Università degli Studi di Roma “La Sapienza”
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Ricostruzione ad alta efficienza dei mesoni B

Tesi di Laurea

Sergio Grancagnolo
matricola: 11107200

Relatore:

Prof. Fernando Ferroni

Anno Accademico 2000-2001

Tesine

La teoria del campo gravitazionale in approssimazione lineare

Relatore: Giovanni Montani

Studio di eventi veloci nel processo di ripiegamento di proteine

Relatore: Federico Boffi

Indice

Introduzione

Il seguente lavoro è svolto nell'ambito dell'esperimento *BaBar* attualmente in presa dati all'acceleratore $PEP-II$ di SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). $PEP-II$ produce fasci di elettroni e positroni che collidono all'energia della risonanza $\Upsilon(4S)$ che decade in coppie di mesoni $B\bar{B}$. Lo scopo dell'esperimento è quello di studiare le asimmetrie di CP nei decadimenti dei mesoni B neutri (B_d). In particolare vengono effettuate misure degli angoli del triangolo unitario, α, β e γ e estratti i valori degli elementi $|V_{ub}|$ e $|V_{cb}|$ della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (**CKM**). Questo avviene in generale attraverso la misura di *branching ratio* spesso piuttosto piccoli ($\sim 10^{-4} - 10^{-5}$) e richiedono un'alta statistica e una buona efficienza di ricostruzione.

Per migliorare questa efficienza si è adottata una tecnica detta *semiesclusiva*. Vengono studiati canali con un *branching ratio* più elevato ($\sim 10^{-3}$) che possono avere anche un grande numero di figlie nello stato finale e si cerca di ricostruire completamente uno dei due mesoni B. Eventi in cui un mesone B è stato completamente ricostruito sono utili per le analisi in cui è importante avere un ambiente estremamente pulito. Ad esempio l'analisi inclusiva del mesone B di rinculo a quello completamente ricostruito, offre notevoli vantaggi. Infatti la contaminazione di eventi non $b\bar{b}$ è notevolmente ridotta. Inoltre è possibile utilizzare la correlazione di flavour tra il mesone B di rinculo e quello ricostruito nonchè imporre, nel caso di eventi semileptonici, che la massa mancante dell'evento sia compatibile con quella del neutrino, che è l'unica particella non rivelata. Lo studio del rinculo può essere utilizzato per la misura inclusiva di V_{ub} utilizzando eventi $B \to X_u l\nu$. Imponendo che nel rinculo sia presente almeno un leptone e applicando i tagli appena descritti si dispone di un campione di eventi semileptonici molto pulito. È evidente che maggiore è il numero di mesoni B completamente ricostruiti minore sarà l'errore statistico su questo tipo di misura. Per questo motivo è fondamentale includere nel campione di mesoni B anche quelli ricostruiti in modo semiesclusivo. I canali semiesclusivi utilizzati in questo studio contengono tutti una D^* carica e sono: $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$,

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$. I primi tre, analizzati con la tecnica esclusiva, portano alla ricostruzione di $\sim 160/fb^{-1}$ mesoni B^0 mentre con la tecnica semiesclusiva il numero di mesoni B^0 ricostruiti diventa $\sim 300/fb^{-1}$.

Gli altri canali non erano stati ancora osservati eccetto $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ che erano stati oggetto di uno studio di CLEO [13]. Il risultato su questi due canali con la ricostruzione semiesclusiva è promettente e prepara la base per una eventuale misura di *branching ratio*. Sono state ricostruite $\sim 50/fb^{-1}$ B^0.

Inoltre anche dallo studio dei canali $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, ancora mai osservati, sono state ricostruite $\sim 50/fb^{-1}$. In totale il segnale raccolto consiste di $\sim 400/fb^{-1}$ B neutre.

Infine sono stati prodotti Dalitz plot e figure di massa invariante e osservate delle risonanze tra i pioni nello stato finale: ρ, a_1 ω.

Il lavoro è stato così suddiviso: nel capitolo 1 vengono trattati il modello standard (*Standard Model*, **SM**) e il triangolo unitario, descrivendo anche i principali decadimenti del quark b; nel capitolo 2 viene spiegato l'apparato sperimentale, la B-factory e il rivelatore *BaBar* nelle sue componenti e il sistema di trigger; nel capitolo 3 si parte dai prodotti ultimi di decadimento, π, K carichi e γ, fino a ricostruire i mesoni π^0, K_S, D^0 e D^{*-}; lo studio dei mesoni B^0 è contenuto nei capitoli 4 e 5; in particolare nel paragrafo 4.1 viene studiato il Monte Carlo generatore e giustificata la scelta dei canali semiesclusivi da ricostruire, nei paragrafi 4.2.2 e 4.3 vengono spiegate le variabili cinematiche discriminanti e descritto l'algoritmo di ricostruzione e di selezione del segnale; nel paragrafo 4.4 sono riportati i risultati per i singoli canali di decadimento del mesone B^0 per diversi campioni Monte Carlo. Infine nel capitolo 5 viene utilizzata una frazione ($\sim 8fb^{-1}$.) dei dati raccolti nel periodo Ottobre 1999-Ottobre 2000 per osservare i canali semiesclusivi. Nel paragrafo 5.1 sono approfonditi i canali che sono stati osservati a *BaBar* o in qualche altro esperimento; nel paragrafo 5.2 sono riportati i canali studiati per la prima volta, in particolare $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$, che mostrano la presenza di un segnale. Infine, il paragrafo 5.3 mostra, tramite Dalitz plot, l'aspetto delle risonanze e delle strutture tra le particelle che decadono con la D^{*-}, per i canali $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$.

Capitolo 1

Decadimenti Adronici del B

1.1 Modello Standard e Triangolo Unitario

Con il termine di Modello Standard si indica la teoria che descrive le interazioni elettromagnetica, debole e forte in termini di teorie di gauge, a partire dall'insieme di particelle elementari osservate, costituito da

- sei leptoni, organizzati in tre famiglie

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

  e i corrispondenti antileptoni

- sei quark, organizzati in tre famiglie

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

  e i corrispondenti antiquark

- un bosone di gauge per l'interazione elettromagnetica, il fotone γ
- tre bosoni di gauge per l'interazione debole, $W^\pm$ e Z^0
- otto bosoni di gauge per l'interazione forte, detti gluoni
- il bosone di Higgs, H.

La costruzione del SM parte da una teoria in cui le masse di tutte le particelle che compaiono sono nulle. Tale teoria viene descritta tramite una lagrangiana invariante sotto il gruppo di trasformazioni $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$, essendo il gruppo $SU(3)_C$ quello che descrive la simmetria di *colore* dell'interazione forte, $SU(2)_I$ quello che descrive l'*isospin debole* I per l'interazione unificata elettrodebole ed infine $U(1)_Y$ quello che descrive l'invarianza per trasformazioni di *ipercarica* Y. Il gruppo di simmetria viene poi rotto spontaneamente in $SU(3)_C \otimes U(1)_Q$, dove $U(1)_Q$ rappresenta la residua simmetria delle interazioni elettromagnetiche. La rottura si realizza tramite il *meccanismo di Higgs*, che comporta la presenza di un campo bosonico avente valore di aspettazione nel vuoto diverso da zero.

La natura in generale complessa degli elementi della matrice CKM, porta alla possibilità di fenomeni di violazione di CP nel SM. Assumendo l'esistenza di tre generazioni di quark, la matrice CKM diventa una matrice 3×3 unitaria in cui compaiono 4 parametri indipendenti, tra cui una sola fase complessa. I suoi 9 termini

$$V_{\mathbf{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

possono essere quindi parametrizzati in vario modo. La parametrizzazione adottata dal PDG [1] è quella di Maiani, in cui i quattro parametri hanno un chiaro significato fisico, essendo gli angoli di mescolamento tra le famiglie dei quark (θ_{12}, θ_{23} e θ_{13}) e la fase complessa che causa la violazione di CP (δ_{13}). Scrivendo $cos(\theta)_{ij} = c_{ij}$ e $sen(\theta)_{ij} = s_{ij}$, la matrice CKM assume la forma

$$V_{\mathbf{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

Una parametrizzazione utile in pratica è quella di Wolfenstein [2] [1], che tende alla matrice unitaria per piccoli angoli. Sulla base di questa considerazione viene eseguita una espansione in termini del parametro λ, pari al seno dell'angolo di Cabibbo, cioè il parametro s_{12} della parametrizzazione di Maiani.

$$V_{\mathbf{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^5) \tag{1.6}$$

[1] La forma qui riportata è quella di Buras [3], in cui i parametri originari ρ ed η della parametrizzazione di Wolfenstein sono sostituiti da $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$, essendo

$$\bar{\rho} = \rho\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \qquad \bar{\eta} = \eta\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \tag{1.5}$$

dove λ è il seno dell'angolo di Cabibbo. In questo modo si arriva ad includere gli ordini $\mathcal{O}(\lambda^4)$ e l'unitarietà vale praticamente in modo esatto.

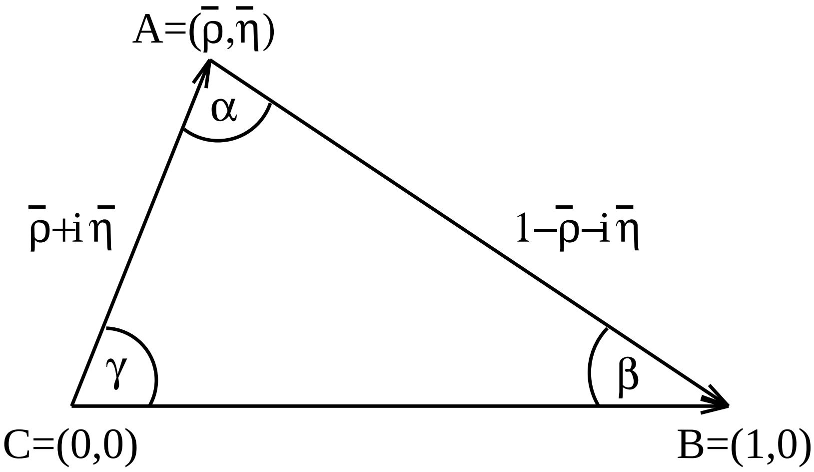


Figura 1.1: *Triangolo unitario nel piano complesso ($\bar{\rho}$ $\bar{\eta}$).*

Dalla condizione di unitarietà della matrice CKM, $V^{\dagger}_{ik}V_{kj} = \delta_{ij}$, e scegliendo $i \neq j$, si ottengono le seguenti sei identità

$$V_{ud}V^*_{cd} + V_{us}V^*_{cs} + V_{ub}V^*_{cb} = 0 \quad (1.7)$$

$$V_{ud}V^*_{td} + V_{us}V^*_{ts} + V_{ub}V^*_{tb} = 0 \quad (1.8)$$

$$V_{cd}V^*_{td} + V_{cs}V^*_{ts} + V_{cb}V^*_{tb} = 0 \quad (1.9)$$

$$V_{ud}V^*_{us} + V_{cd}V^*_{cs} + V_{td}V^*_{ts} = 0 \quad (1.10)$$

$$V_{ud}V^*_{ub} + V_{cd}V^*_{cb} + V_{td}V^*_{tb} = 0 \quad (1.11)$$

$$V_{us}V^*_{ub} + V_{cs}V^*_{cb} + V_{ts}V^*_{tb} = 0 \quad (1.12)$$

La somma di tre numeri complessi può essere rappresentata su un piano come la somma di tre vettori. Il fatto che essa sia nulla implica che i tre vettori si chiudano, a formare un triangolo. Si consideri in particolare quello ottenuto dalla 1.11, dividendo tutti i membri per $V_{cd}V^*_{cb}$. Ciò che si ottiene è riportato in figura 1.1 ed è comunemente indicato in letteratura come *triangolo unitario*. Guardando alla parametrizzazione della matrice CKM in termini di $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ si evince come la fase complessa che in essa compare sia pari all'angolo γ. Come detto in precedenza, i tre angoli possono essere in principio determinati dalla misura della *rate* dipendente dal tempo per il decadimento di mesoni B^0 e $\bar{B}^0$ in opportuni autostati di CP. Questa misura diretta può essere poi confrontata con una determinazione indiretta, ottenuta tramite l'assunzione della validità del SM e la rappresentazione, sul piano complesso $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, di grandezze che non coinvolgono direttamente gli angoli del

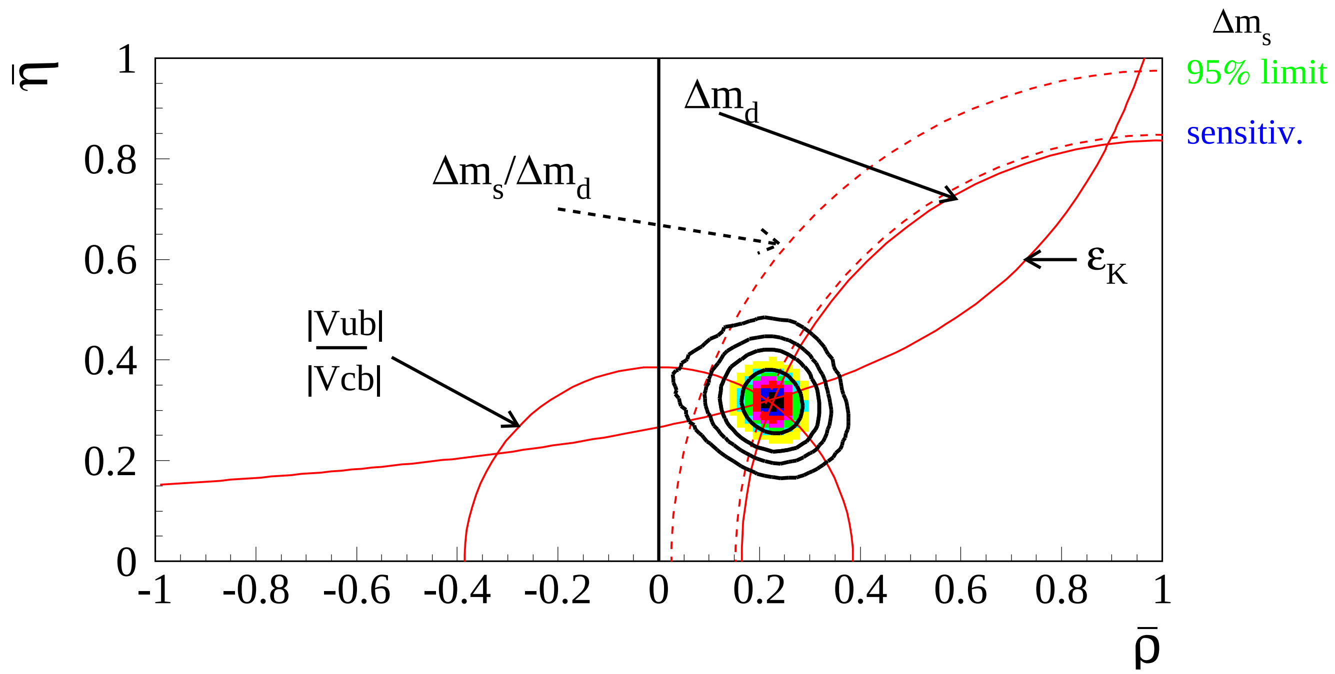


Figura 1.2: *Limiti imposti al valore di $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ dalle misure indirette. Le curve rappresentano il caso ideale di misure infinitamente precise, ottenute prendendo i valori centrali delle varie quantità. L'area rappresentata è quella selezionata con l'analisi di [5].*

triangolo unitario, ma che sono funzioni di $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ [5]. In particolare:

- $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ é rappresentato da una circonferenza centrata in (0,0)

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = \frac{\lambda}{1 \; - \; \frac{\lambda^2}{2}} \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \,. \tag{1.13}$$

- Δm_d, la differenza tra le masse dei mesoni B^0 e $\bar{B}^0$, è rappresentata da una circonferenza centrata in (1,0)

$$\Delta m_d \propto A^2 \lambda^6 \; [(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2], \tag{1.14}$$

- Δm_s, la differenza tra le masse dei mesoni B^0_S e $\bar{B}^0_S$, rappresenta a sua volta una circonferenza. Il confronto con Δm_d porta alla seguente relazione

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \propto \left(\frac{\lambda}{1 - \frac{\lambda^2}{2}} \right)^2 \; [(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2] \,. \tag{1.15}$$

- ϵ_K, parametro caratteristico della violazione di CP nel sistema $K^0 \bar{K}^0$, è rappresentato approssimativamente da una iperbole.

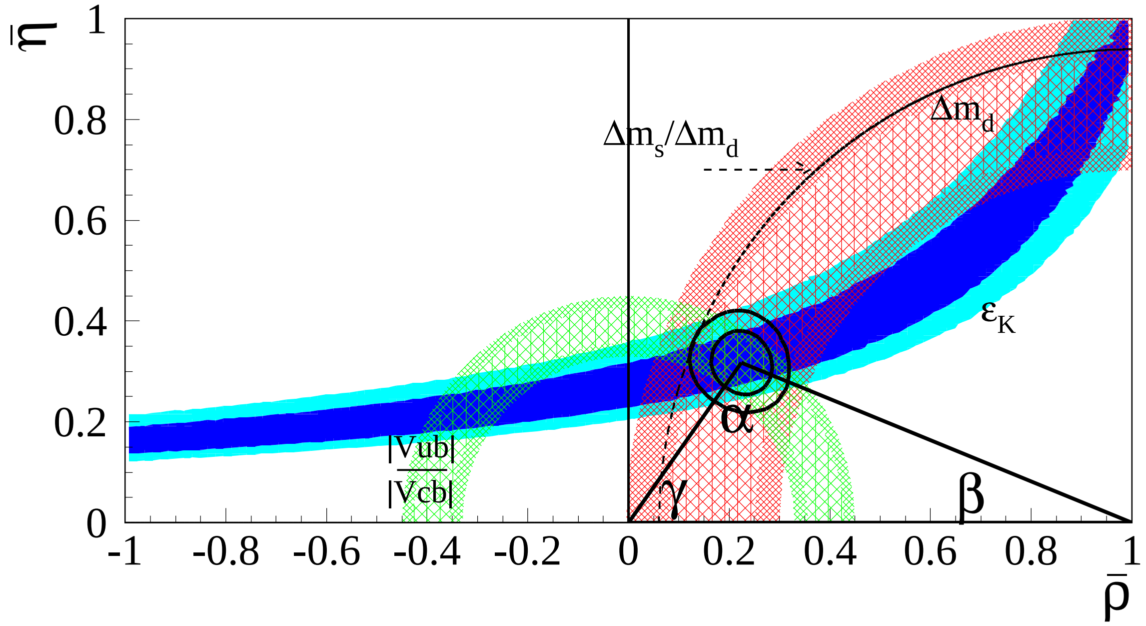


Figura 1.3: *Limiti imposti al valore di $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ dalle misure indirette. Ogni banda rappresenta l'indeterminazione sul limite imposto, dovuto alle incertezze con cui sono note le varie quantità.'*

Se la determinazione di queste grandezze fosse infinitamente precisa, si avrebbero quattro curve passanti per uno stesso punto del piano $\bar{\rho} - \bar{\eta}$, definendo così il vertice A del triangolo in figura 1.1, come mostrato in figura 1.2. In realtà, alle varie grandezze sono associate incertezze dovute agli errori sperimentali nella misura e alla determinazione dei parametri teorici introdotti. Quindi ognuna delle curve considerate è una banda (si veda la figura 1.3)[2] e di conseguenza ciò che l'analisi del triangolo unitario riesce a fare è fissare una regione entro cui, assegnato un certo livello di confidenza, cade il punto $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, compatibilmente all'ipotesi fatta di validità del SM. A questo punto, la misura diretta degli angoli del triangolo permette di avere un test di consistenza del SM ed, eventualmente, evidenza di nuova fisica.

In tabella 1.1 sono riportati i risultati per una analisi del triangolo unitario [5]. Il valore per sen(2β) è confrontabile con i primi risultati ottenuti dalle collaborazioni *BaBar* e *Belle*, con i quali si è arrivati a livelli di precisione significativi [6, 7], oltre che con quelli ottenuti da LEP. I valori sperimentali e la media mondiale sono riportati in figura 1.4. Notevoli progressi sono stati compiuti negli ultimi anni. Un chiaro esempio di ciò viene

[2] In particolare, il fatto che a Δm_s sia sperimentalmente associato solamente un limite superiore implica che la terza delle condizioni scritte selezioni una porzione di piano e non una banda vera e propria.

Parametro	valore ottenuto
$\bar{\rho}$	0.224 ± 0.038
$\bar{\eta}$	0.317 ± 0.040
sen(2β)	0.698 ± 0.066
sen(2α)	-0.42 ± 0.23
γ	$(54.8 \pm 6.2)^\circ$

Tabella 1.1: *Risultati dell'analisi del triangolo unitario.*

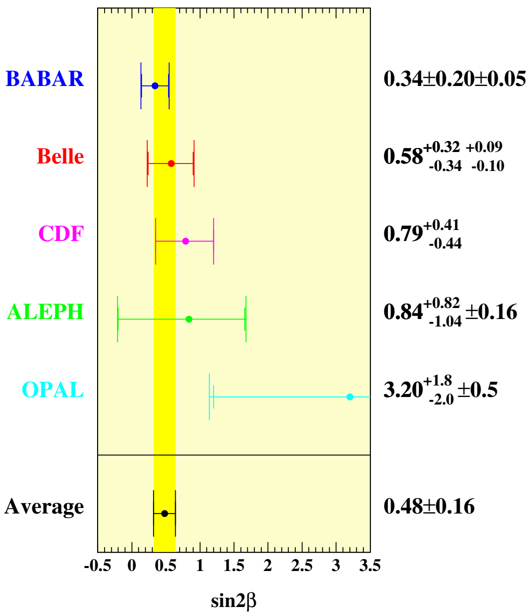


Figura 1.4: *confronto dei valori presenti in letteratura per sen(2β).*

dalla figura 1.5, dove viene confrontata l'area selezionata allo stato attuale con quelle ottenute negli anni precedenti. Il notevole progresso, dovuto al miglioramento delle misure sperimentali e delle tecniche di simulazione numerica su reticolo, rende concretamente possibile oggi quel confronto con le misure dirette per cui questo tipo di studi è nato.

1.2 Decadimenti del quark b

La fisica del quark pesante b è molto importante per comprendere i decadimenti deboli, la violazione di CP ed estrarre i valori degli elementi della matrice **CKM** (vedi par. 1.1). Poiché $m_b < m_t$ il quark b deve decadere al di fuori del suo doppietto e questo è soppresso anche per il decadimento dominante ($b \to c$) per il quale è $|V_{cb}|^2 \approx (0.04)^2$. Ne segue

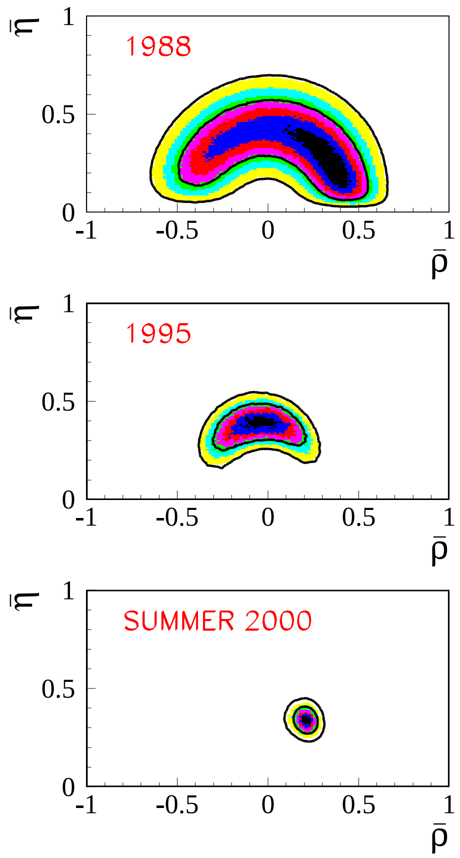


Figura 1.5: *Aree selezionate dall'analisi del triangolo unitario nel piano $\bar{\rho}\bar{\eta}$, corrispondenti allo stato dell'analisi per gli anni 1988, 1995 ed estate 2000. Vengono mostrati i contorni corrispondenti al 68% e al 98% di probabilità.*

che la vita media degli adroni con il b è piuttosto lunga ($\sim$ 1 ps) e negli esperimenti questo consente di sopprimere il fondo. Gli esperimenti possibili per produrre i quark b possono essere a targhetta fissa o coinvolgere fasci di particelle e antiparticelle che collidono: $p\bar{p} \to b\bar{b}X$, $e^+e^- \to Z \to b\bar{b}$ e $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$. La $\Upsilon(4S)$ è uno stato legato $b\bar{b}$ che si trova poco sopra la soglia necessaria alla produzione di coppie di mesoni $B\bar{B}$. In particolare vengono prodotti mesoni B neutri contenenti un quark b e uno d e mesoni B carichi, contenenti un quark b e uno u. In $PEP-II$ i fasci non hanno la stessa energia e i mesoni $B\bar{B}$ del decadimento della $\Upsilon(4S)$ vengono prodotti con un *boost*. In questo modo la ricostruzione del vertice di decadimento diventa ancora più efficace.

In fig. 1.6 sono mostrati alcuni possibili diagrammi di decadimento. I più semplici dal punto di vista teorico sono i decadimenti leptonici (fig. 1.6a) dei mesoni carichi, dove quark e antiquark nel mesone si annichilano in un bosone W virtuale e danno origine ad uno stato finale a due corpi con un leptone e un antineutrino. Lo studio di questi decadimenti consente di approfondire la descrizione delle interazioni forti all'interno del mesone stesso ma il loro *branching ratio* risulta molto piccolo (tab. 1.2).

I decadimenti semileptonici (fig. 1.6b) hanno *branching ratio* più grandi. Come per i decadimenti leptonici, l'ampiezza di decadimento può essere fattorizzata. La corrente adronica può essere parametrizzata tramite funzioni di q^2, la massa del W virtuale al quadrato, dette fattori di forma. In alcuni casi, come $B \to X_c l^- \bar{\nu}$, dove X_c rappresenta un mesone con un quark charm, il fattore di forma può essere predetto con buona precisione e portare all'estrazione di $|V_{cb}|$. Il caso $B \to X_u l^- \bar{\nu}$, dove X_u rappresenta un quark senza charm nello stato finale, è più difficile da studiare, sia a livello di predizioni teoriche, sia a causa dei *branching ratio* minori.

I decadimenti adronici sono i più complicati dal punto di vista teorico a causa delle interazioni forti che non possono essere isolate in una singola corrente e delle interazioni forti che intervengono tra gli adroni nello stato finale. Le figure 1.6c e 1.6d sono esempi di decadimenti adronici con quark spettatore esterno e interno. Il quark leggero infatti non gioca in questi decadimenti un ruolo diretto nell'interazione debole. In generale, nel caso 1.6d ci deve essere corrispondenza tra il colore del quark prodotto dal W e quello spettatore; questo porta a una soppressione di un fattore $\left(\frac{1}{3}\right)^2$. È possibile studiare l'interferenza tra i diagrammi con quark spettatore interno ed esterno. In tabella 1.2 sono riportati gli ordini di grandezza per i *branching ratio* corrispondenti ai diagrammi della figura 1.6.

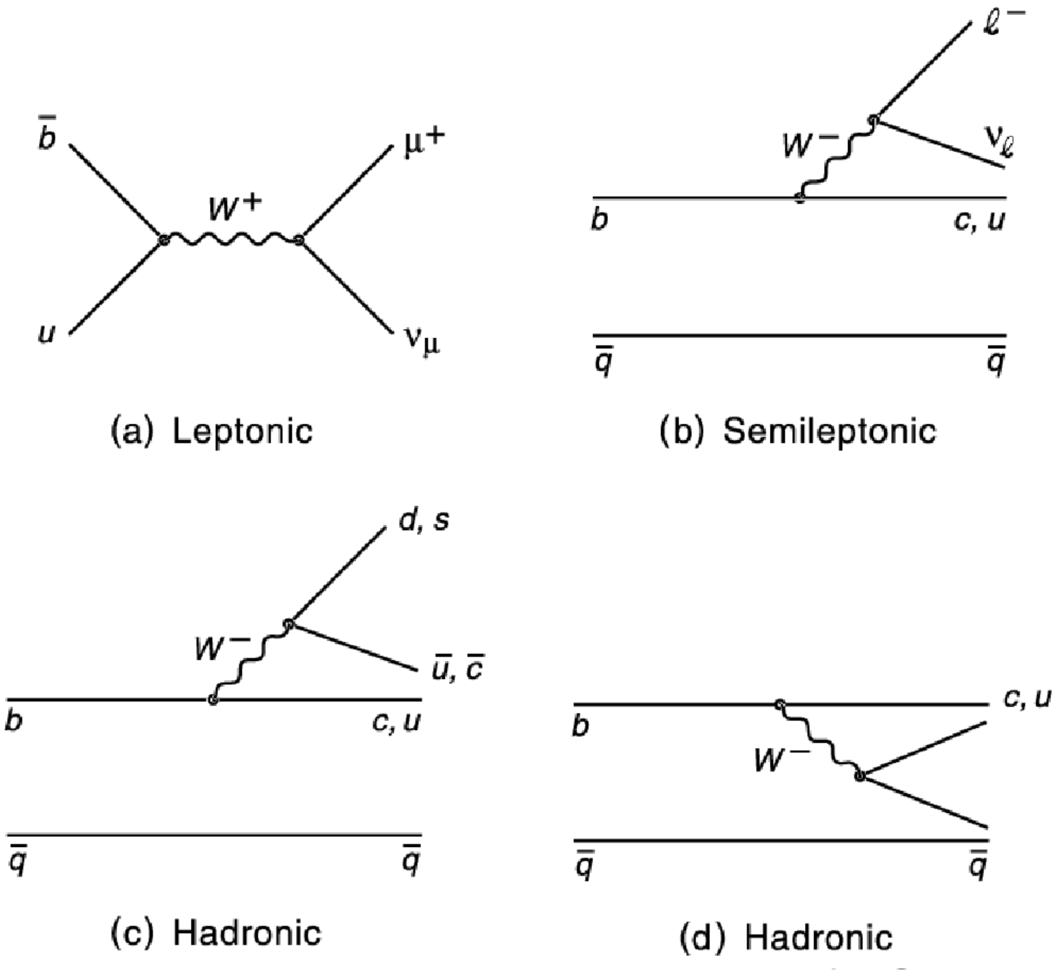


Figura 1.6: Diagrammi per i decadimenti del B e per le oscillazioni: (a) decadimento leptonico, (b) decadimento semileptonico, (c) decadimento adronico (diagramma con spettatore esterno), (d) decadimento adronico (diagramma con spettattore interno).

In questo studio, come si vedrà nel capitolo 4, ci si occuperà dei decadimenti del tipo

Tabella 1.2: Valori dei *branching ratio* per i diagrammi in figura 1.6.

Decadimento	***branching ratio***	**diagramma**
$B^+ \to l^+\nu$	$< 10^{-4}$	a
$B \to X_c l^- \nu$	$\sim 10^{-1}$	b
$B \to X_u l^- \nu$	$\sim 10^{-3}$	b
$B \to D(^*)X$	$\sim 10^{-1}$	c
$B \to J/\Psi X$	$\sim 10^{-2}$	d
$B \to X_u X$	$\sim 10^{-4}$	d

$B \to X_c X$ dove X_c sarà un mesone D^* carico e X sarà un sistema adronico costituito da pioni. Essi sono i modi a più alta statistica. Accumulare quanti più eventi completamente ricostruiti è fondamentale per poter studiare l'altro mesone B prodotto nel decadimento dell $\Upsilon(4S)$ in un ambiente estremamente pulito.

Capitolo 2

PEP-II e l'esperimento BaBar

Come già visto nel capitolo precedente, la violazione $\mathcal{CP}$ può essere osservata a partire da stati coerenti, costituiti da coppie di mesoni $B^0 - \bar{B}^0$, misurando le asimmetrie dipendenti dal tempo. Un'acceleratore che lavora alla $\Upsilon(4S)$ con una luminosità $L \sim 3{\cdot}10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$, come $PEP-II$ a SLAC, è in grado di fornire un campione sufficientemente ricco di tali stati coerenti, essendo la sezione d'urto di produzione della $\Upsilon(4S)$, $\sigma(bb)\ =\ 1.05\ nb$, con un rapporto $\sigma(bb)/\sigma(qq-tot) \sim 0.25$.[1] Nel primo anno di presa dati si è raccolto un campione di 11.5 milioni di coppie $B^0\bar{B}^0$ ($L_{int} \simeq 20\ fb^{-1}$), con il quale si sono ottenuti i primi risultati sul fenomeno di violazione $\mathcal{CP}$. [2]

2.1 La B-factory $PEP-II$

La B$-$*factory* $PEP-II$ [8] è un *collider* e^+e^- progettato per raggiungere, nella sua prima fase di vita, una luminosità di almeno $3\times10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$, ad una energia nel centro di massa corrispondente alla massa della risonanza Υ(4S) (10.58 GeV). Si tratta di una macchina asimmetrica, essendo costituita da due fasci collidenti di diversa energia: 9.0 GeV per il fascio di elettroni e 3.1 GeV per il fascio di positroni. La configurazione della macchina prevede due anelli separati, con elettroni nell'anello di alta energia (HER) e positroni nell'anello di bassa energia (LER). I risultati ottenuti dal HER sono riportati in tabella 2.1, quelli del LER in tabella 2.2. Gli anelli di accumulazione sono situati nel tunnel precedentemente usato da PEP, ma hanno differenti infrastrutture per l'accelerazione delle particelle e la creazione del vuoto. L'anello di alta energia riutilizza i magneti precedentemente usati da PEP mentre l'anello di bassa energia è completamente nuovo

[1] la $\Upsilon(4S)$ decade praticamente sempre in una coppia di $B\bar{B}$ ($\sim 50\%\ B^0\bar{B}^0$, $\sim 50\%\ B^+B^-$).

[2] il valore di $sen(2\beta)$ misurato a BaBar[6] non è peró ancora diverso da zero in modo statisticamente significativo.

Tabella 2.1: *Prestazioni dell'anello di alta energia.*

	Disegno	Migliore	Tipico in un run
Energia(GeV)	9.0	9.0	9.0, 8.84-9.04
N di pacchetti	1658	1658	553-829
Corrente totale del fascio(A)	0.75(1.0)	0.92	0.70
Vita media del fascio	4h @ 1A	11h @ 0.9A	9h @ 0.70A

Tabella 2.2: *Prestazioni dell'anello di bassa energia.*

	Disegno	Migliore	Tipico in un run
Energia(GeV)	3.1	3.1	3.1
N di pacchetti	1658	1658	553-829
Corrente totale del fascio(A)	2.14	1.72	1.10
Vita media del fascio	4h @ 2A	3.3h @ 1.4A	3h @ 1.1A

ed è posizionato sopra l'HER. Il progetto di PEP-II prevede 1658 pacchetti per fascio, ognuno composto da 2.1×10^{10} elettroni (HER) e 5.9×10^{10} positroni (LER), spaziati di 4.2 ns. Il sistema delle cavità a radiofrequenza (RF) fornisce una potenza di 5.1 MW ottenuta da sette stazioni di klystron, le quali controllano 24 cavità RF di rame che lavorano a 476 MHz. I pacchetti vengono fatti confluire in una camera a vuoto tenuta ad una pressione

Tabella 2.3: *Prestazioni di PEP-II.*

	Unità	Disegno	Migliore(Tipico)
$\pounds$ di picco	$cm^{-2}s^{-1}$	3×10^{33}	3.3×10^{33} (2.6×10^{33})
$\pounds$ specifica	$cm^{-2}s^{-1}/bunch$	3.1×10^{30}	2.9×10^{30} (1.8×10^{30})
Oriz. Spot Size Σ_X	μm	220	190
Vert. Spot Size Σ_Y	μm	6.7	6.0
Top-off-time	min.	3	2(3)
Fill-time	min.	6	8(10)
$\pounds$ Integrata	$pb^{-1}/8h$		54
	$pb^{-1}/giorno$	135	184
	$pb^{-1}/settimana$		1.0
	$pb^{-1}/mese$		3.8
$\pounds$ Tot.Integ.(1/11/00)	fb^{-1}		23.4

di pochi nTorr e fatti collidere ad *angolo nullo* nella regione di interazione circondata da una *beam-pipe* di berillio di 2.5 *cm*. BaBar è situato immediatamente all'esterno del

cilindro di berillio.
Come già detto, l'energia nel centro di massa è di 10.58 GeV con un $\beta\gamma = 0.56$, necessario per misurare le asimmetrie di CP. Questo *boost* corrisponde ad una separazione media tra i due vertici di decadimento dei mesoni B di $\beta\gamma c\tau = 250\mu m$.
L'acceleratore PEP-II è stato terminato con il completamento del LER nel Luglio del 1998, e le prime collisioni sono state viste nei mesi successivi, durante i quali è stata effettuata la messa a punto della macchina per aumentare correnti e luminosità. Nel Febbraio del 1999 è stata raggiunta la luminosità di picco di 5.2×10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. BaBar è stato installato in due mesi nella primavera del 1999. PEP-II è stato riacceso il 10 Maggio e BaBar ha registrato le prime collisioni il 26 Maggio 1999. Nell'Agosto del 1999 PEP-II ha superato il precedente record mondiale di luminosità, 8.1×10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. Attualmente la luminosità è di 2.7×10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$, che corrisponde al 90% della luminosità di progetto. Nel Giugno 2000 PEP-II ha fornito in un giorno una luminosità integrata di 150 pb^{-1}, rispetto al disegno che prevedeva 135 pb^{-1}. Durante l'ultimo anno PEP-II ha fornito a BaBar una luminosità integrata superiore ai 20 fb^{-1}. (Fig. 2.1). I parametri dei fasci e le luminosità ottenute sono riportate in Tab.2.3.

2.1.1 Il Beam Spot

Per tenere in considerazione lo spostamento dei fasci di PEP-II rispetto al rivelatore BaBar la posizione del punto di collisione viene calcolata ad intervalli periodici, utilizzando un metodo basato sugli eventi a due tracce. Le dimensioni del *beam spot* che si ricavano con questa tecnica sono circa 150 μm in x, 50 μm in y e 1 cm in z. La stima ottenuta per la dimensione y è completamente dominata dalla risoluzione del tracciamento e può essere migliorata studiando la variazione della luminosità al variare della posizione relativa dei due fasci. In particolare, note anche le correnti dei fasci e la dimensione in x, si ottiene $\sigma_y \sim 5$ μm, valore stabile al 10% sulla scala dei tempi di un'ora.

2.1.2 I fondi di PEP-II

Il raggiungimento di una configurazione caratterizzata da un accettabile livello di fondo viene a dipendere da vari fattori, tra cui domina la resistenza alla radiazione del rivelatore al silicio (SVT) e del calorimetro elettromagnetico, oltre che il massimo valore di corrente tollerabile dalla camera a deriva. Altre limitazioni vengono imposte dalla *rate* del trigger

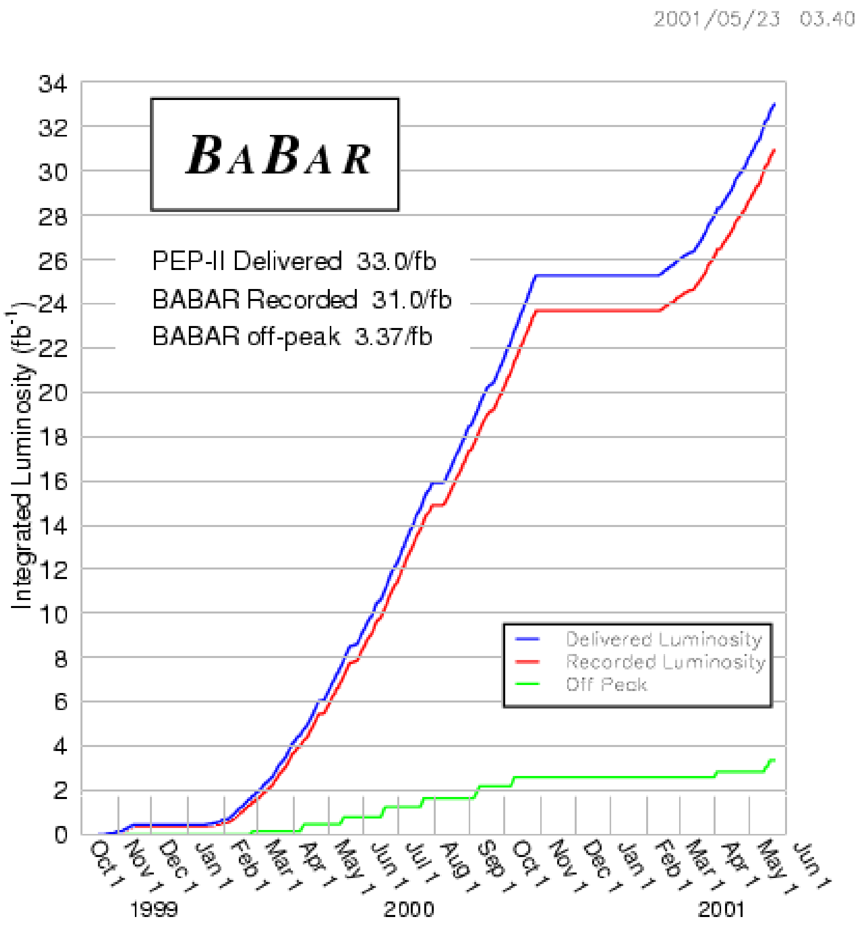


Figura 2.1: *Luminosità integrata: la curva più in alto rappresenta la $\mathcal{L}$ fornita da $PEPII$, quella al centro la $\mathcal{L}$ registrata da BaBar e la curva più in basso è la $\mathcal{L}$ registrata al di fuori del picco della risonanza $\Upsilon(4S)$. L'analisi presentata in questo lavoro si riferisce ai dati raccolti fino ad Ottobre 2000.*

di primo livello (L1) e dall'occupazione negli altri sottosistemi. Simulazioni, analisi dei dati ed accurate misure dedicate delle sorgenti di fondo e del loro impatto sulla presa dati e sulle prestazioni del rivelatore hanno portato ad una comprensione dettagliata di vari fenomeni, ed ad una loro effettiva diminuzione. Le cause principali di fondi a PEP-II [8] sono quelle elencate qui di seguito, in ordine di importanza crescente:

- La radiazione di sincrotrone, generata nei magneti di curvatura e nei quadrupoli per la focalizzazione finale nelle beam-line del HER e del LER. Un attento disegno della regione di interazione e una schermatura per mascherare la radiazione si sono dimostrati efficaci per abbattere questo tipo di fondo.

- *Two-beam background* provocato da tre sorgenti: elevato numero di interazioni di beam-gas nel HER, dovute a radiazione di sincrotrone di bassa energia che colpisce la beam-pipe del HER; fotoni ed $e^{\pm}$ di bassa energia da scattering Bhabha che colpiscono i dispositivi per la produzione del vuoto; code generate dall'interazione fascio-fascio e/o dalla nube elettronica indotta dal fascio di bassa energia.

- L'interazione di particelle del fascio con residui nel vuoto degli anelli (beam-gas), che costituisce la sorgente primaria di danneggiamento da radiazioni e che ha l'impatto maggiore sulla efficienza di BaBar.

2.2 L'apparato sperimentale

La struttura dell'apparato (figura 2.2)[9] segue lo schema classico di un apparato per collisori e^+e^- : i diversi rivelatori sono disposti intorno l'asse dei fasci.[3] Il solenoide superconduttore di BaBar, che produce un campo magnetico assiale di 1.5 T contiene:

- un rivelatore di vertice al silicio (SVT)

- una camera centrale a deriva (DCH) per la misura dell'impulso e la identificazione di particelle cariche.

- un rivelatore Čerenkov a barre di quarzo per l'identificazione delle particelle (DIRC)

- un calorimetro elettromagnetico (EMC) a Ioduro di Cesio, per l'identificazioni di fotoni ed elettroni.

[3] In BaBar è usato un sistema di riferimento ortogonale con l'asse z positivo orientato nella direzione del fascio di e^- e asse x sul piano dell'orbita dei fasci.

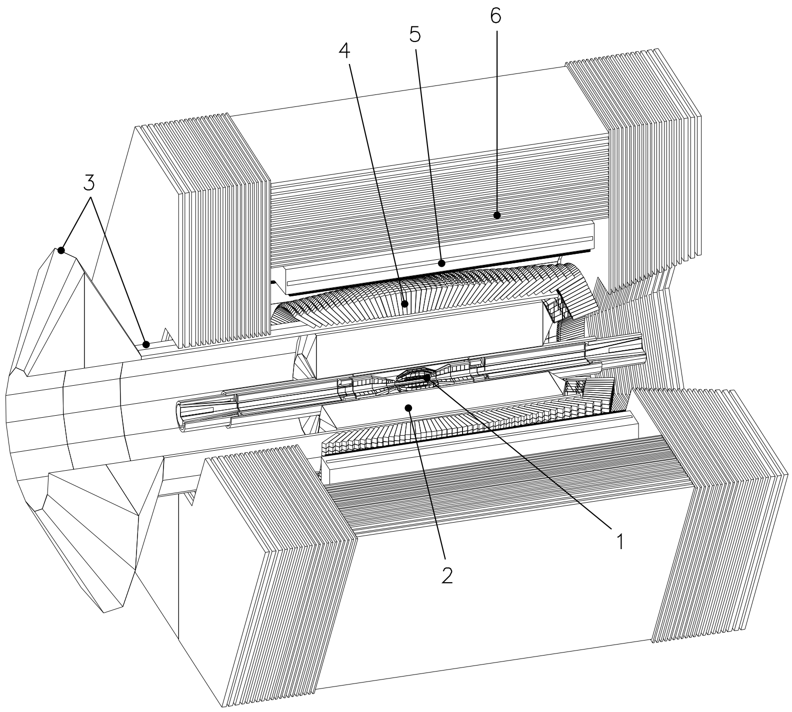


Figura 2.2: Il rivelatore BaBar: (1) *Silicon Vertex Tracker* (SVT), (2) *Drift Chamber* (DCH), (3) *Detector of Internally Reflected* Čerenkov *Light* (DIRC), (4) *Electromagnetic Calorimeter* (EMC), (5) Magnete Superconduttore, (6) *Instrumented Flux Return* (IFR).

Il calorimetro è diviso in due sezioni principali, una parallela all'asse dei fasci (*barrel*) ed un'altra nella regione in avanti di BaBar (*endcap*) nella quale si propagano la maggior parte dei prodotti della collisione. Nessuna copertura calorimetrica è prevista nella regione posteriore. Due strati di camere RPC cilindriche sono allocati tra il barrel del calorimetro ed il criostato del magnete. Tutti i rivelatori posizionati all'interno del magnete hanno una copertura azimutale completa.
Al di fuori del magnete si trova il resto del sistema di rivelazione (IFR), basato su camere RPC, per la separazione tra muoni ed adroni carichi e per l'identificazione di adroni neutri (principalmente K_L).

2.2.1 Il rivelatore di vertice

Il rivelatore al silicio (*Silicon Vertex Tracker*) è utilizzato per la misura dei vertici di decadimento dei mesoni B. Essendo in grado di fornire una risoluzione di $\sim 110\ \mu m$ sulla coordinata z, come sopra definita, risulta essere un elemento fondamentale per lo studio delle asimmetrie di CP a PEP-II. Va inoltre notato che si tratta dell'unico rivelatore in grado di tracciare le particelle cariche con basso momento trasverso ($p_T < 120\ MeV$), che

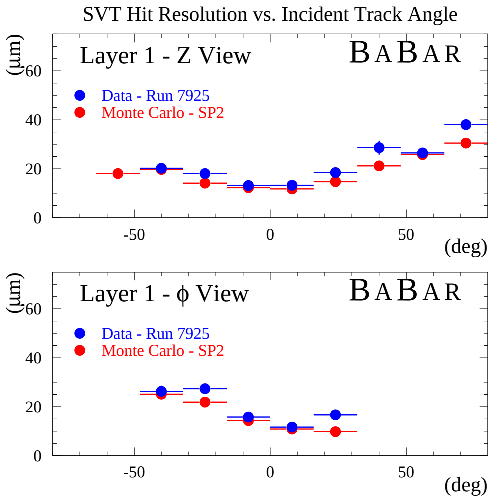


Figura 2.3: *Risoluzione del SVT (layer più interno) sul singolo hit in funzione dell'angolo di incidenza della traccia.*

non possono essere rivelate dalla camera centrale. Trattandosi del rivelatore più interno, la costruzione ha richiesto uno sforzo tecnologico tale da garantire un'alta resistenza alla radiazione e, allo stesso tempo, il minimo spessore di materiale possibile, al fine di limitare gli effetti di diffusione multipla. La struttura si basa su 52 moduli di *wafer* di silicio a doppia faccia, letti da un circuito dedicato a basso rumore. Tali moduli sono organizzati su 5 livelli radiali (*layers*), dei quali i tre più interni sono sostanzialmente predisposti al tracciamento e alla ricostruzione dei vertici, mentre i due più esterni contribuiscono alla ricostruzione delle tracce che muoiono prima di raggiungere la camera a deriva. I moduli sono alloggiati su di una struttura conica in fibra di carbonio, posizionata intorno ai magneti permanenti B1 [4] ed alla *beampipe*. Tutto lo SVT e parte degli elementi focalizzanti dell'acceleratore risiedono all'interno di un tubo di supporto in berillio, il quale è direttamente collegato alla struttura meccanica della *beamline*.

Il controllo sulla dose di radiazione assorbita dal silicio viene eseguito attraverso un sistema costituito da 12 fotodiodi, posizionati vicino al primo layer dello SVT. L'accettanza del rivelatore nell'angolo polare θ, limitata proprio dagli elementi dalla beamline, è di $-0.87 < cos\theta_{lab} < 0.96$.

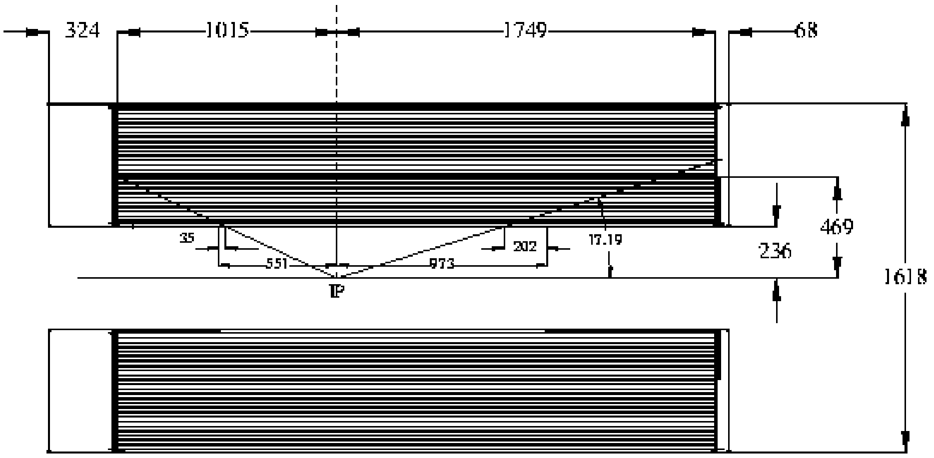


Figura 2.4: *Sezione longitudinale della DCH, le dimensioni sono espresse in mm.*

2.2.2 La camera a deriva

La camera a deriva (*Drift CHamber*) è il secondo componente del sistema di tracciamento presente in BaBar. Questo rivelatore viene impiegato per misurare l'impulso delle particelle cariche con $p_t \geq 100\ MeV/c$, a partire dalla curvatura delle tracce ad esse associate, dovuta alla presenza del campo magnetico (di intensità pari a 1.5 T). La DCH contribuisce inoltre al sistema di identificazione delle particelle (PID), per la separazione K/π attraverso misure del dE/dx, nell'intervallo $100\ MeV/c < p < 700\ MeV/c$. Infine, le informazioni sugli *hit* nelle singole celle vengono usate per il trigger di primo livello.

La camera a deriva è costituita da un cilindro lungo 280 cm, con un raggio interno di 23.6 cm e un raggio esterno di 80.9 cm, posizionata all'esterno del tubo di supporto che contiene il rivelatore di vertice e all'interno del DIRC. Il centro della camera, sull'asse z (figura 2.4), è posizionato a +36.7 cm rispetto il punto di interazione al fine di aumentare il volume di tracciamento nella regione in avanti, dove si concentra il maggior numero di tracce (a causa del *boost*). La sottile parete interna in Berillio (0.0028 X_0) e la parete esterna in fibra di Carbonio (0.015 X_0) minimizzano la quantità di materiale che le particelle devono attraversare prima di arrivare al calorimetro elettromagnetico. [5]

La camera a deriva è suddivisa in 7104 celle esagonali, approssimativamente 1.2 cm × 1.8 cm, raggruppate in 40 *layers* concentrici. Il volume attivo per il tracciamento

[4] si tratta di magneti alloggiati a ±20 cm dal punto di interazione, al fine di unire e dividere i due fasci prima e dopo il rivelatore.

[5] La camera a deriva incide per $\sim 0.021\ X_0$ per una traccia ad incidenza normale

copre un angolo polare di $-0.92 < cos\theta_{lab} < 0.96$. I 40 *layers* sono raggruppati in 10 *super-layers* (composti di 4 *layers* ciascuno), in ognuno dei quali i fili di senso e guardia hanno lo stesso orientamento che si alterna in assiale (A), con una piccola rotazione in un verso positivo (U) o negativo (V) nell'angolo stereo. Tutti i *super-layers* contribuiscono alla ricostruzione di segmenti per il trigger di primo livello, mentre solo quelli assiali partecipano alla determinazione di p_T per il trigger.

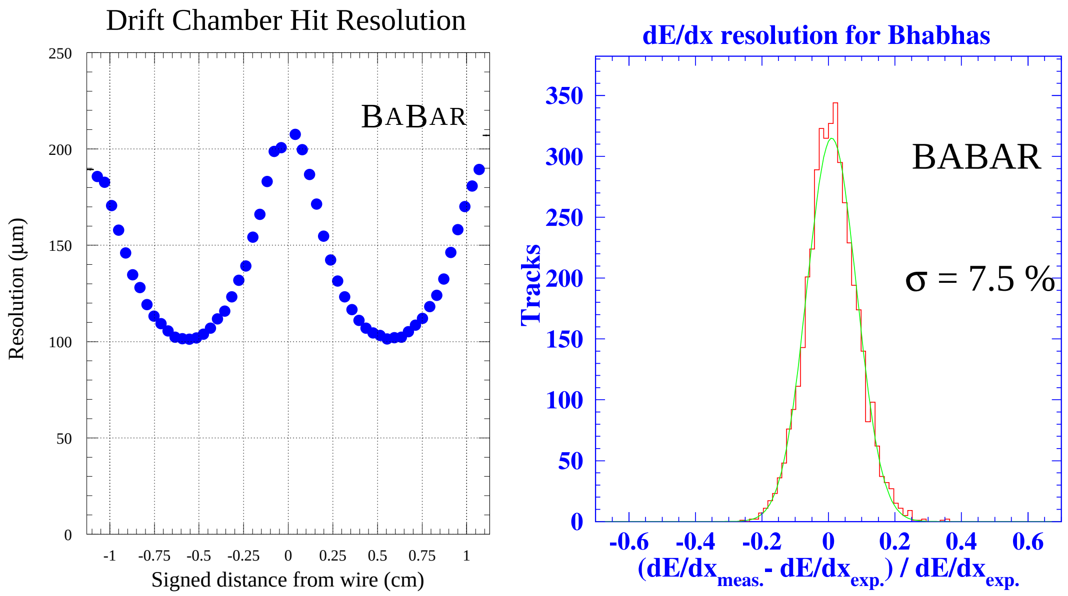
Le singole celle sono costituite da un filo centrale di senso di tungsteno che lavora ad una tensione di $1900 \div 1960\ V$, circondato da 6 fili catodici di alluminio dei quali circa la metà in comune con le celle vicine. Il gas utilizzato nella camera, scelto per minimizzare la quantità di materiale presente, è una miscela 80%-20 % di He:Isobutano, con una piccola quantità di vapor d'acqua (3000 ppm) per prolungare la vita del rivelatore in un ambiente sottoposto ad intensa radiazione.

La risoluzione spaziale di progetto per singolo hit nella camera a deriva è di 140 μm. Il modello di relazione spazio-tempo per un gas non saturato è realizzato tramite polinomi di Chebychev, rispettivamente per la parte "sinistra" e "destra" della cella. Questo modello si è dimostrato stabile in funzione del tempo. Rimane una piccola dipendenza residua dalla densità del gas, per la quale ancora non è stata introdotta nessuna correzione nella ricostruzione. La risoluzione di singola cella ottenuta dall'insieme di tutte le tracce cariche in eventi adronici è riportata in figura 2.5a per una tensione di lavoro di 1960 V. La risoluzione media ottenuta è di 125 μm.

L'informazione temporale degli hit nella camera è ricostruita utilizzando dei TDC. Vengono inoltre utilizzati dei flash-ADC per campionare l'andamento del segnale impulsivo in funzione del tempo. Entrambe le informazioni concorrono a ricostruire la quantità di energia depositata nelle celle.

Iniettando una quantità di carica nota si calcola la correzione sul guadagno che viene poi applicata in fase di acquisizione.

Durante la ricostruzione *off-line* sono calcolate ed applicate le correzioni al dE/dx dovute alla saturazione, alla lunghezza di cammino nella cella, ed al guadagno del singolo filo e del singolo layer. Si è verificato che queste correzioni sono stabili in funzione del tempo. Tutto questo contribusce ad ottenere una risoluzione del 7.5 % sulla media troncata della perdita di energia per ionizzazione osservata in eventi Bhabha (Fig.2.5b). Ci si aspetta di ottenere la risoluzione prevista in fase di progetto (7 %) includendo ulteriori correzioni dovute ad esempio all'angolo di ingresso della particella nella cella.



(a) (b)

Figura 2.5: *(a) Risoluzione sul singolo hit nella DCH. (b) Risoluzione sul dE/dx per elettroni Bhabha.*

2.2.3 Il rivelatore Čerenkov

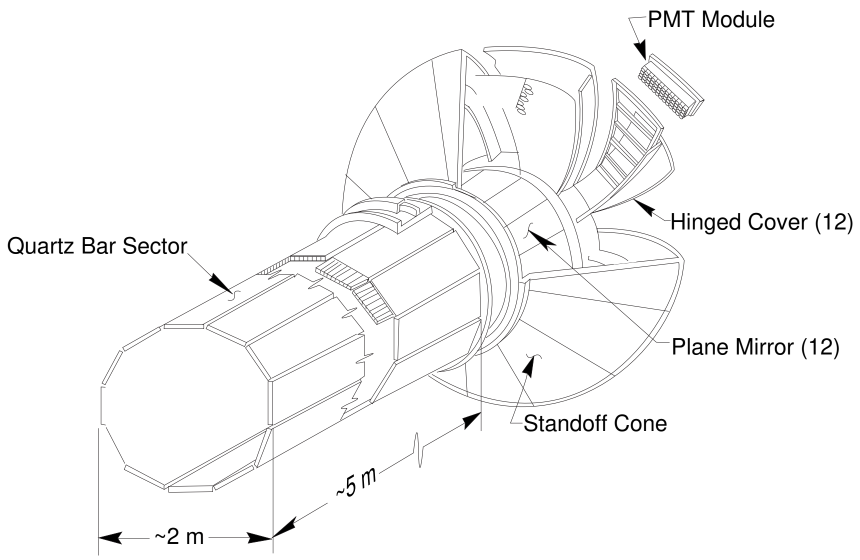


Figura 2.6: *Vista 3-D del DIRC.*

Il sottosistema di BaBar dedicato all'identificazione di particelle cariche (*Detector of Internally Reflected* Čerenkov *light* - figura 2.6) è basato sulla misura della luce Čerenkov prodotta nel quarzo. Una caratteristica non tradizionale del DIRC consiste nell'uso delle barre di quarzo sia come radiatore che come guida di luce. Le particelle cariche che escono

dalla regione del barrel della camera a deriva attraversano una matrice di 144 barre di quarzo, ognuna di circa 17 mm di spessore, 35 mm di larghezza e 4.9 m di lunghezza lungo l'asse z. Particelle sopra la soglia Čerenkov emettono fotoni nel quarzo. L'angolo Čerenkov (θ_C) dei γ rispetto la direzione della particella carica viene misurato da una matrice di 10752 fotomoltiplicatori posizionati al di fuori del giogo di ritorno del magnete di BaBar, in una regione di basso campo magnetico. La copertura del rivelatore nell'angolo polare è di $-0.84 < cos\theta_{lab} < 0.90$.
Le 144 barre di quarzo sono posizionate in 12 moduli (*barboxes*) disposti parallelamente alla direzione dei fasci nella regione del *barrel*. Le barre di quarzo terminano ad una estremità con uno specchio (nella regione forward) e dall'altra in un serbatoio semi-toroidale riempito di acqua, posto al di fuori del campo magnetico di BaBar. I fotoni Čerenkov intrappolati per riflessione totale nelle barre entrano nel serbatoio che accoppia otticamente le barre di quarzo con la matrice dei fotomoltiplicatori. I fototubi, posti sulla superfice semi-toroidale di raggio minore di 1.2 m e raggio maggiore di 3 m, sono suddivisi in 12 settori corrispondenti ai 12 moduli. Mettendo in relazione la direzione della particella ottenuta dal sistema di tracciamento e la posizione dei fototubi che osservano i fotoni Čerenkov si ricava l'angolo θ_C. A causa della riflessione totale all'interno delle barre sono

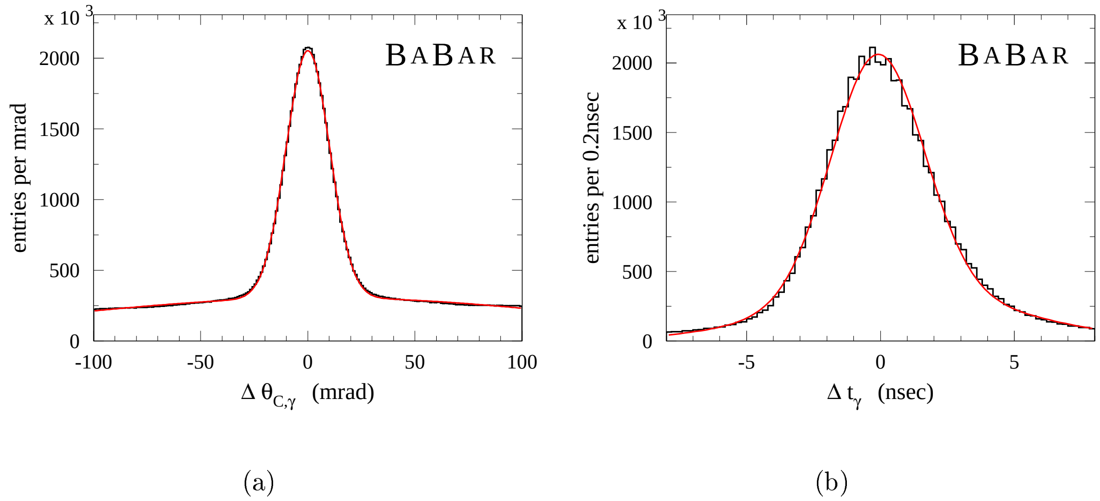


Figura 2.7: *(a) Risoluzione sull'angolo* Čerenkov *ricostruito per il singolo fotone. (b) Risoluzione sulla differenza tra il tempo di arrivo misurato ed aspettato.*

possibili più soluzioni per l'associazione tra hit nei fototubi e la traccia.

La risoluzione angolare per un singolo fotone è di circa 10.2 mrad (Fig.2.7a) e con una media di 30 fotoni per traccia la risoluzione è circa 2.8 mrad. Questo corrisponde ad una separazione migliore di tre deviazioni standard tra K e π carichi a 3 GeV. È inoltre possibile misurare il tempo al quale si ha un hit nei fotomoltiplicatori rispetto al t_0 dell'evento con una precisione di 1.7 ns (Fig.2.7b). Confrontando il tempo misurato con la stima del tempo di propagazione previsto per un certo angolo Čerenkov è possibile ridurre il fondo di fotoni scorrelati e risolvere le ambiguità.

2.2.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (*ElectroMagnetic Calorimeter*) è composto da 6580 cristalli di Ioduro di Cesio attivati al Tallio. Ogni cristallo è un tronco di piramide trapezoidale con uno spessore, che varia con l'angolo polare, tra 16 e 17.5 lunghezze di radiazione. La faccia frontale è tipicamente di $\sim 5\ cm \times 5\ cm$, mentre la faccia esterna è di $\sim 6\ cm \times 6\ cm$. I cristalli sono posizionati con una geometria semi-proiettiva in una struttura cilindrica

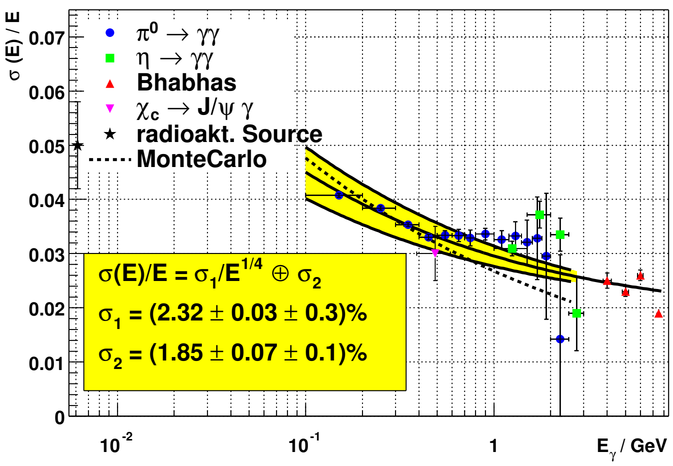


Figura 2.8: *Risoluzione dell' EMC in funzione dell'energia.*

(barrel) suddivisa in 48 corone in θ di 120 cristalli l'una (in ϕ). La regione in avanti del rivelatore è chiusa da una struttura separata dal barrel, costituita da 9 anelli di cristalli (endcap). Il calorimetro copre la regione $-0.78 < cos\theta_{lab} < 0.96$.

La luce di scintillazione viene rivelata da due fotodiodi di 2 cm^2 posti sulla faccia esterna del cristallo. La calibrazione ed il controllo delle prestazioni sono realizzati con diversi sistemi: tramite impulsi immessi direttamente nell'amplificatore collegato ai fotodiodi; usando un sistema che impulsa luce nella regione posteriore dei cristalli (fiberoptic/xenon pulser); facendo circolare in un apposito sistema di tubature un liquido radioattivo che emette fotoni da 6 MeV in ogni cristallo. Vengono inoltre usati campioni di controllo estratti dai dati (π^0, eventi Bhabha radiativi e non, $\mu^+\mu^-$ e $\gamma\gamma$). La calibrazione con

eventi Bhabha e con la sorgente viene effettuata settimanalmente per controllare eventuali variazioni della quantità di luce.
L'efficienza di rivelazione del calorimetro, per fotoni di energia $E_\gamma > 20\ MeV$, è maggiore del 96%. La risoluzione di progetto dell' EMC è data da:

$$\sigma(E)/E(GeV) = \sigma_1(E)^{-1/4} \oplus \sigma_2 \tag{2.1}$$

dove $\sigma_1 \sim 1\%$ e $\sigma_2 \sim 1.2\%$. La risoluzione $\sigma(E)/E$ può essere stimata, in intervalli di energia diversi, utilizzando la sorgente radioattiva a 6 MeV oppure con elettroni in eventi di scattering Bhabha ad energie più elevate. Con la sorgente è stata misurata una risoluzione media $\sigma(E)/E \approx 5.0 \pm 0.8\%$, mentre con elettroni Bhabha a 7.5 GeV si ottiene $\sigma(E)/E \approx 1.90 \pm 0.07\%$. Effettuando un fit (Fig.2.8) delle misure sperimentali con la 2.1 si ottiene: $\sigma_1 \approx 2.32 \pm 0.30\%$ e $\sigma_2 \approx 1.85 \pm 0.12\%$. Il termine costante più grande di quello atteso è causato da un effetto, non ancora corretto, di *cross talk* nell'elettronica di *front end*. La figura 2.8 mostra la risoluzione in energia nei dati confrontata con quella aspettata dal Monte Carlo. In questo grafico sono incluse misure ottenute usando fotoni da $50 \div 600\ MeV$ da π^0, e fotoni da eventi Bhabha radiativi ($\sim 0.25 \div 3\ GeV$). Nell'ultimo caso è stato tenuto in considerazione il contributo alla risoluzione dovuto al sistema di tracciamento ottenuto studiando eventi $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.
Eventi Bhabha sono stati usati anche per determinare la risoluzione angolare del calorimetro, che risulta variare tra 12 $mrad$ e 3 $mrad$ passando dalle basse alle alte energie, secondo una dipendenza dall'energia descritta dalla relazione:

$$\sigma_{\theta,\phi} = \sigma_1(E/GeV)^{-1/2} + \sigma_2, \tag{2.2}$$

con $\sigma_1 = (3.87 \pm 0.07)$ mrad e $\sigma_2 = (0.00 \pm 0.04)$ mrad.

2.2.5 L'IFR

L'identificazione dei muoni e la rivelazione degli adroni neutri (principalmente K_L^0) in BaBar è demandata al sottosistema chiamato IFR (*Instrumented Flux Return*). Come tutti i rivelatori di BaBar, anche l'IFR ha una struttura asimmetrica e la sua copertura dell'angolo polare è $17° \leq \theta_{lab} \leq 150°$.
L'IFR consiste di 19 piani di *Resistive Plate Chambers* (RPC - [10]) nella regione del barrel e 18 piani nelle regioni anteriore e posteriore. I piani di RPC sono alternati con le piastre di ferro che chiudono il ritorno del campo magnetico solenoidale. La struttura del

ferro è suddivisa in tre parti principali: il *barrel* che circonda il solenoide, composto da 6 sestanti che si estendono radialmente da 1.820 m a 3.045 m per una lunghezza di 3.750 m; il *forward endcap* ed il *backward endcap* che coprono rispettivamente la regione anteriore (asse z positivo) o posteriore del rivelatore. Gli *endcap* sono di forma esagonale ed ognuno di essi è diviso verticalmente in due metà per permettere l'accesso ai sottosistemi interni. Entrambi sono forati al centro per consentire il posizionamento del tubo a vuoto e degli elementi focalizzanti di PEP-II.

Lo spessore delle piastre di ferro va da circa 2 cm per quelle più vicine alla regione di interazione a 10 cm per quelle più esterne, per un totale di ≥ 65 cm (corrispondenti a ~ 4 lunghezze di interazione) nel barrel e ≥ 60 cm negli endcaps. La segmentazione scelta è il risultato di un compromesso tra il costo della struttura (proporzionale al volume) e la necessità di individuare anche muoni di basso impulso (> 700 MeV), minimizzando però la frazione di K_L^0 che non interagiscono nell'IFR. Il risultato della ottimizzazione è una segmentazione non uniforme, con lastre di ferro di spessore crescente verso l'esterno.

In ciascun sestante del *barrel* le lastre sono tenute assieme da una struttura in acciaio che riduce la copertura dell'angolo solido con rivelatori attivi di circa il 7%. La copertura attiva dell'IFR è di ≈ 2000 m^2, per un totale di circa 900 moduli di RPC.

Vi sono inoltre due piani cilindrici di camere RPC, posizionati nella regione del barrel tra il calorimetro ed il criostato del magnete.

I segnali prodotti dal passaggio delle particelle nello strato gassoso degli RPC sono raccolti su entrambi i lati della camera per mezzo di sottili *strip* di spessore 40 μm e larghezza variabile di qualche centrimetro. Le strip sono applicate in 2 direzioni ortogonali tra loro su fogli isolanti spessi 200 μm, in modo da ottenere una lettura bidimensionale. In ciascun sestante del *barrel* ogni *gap* ospita una camera. Questa consiste di 3 moduli di RPC di forma rettangolare. Ogni modulo è lungo ~ 125 cm nella direzione parallela ai fasci, con larghezza variabile in modo da chiudere completamente la gap.

Ogni camera è equipaggiata con 96 ϕ-*strip* disposte lungo l'asse z che misurano l'angolo ϕ nel *barrel*, e 96 z-*strip* ortogonali alla direzione dei fasci che a loro volta misurano la coordinata z. Le z-*strip* sono divise in tre pannelli di 32 strip ed ogni singola strip misura 3.65 cm di larghezza, con una separazione tra strip contigue di 0.2 cm. Anche le ϕ-*strip* sono divise in tre pannelli di 32 strip, e la larghezza di queste strip varia da 1.78 a 3.37 cm con la posizione radiale della camera.

Questa geometria proiettiva permette di avere un numero costante di *strip* su tutti i piani, senza peggiorare le prestazioni del rivelatore perché ogni strip sottende lo stesso angolo azimutale.

Per le ultime sei camere del barrel e gli endcaps si ha una struttura ancora più complicata [9].

La miscela di gas utilizzato è composta da 56.7% di Argon, 38.8% di Freon-134a e 4.5% di Isobutano. La tensione di lavoro degli RPC è circa 7.5 kV.
Le piastre di ferro che separano i piani di RPC sono raffreddate con un sistema ad acqua che impedisce di superare una temperatura di $\sim 20^oC$.

Le efficienze degli RPC sono misurate utilizzando cosmici presi settimanalmente. L'efficienza media durante il run del 2000 è stata $\sim$ 78% nel barrel e $\sim$ 87% nel forward endcap, minore dell'efficienza misurata nel Giugno 1999 ($\sim$ 92%).

2.3 Il Trigger

Il trigger consiste in un trigger hardware di primo livello ed in un trigger software di terzo livello. Il tempo di latenza dovuto al trigger di primo livello, prima che il sistema di acquisizione (DAQ) inizi il processamento dei dati, è di $11 \div 12$ μs dal *beam crossing*. Gli eventi acquisiti dal DAQ sono poi elaborati dal trigger software di terzo livello sulla *farm-on-line*, per selezionare eventi di fisica o eventi per calibrazioni.

2.3.1 Il trigger di primo livello

Il trigger di primo livello utilizza informazioni di 2 sottosistemi, la camera a deriva (DCTrigger) ed il calorimetro (EMTrigger), combinate in un trigger "globale" (GLTrigger). Il trigger di primo livello opera campionando in modo continuo, elaborando i dati in ingresso e generando informazioni in uscita ad intervalli di tempo fissati. La logica principale del primo livello è implementata in VME. Le *primitive* di base del trigger generate dai DCT ed EMT, principalmente mappe in ϕ, sono inglobate nel GLT che produce 24 differenti linee di trigger. Il DCT identifica come primitive spezzoni di tracce di differenti lunghezze e produce anche primitive su tracce ad alto p_T. Usando il criterio meno restrittivo, vengono accettate tracce "corte" fino a $p_T > 120$ MeV se raggiungono il 5^o superlayer della camera a deriva. Il trigger calorimetrico genera primitive di trigger a seconda di differenti soglie in energia. La soglia più bassa è 100 MeV, per avere elevata efficienza anche per particelle al minimo di ionizzazione.

Per eventi di fisica il trigger di primo livello è progettato in modo da lavorare indipendentemente con le sole informazioni della camera e del calorimetro per la maggior parte dei processi, permettendo calibrazioni relative delle efficienze. Eventi $B\bar{B}$ sono triggerati con una efficienza $> 99\%$ sia dal DCT che dal EMT e con una efficienza combinata $> 99.9\%$. Per eventi $\tau\tau$ e $\gamma\gamma$ il solo trigger EMT non ha una elevata efficienza, ed il DCT svolge il ruolo principale.
La frequenza di trigger totale di livello 1 per un run tipico con una corrente del HER (LER) di 700 mA (1100 mA) ed una luminosità di 2.0×10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ è ~ 700 Hz, con un *dead-time* minore dell' 1%. Questa frequenza è stabile al 10% nelle medesime condizioni di correnti, ma può crescere del 50% dopo un fermo prolungato quando le condizioni del vuoto non sono buone. L'insieme del sistema di acquisizione e del trigger di primo livello sono comunque capaci di assorbire una rate maggiore di quella di progetto di 2 kHz. Questo evita tempi morti, e lascia la possibilità di aumentare la luminosità. Alla frequenza tipica del primo livello di 700 Hz a 2.0×10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ vengono prodotti eventi Bhabha e altre collisioni e^+e^- a circa 120 Hz, e interazioni da cosmici a 130 Hz. Il fondo dominante che produce la restante rate di trigger è rappresentato dall'interazione di particelle fuori tempo con elementi della beamline. Il fondo del trigger di primo livello, in condizioni standard di correnti, dovuto al fascio del HER è circa 3 volte più elevato rispetto quello del LER.

2.3.2 Il trigger di terzo livello

Il trigger di terzo livello è il primo elemento del sistema di trigger che analizza eventi completi. È inglobato nel sistema di processamento in linea operante sui 32 nodi in parallelo che funzionano da filtro. Il livello 3 processa dati dal trigger di traccia della camera a deriva e dal calorimetro elettromagnetico usando due algoritmi indipendenti che ricostruiscono oggetti di tipo *traccia* o *cluster calorimetrico*. Questi oggetti vengono utilizzati da algoritmi di filtro che lavorano su entrambi i tipi di informazioni o solo su una. L'algoritmo di terzo livello fa una ricostruzione veloce di traccia utilizzando una *lookup table*, efficiente per tracce con $p_T > 250$ MeV. Il t_0 dell'evento è determinato dai segmenti di traccia del terzo livello con una precisione di 5 ns. Anche l'algoritmo calorimetrico per la ricostruzione bidimensionale di clusters è un algoritmo veloce ed usa una *look up table*. Per diminuire il rumore viene utilizzata una soglia sull'energia dei cristalli di 30 MeV. Sono accettati clusters dal livello 3 per energie > 100 MeV.

La decisione del trigger di terzo livello è basata su generiche topologie di tracce/clusters piuttosto che sull'identificazioni di determinati processi fisici. L'unica eccezione sono gli eventi Bhabha la cui rate va ridotta ($\sim 100\ Hz$ ad una luminosità di $2.0 \times 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$). Il trigger di fisica consiste in un OR logico di due filtri ortogonali. Il filtro di traccia richiede o una traccia con $p_T > 800\ MeV$ proveniente dal punto di interazione, oppure 2 tracce con $p_T > 250\ MeV$ e richieste più semplici sul vertice di provenienza. Il filtro calorimetrico accetta eventi con un'alta molteplicità oppure con una considerevole quantità di energia nell' EMC ed un alta (pseudo) massa invariante. L'efficienza per il trigger di traccia per eventi $B\bar{B}$ è del 99%, mentre l'efficienza per il filtro calorimetrico è del 94%.
Entrambi i filtri sono soggetti ad un algoritmo di veto che identifica gli eventi Bhabha basandosi su una segnatura chiara nella camera a deriva e nel calorimetro. Questo veto non ha impatto su gli eventi adronici, ed ha un effetto apprezzabile solo su determinati canali quali ad esempio $\tau\tau \rightarrow e\nu\nu e\nu\nu$. Un campione pre-scalato di eventi Bhabha, con distribuzione piatta in θ, viene registrato per calibrazioni. Inoltre il trigger di terzo livello seleziona vari altri campioni di eventi per calibrazioni e *monitoring* quali cosmici, eventi Bhabha radiativi e *random triggers*.
Il trigger di terzo livello fornisce anche una misura *on-line* di luminosità, usando un algoritmo basato sulle informazioni di traccia con una precisione $< 5\%$. La tipica *rate* di acquisizione a $2.0 \times 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$ è $\sim 85\ Hz$, al disotto delle specifiche di progetto, dei quali $\sim 10\ Hz$ sono eventi *di fisica* e $\sim 15\ Hz$ sono eventi Bhabha prescalati.

L'efficienza complessiva del DAQ di BaBar è oggi costantemente $> 95\%$.

Capitolo 3

Ricostruzione dei prodotti di decadimento del B

Una delle caratteristiche principali dei decadimenti che verranno studiati è la molteplicità e varietà degli stati finali. Questo comporta intervalli di energia ed impulsi in cui effettuare la ricerca piuttosto larghi e criteri di selezione generali. Nel paragrafo 3.1 si descrive la selezione e l'identificazione dei prodotti finali dei decadimenti della B^0 e della D^* ovvero dei π e dei K carichi. Nel paragrafo 3.2 si discute la ricostruzione delle particelle neutre mentre la ricostruzione della D^0 e della $D^{*\pm}$ verrà spiegata nel paragrafo 3.3. La procedura di ricostruzione dei candidati B^0 sarà infine analizzata nel prossimo capitolo.

3.1 Ricostruzione dei mesoni π e K carichi

Esiste la possibilità di selezionare tracce ricostruite con diversi requisiti. Per avere il maggior numero possibile di eventi si è scelto in generale un livello basso di selezione. Come punto di partenza vengono usate tutte le tracce ricostruite nella DCH, nel SVT o dal sistema combinato, con parametri del *fit* che tengono conto della diffusione multipla e della perdita di energia nel rivelatore usando l'ipotesi di massa del π. Nei limiti della risoluzione, infatti, non si osserva alcuna differenza se si utilizzano ipotesi di massa diverse da quella del pione, in particolare quella del K.

Per ricostruire il mesone D neutro e il pione soffice (π_s) della D^{*-} tutte le tracce cariche identificate devono soddisfare una *selezione molto lasca*, ovvero possedere i minimi requisiti:

- la componente trasversa del momento minore di 10 GeV/c, in modo da eliminare particelle chiaramente mal ricostruite;

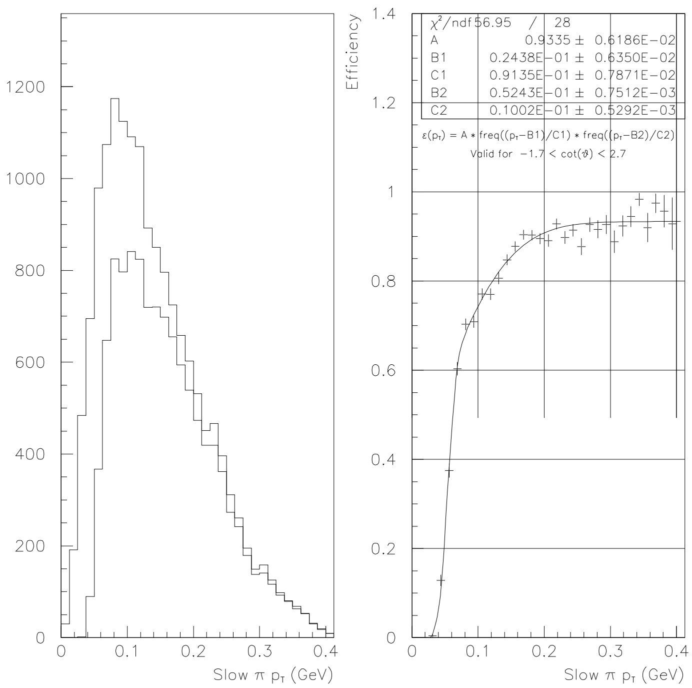


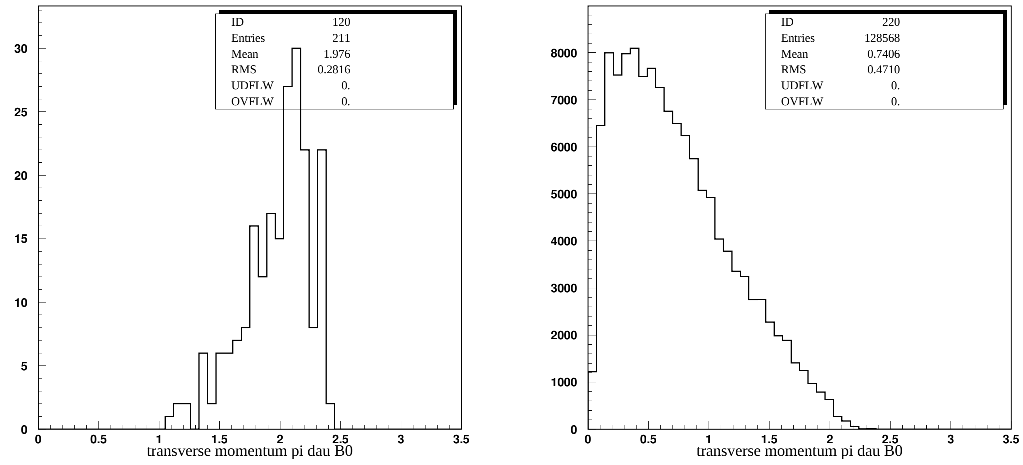
Figura 3.1: Distribuzione dell'impulso trasverso e efficienza di ricostruzione del π_s del decadimento $D^{*+} \to D^0\pi^+$.

• la distanza, nel piano XY, dall'asse lungo il quale si muovono i fasci (DOCA, distanza di minimo approccio), minore di 1.5 cm e la componente lungo l'asse z del punto di minimo approccio, z_0, compresa tra -10 e 10 cm.

Per ricostruire il mesone B^0 si considerano altri candidati che soddisfino di nuovo la *selezione molto lasca*, con l'ulteriore esclusione delle tracce tra le quali sono stati identificati i $K^{\pm}$, e quelle provenienti dal decadimento di K_S, Λ e da *conversioni di* γ (vedi paragrafo 3.2).

In figura 3.1 viene mostrata la distribuzione in impulso trasverso del π_s proveniente dalla $D^{*\pm}$ e l'efficienza di ricostruzione dei pioni di basso impulso, in figura 3.2(a) la distribuzione in impulso trasverso per il π proveniente dal decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, in figura 3.2(b) per i pioni figli della $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$.

Passiamo ora a considerare il problema della identificazione della natura delle particelle. I mesoni K carichi vengono distinti dalle altre in base alla loro ionizzazione nell'*SVT* e nella *DCH* (dE/dX), se il loro impulso è minore di 600 MeV, o in base alla luce Čerenkov emessa nel quarzo del *DIRC*, per impulsi maggiori. A partire dalla funzione di distribuzione delle variabili discriminanti, viene calcolata la verosimiglianza delle singole ipotesi (e, μ, π, K, p). Diversi livelli di selezione sono definiti richiedendo diversi livelli di confidenza



(a) Distribuzione dell'impulso trasverso per il pione del decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+$

(b) Distribuzione dell'impulso trasverso per i pioni del decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$

Figura 3.2:

con l'ipotesi K, definita a partire dalla verosimiglianza combinata di tutte le variabili discriminanti a disposizione.

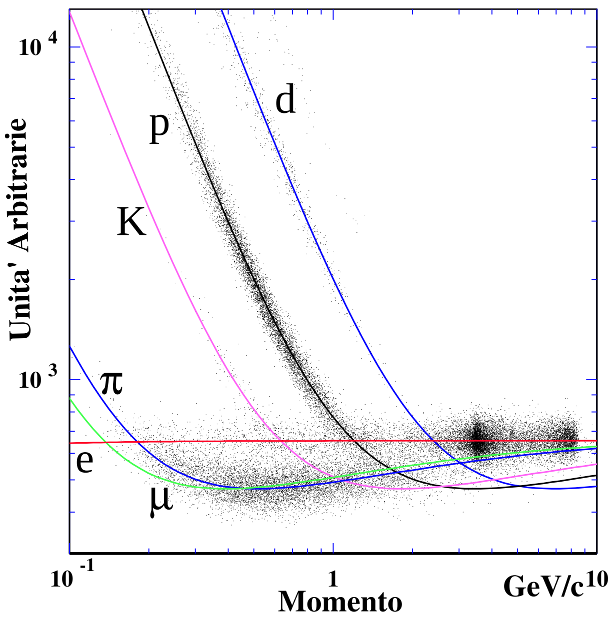
Le funzioni di distribuzione delle variabili discriminanti sono estratte direttamente dai dati utilizzando un campione di eventi *Bhabha* per gli elettroni, dimuoni per $\mu^\pm$, K_S per i pioni, D^* cariche per i $K^\pm$ (vedi figura 3.3).

I mesoni K carichi con cui sono ricostruite le D sono selezionati secondo il criterio *"NotAPion"*, il piu' lasco possibile: la traccia viene considerata K se la verosimiglianza di essere pione non e' migliore di quella di essere un K ovvero se nessun sottorivelatore ha dato informazioni [11].

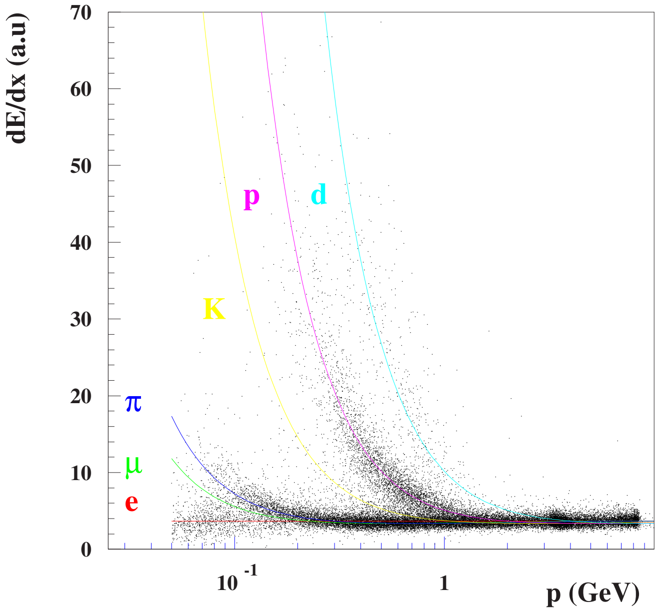
I K selezionati durante la ricostruzione dei mesoni B, vengono considerati se superano una selezione *"dura"* basata su un calcolo tramite rete neurale [12].

3.2 Ricostruzione delle particelle neutre

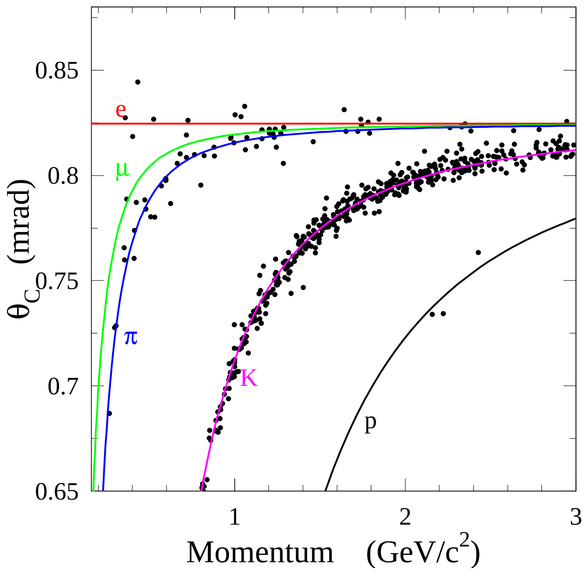
I fotoni vengono ricostruiti tramite l'EMC. L'energia deve essere maggiore di 0.05 GeV(fig: 3.4(a)) e la variabile LAT, che descrive la distribuzione laterale dell'energia dello sciame nel calorimetro, deve essere compresa tra 0.01 e 0.8 (fig. 3.4(b)).



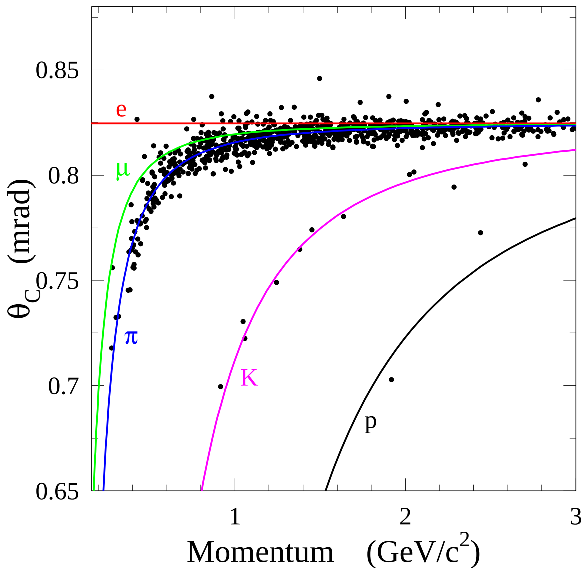
(a) Perdita di energia per ionizzazione nella *DCH*



(b) Perdita di energia per ionizzazione nel *SVT*



(c) Angolo Čerenkov per i mesoni K



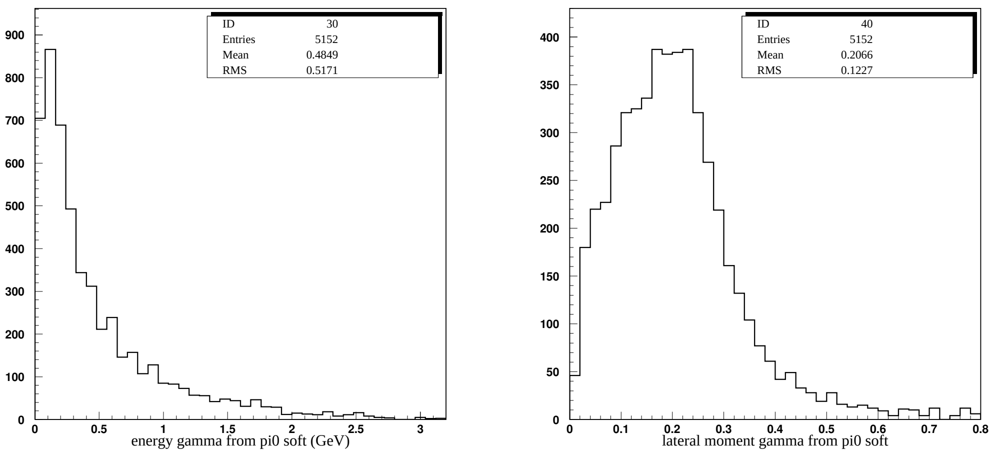
(d) Angolo Čerenkov per i mesoni π

Figura 3.3: *Variabili usate per l'identificazione dei mesoni K*

Tale variabile, definita come:

$$LAT = \frac{\sum\limits_{i=3}^{N} E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^{N} E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \tag{3.1}$$

è usata per distinguere sciami elettromagnetici da sciami adronici e a discriminare il rumore del singolo cristallo. In figura 3.5 è mostrata la definizione di r_i come la distanza del cristallo $i-$esimo dal centro di gravità dello sciame. Per ricostruire i π^0, si impone



(a) Energia dei fotoni provenienti dal π^0 nel decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$

(b) *lateral moment* (LAT) per i fotoni ricostruiti

Figura 3.4: Variabili relative alla ricostruzione dei fotoni.

inoltre che la massa invariante dei due fotoni sia compresa tra 115 e 155 MeV/c^2 (vedi figura 3.6(a)). In figura 3.7 è mostato lo spettro in energia del π^0 ricostruito proveniente dal decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ e $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$. Si vede come il π^0 proveniente dalla B^0 è più energetico. Vengono scartati i π^0 con energia inferiore ai 250 MeV in ogni caso. In figura 3.8 viene mostrata l'efficienza di ricostruzione dei π^0 per eventi Monte Carlo $b\bar{b}$ generici nella finestra di massa $\gamma\gamma$ considerata.

Il mesone K_S è ricostruito nel canale con due pioni carichi ($BR = 68.6\%$) chiedendo che la loro massa invariante sia compresa tra 482 e 513 MeV (vedi figura 3.6(b)). Con questa selezione, vengono ricostruiti i decadimenti $D^0 \to K_S\pi^+\pi^-$. La selezione *dura* consiste nel richiedere che l'angolo tra la direzione di volo e l'impulso sia inferiore a 450 mrad e che la massa invariante sia compresa tra 490 e 504 MeV e viene utilizzata durante

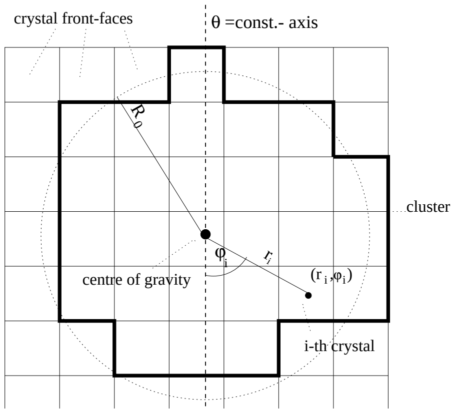
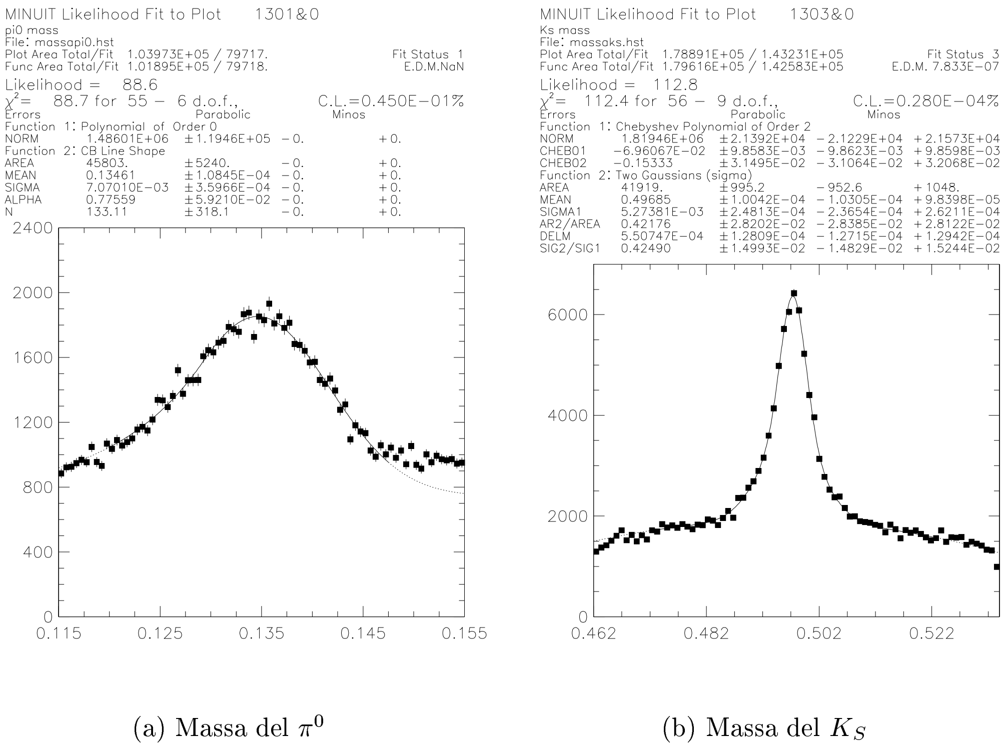


Figura 3.5: *Definizione delle variabili* r_i,ϕ_i *e* R_0



(a) Massa del π^0 (b) Massa del K_S

Figura 3.6: *Spettri di massa ottenuti con i dati*

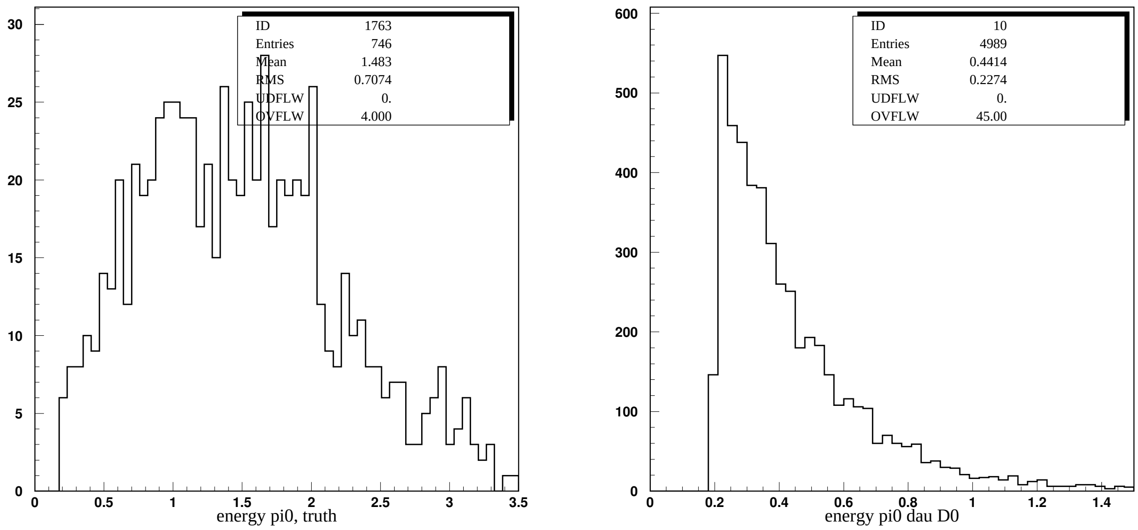


Figura 3.7: Energia del π^0 nel modo $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ e nel modo $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$.

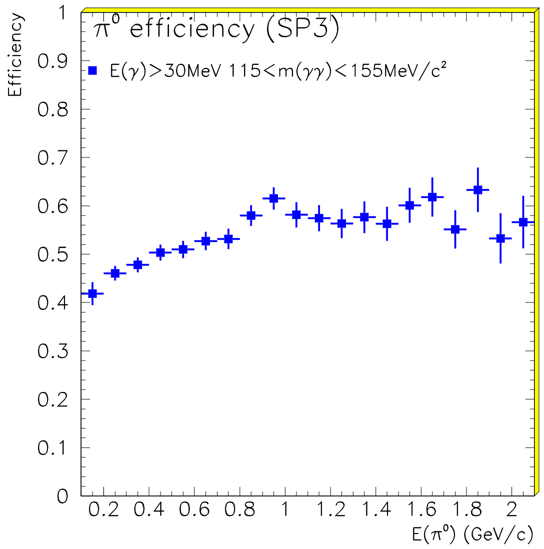


Figura 3.8: Efficienza di ricostruzione dei π^0 nella finestra di massa $\gamma\gamma$ considerata; eventi Monte Carlo generici $B\bar{B}$

la ricostruzione della B^0 per rimuovere le coppie di tracce che provengono da un K_S. Inoltre vengono anche rimosse le coppie di tracce compatibili con il decadimento di una Λ e le *conversioni di* γ. Le *conversioni di* γ vengono rigettate richiedendo che le due tracce abbiano una massa invariante inferiore a 10 MeV. Le Λ che decadono in $\pi^- p$ vengono selezionate richiedendo che l'impulso delle tracce sia superiore a 150 MeV, l'angolo tra esse sia inferiore a 0.2 e che la loro massa invariante sia compresa tra 1.111 e 1.119 GeV.

3.3 Ricostruzione dei mesoni D^0 e $D^{*\pm}$

Il mesone D^* carico decade nei seguenti modi (tra parentesi i valori di *branching ratio* noti [1]):

$$\begin{aligned} D^{*+} &\to D^0 \pi_s^+ \qquad && (68.3 \pm 1.4)\% \\ &\to D^+ \pi_s^0 \qquad && (30.6 \pm 2.5)\% \end{aligned} \tag{3.2}$$

Il π_s^0 decade in due fotoni, uno dei quali spesso di poche decine di MeV (vedi figura 3.9); il rumore dell'acceleratore e la risoluzione del calorimetro impediscono la ricostruzione efficiente di fotoni di così bassa energia. Per questo motivo il mesone D^* viene ricostruito,

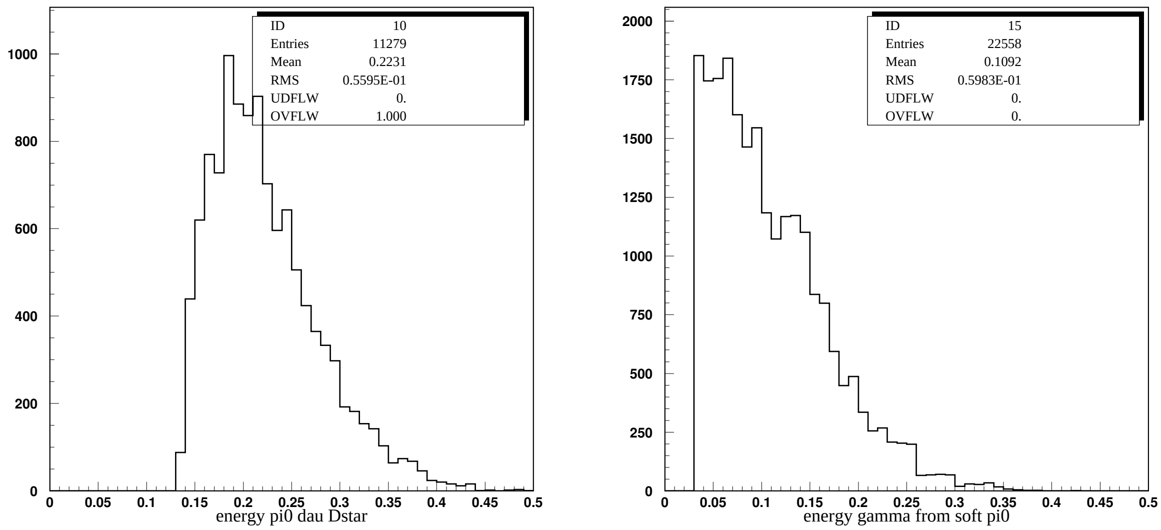


Figura 3.9: Spettro di energia del mesone π_s^0 e dei fotoni in cui decade.

per ora, solo nel primo canale di decadimento. Si richiede che il suo impulso sia compreso tra 0.5 e 2.6 GeV (vedi anche par. 4.2.2).

	Dati	*MonteCarlo*
$D^0 \to K\pi$	$\sigma_1 = 6.9 \pm 0.2$ $\sigma_2 = 20 \pm 7$ $A_2/A = 19\%$	$\sigma_1 = 4.5 \pm 0.1$ $\sigma_2 = 10 \pm 1$ $A_2/A = 17\%$
$D^0 \to K\pi\pi^0$	$\sigma = 12.3 \pm 0.4$	$\sigma = 9.6 \pm 0.4$
$D^0 \to K\pi\pi\pi$	$\sigma_1 = 5 \pm 1$ $\sigma_2 = 10 \pm 3$ $A_2/A = 56\%$	$\sigma_1 = 2.6 \pm 0.3$ $\sigma_2 = 7 \pm 1$ $A_2/A = 68\%$
$D^0 \to K_S\pi\pi$	$\sigma = 7.9 \pm 0.4$	$\sigma_1 = 4.4 \pm 0.6$ $\sigma_2 = 9 \pm 3$ $A_2/A = 17\%$

Tabella 3.1: *Risoluzione della massa del D^0 in MeV/c^2*

Per il mesone D^0, i modi con probabilità di decadimento più alta e potenziale efficienza di ricostruzione migliore sono:

$$\begin{aligned} D^0 &\to K^-\pi^+ && (3.83 \pm 0.12)\% \\ &\to K^-\pi^+\pi^0 && (13.9 \pm 0.9)\% \\ &\to K^-\pi^+\pi^+\pi^- && (7.5 \pm 0.4)\% \\ &\to K^{*-}\pi^+ \to (K_S\pi^-)\pi^+ && (1.6 \pm 0.2)\% \end{aligned} \tag{3.3}$$

Il mesone D neutro si ricostruisce calcolando la massa invariante dei candidati K e $(\mathbf{n})\pi$ dello stato finale. Analogamente la massa del mesone D^* carico si calcola considerando i candidati D neutro e π *soft*. Si impone che la risoluzione della distribuzione di massa del mesone D neutro e la differenza tra la massa del D^* e la massa del D neutro (Δ m) sia compresa in un intervallo, arbitrariamente fissato a 2σ, utilizzando per la risoluzione il valore ottenuto dal Monte Carlo, in modo da migliorare il rapporto segnale-rumore. Un *fit* gaussiano viene quindi eseguito sullo spettro di massa dei candidati D^0 (vedi figure 3.11(a), 3.11(c), 3.13(a) e 3.13(c) per i dati e figure 3.15(a), 3.15(c), 3.17(a) e 3.17(c) per il MonteCarlo). I risultati sono riportati in tabella 3.1. La distribuzione del Δm dovrà esibire un picco intorno a circa 145 MeV/c^2 (vedi figure 3.11(b), 3.11(d), 3.13(b) e 3.13(d) per i dati e figure 3.15(b), 3.15(d), 3.17(b) e 3.17(d) per il MonteCarlo).

Per il canale di decadimento $D^0 \to K\pi\pi^0$, si è usata, per parametrizzare la massa del

	Dati	*MonteCarlo*
$D^0 \to K\pi$	$\sigma_1 = 0.63 \pm 0.06$ $\sigma_2 = 1.4 \pm 0.2$ $A_2/A = 51\%$	$\sigma_1 = 0.66 \pm 0.04$ $\sigma_2 = 1.4 \pm 0.2$ $A_2/A = 52\%$
$D^0 \to K\pi\pi^0$	$\sigma_1 = 0.48 \pm 0.05$ $\sigma_2 = 1.4 \pm 0.2$ $A_2/A = 79\%$	$\sigma_1 = 0.76 \pm 0.06$ $\sigma_2 = 1.7 \pm 0.3$ $A_2/A = 56\%$
$D^0 \to K\pi\pi\pi$	$\sigma_1 = 0.7 \pm 0.2$ $\sigma_2 = 1 \pm 1$ $A_2/A = 45\%$	$\sigma = 0.88 \pm 0.04$
$D^0 \to K_S\pi\pi$	$\sigma_1 = 0.5 \pm 0.1$ $\sigma_2 = 1.4 \pm 0.5$ $A_2/A = 74\%$	$\sigma_1 = 0.20 \pm 0.06$ $\sigma_2 = 1.13 \pm 0.07$ $A_2/A = 89\%$

Tabella 3.2: *Risoluzione del Δm in MeV/c^2*

D^0, una funzione detta *Crystal Ball*, la cui espressione è:

$$\mathbf{C}(\mathbf{m}; \mathbf{m_0}, \sigma, \alpha, \mathbf{n}) = \begin{cases} exp(-(m-m_0)^2/(2\sigma^2)) & m > m_0 - \alpha\sigma \\ \frac{(n/\alpha)^n exp(-\alpha^2/2)}{((m_0-m)/\sigma + n/\alpha - \alpha)^n} & m \leq m_0 - \alpha\sigma \end{cases}$$

Si tratta di una funzione gaussiana con una coda polinomiale, che tiene conto del fatto che lo sciame elettromagnetico, dovuto ai fotoni prodotti nel decadimento del π^0, può non essere contenuto interamente all'interno del calorimetro; ne risulta una distribuzione non completamente gaussiana. Poiché il decadimento dominante è $D^0 \to K^+\rho^-$ [1], il π ed il π^0 vengono selezionati richiedendo che

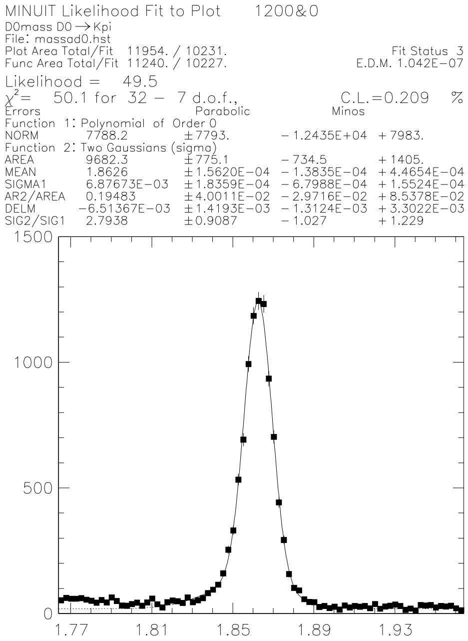
$$|m_{\pi\pi^0} - m_\rho| < 150 MeV$$

dove $m_{\pi\pi^0}$ è la massa invariante dei due pioni, m_ρ è la massa della risonanza ρ e 150 MeV è il valore della sua larghezza di decadimento.

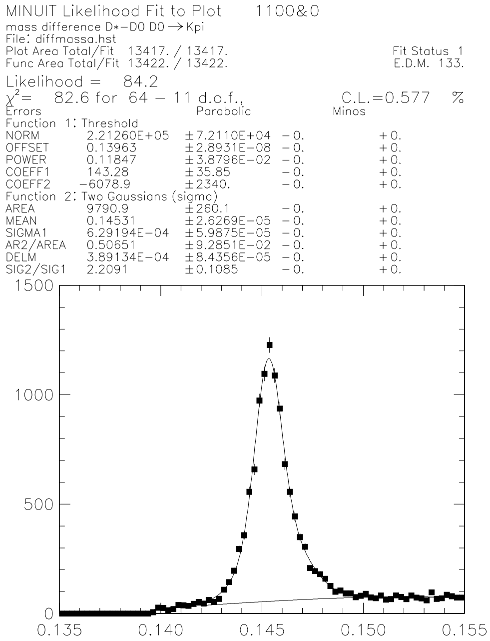
Per il canale $D^0 \to K_S\pi\pi$ si impone che la massa del candidato K_S disti dal valore nominale meno di 15 MeV.

Le risoluzioni ottenute per i diversi canali di decadimento, per i dati ed il MonteCarlo, sono riportate nella tabella 3.2.

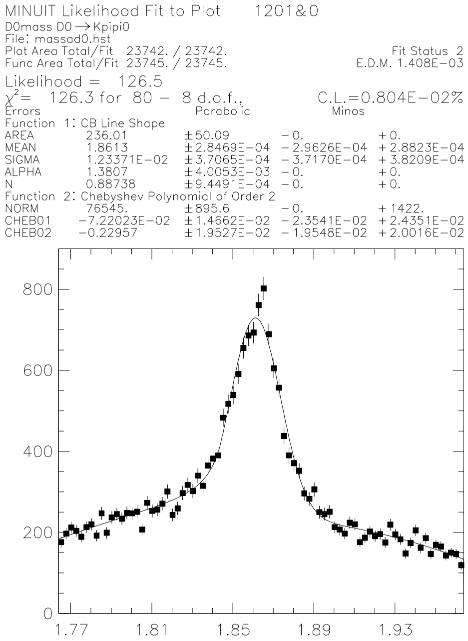
Figura 3.10: *Canale K π nei dati*



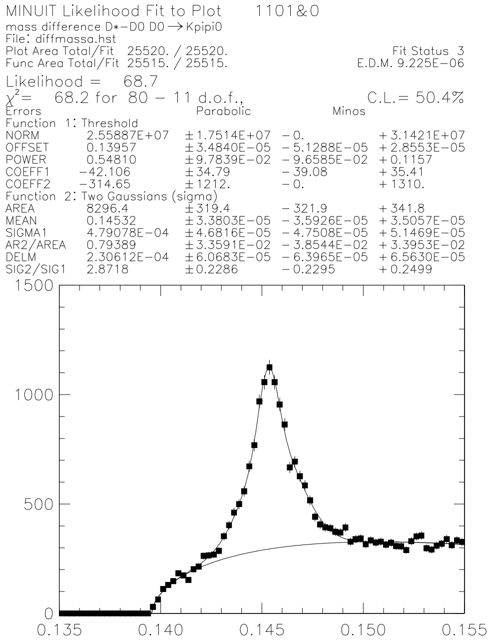
(a) Massa del D^0



(b) Δ m



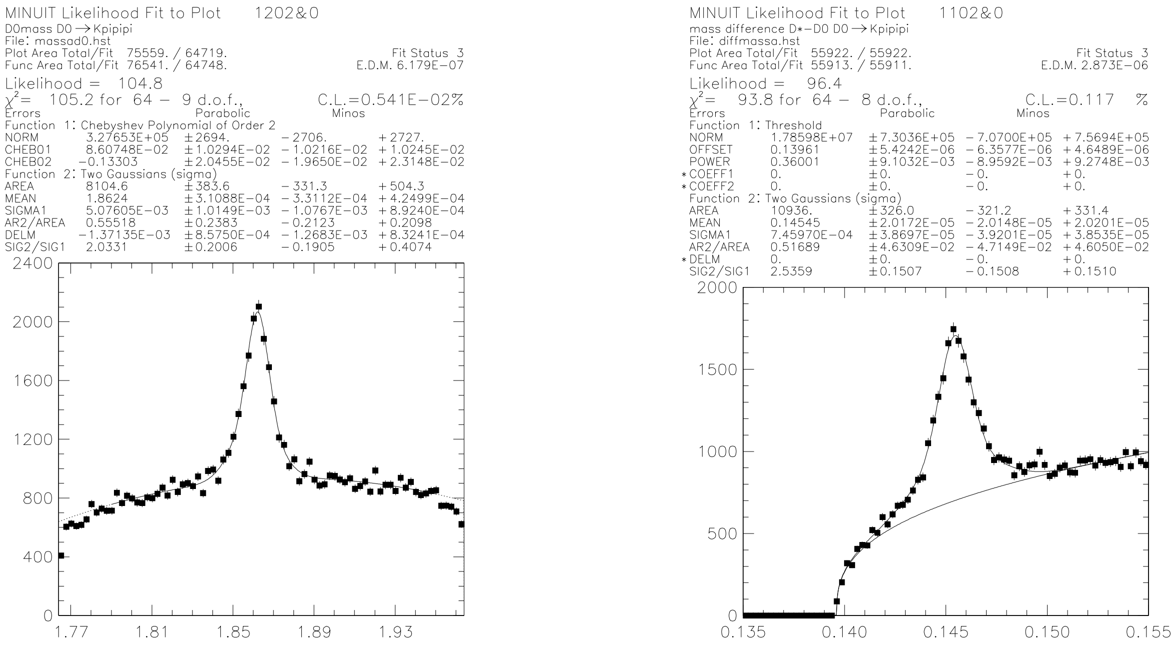
(c) Massa del D^0



(d) Δ m

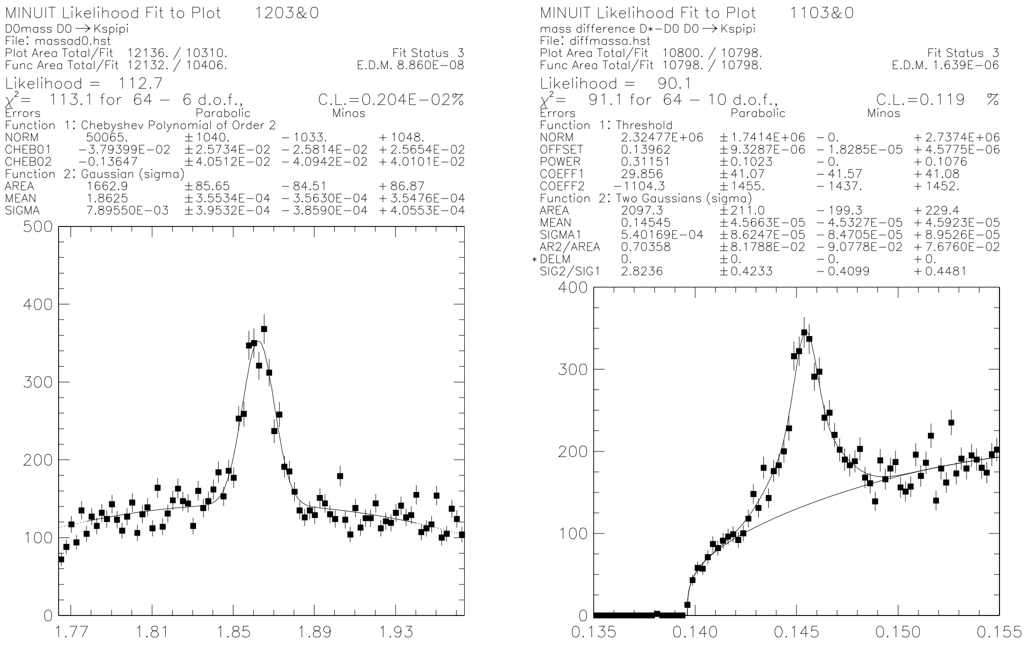
Figura 3.11: *Canale K π π^0 nei dati*

Figura 3.12: *Canale K π π π nei dati*



(a) Massa del D^0

(b) Δ m

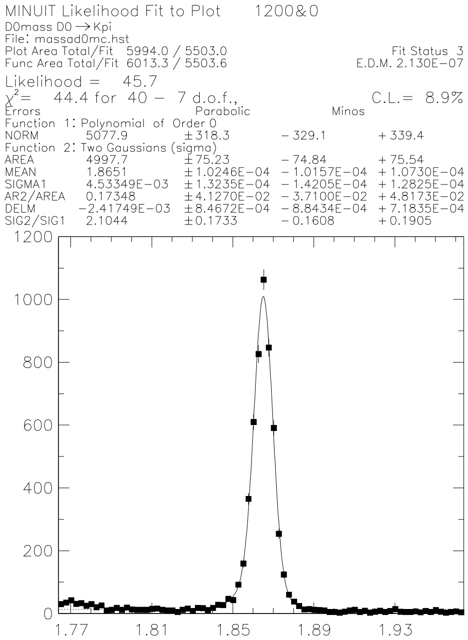


(c) Massa del D^0

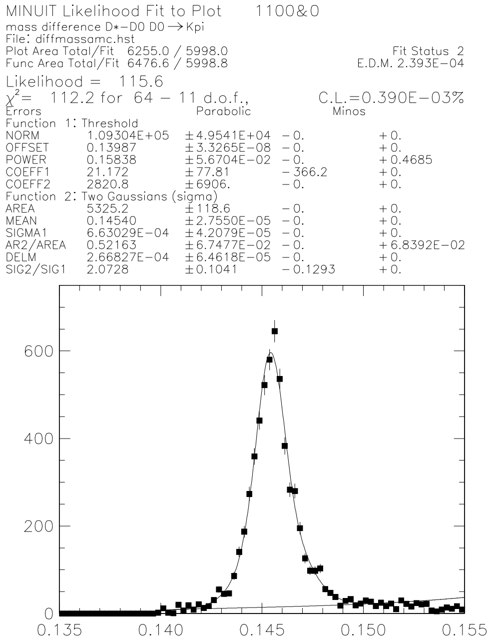
(d) Δ m

Figura 3.13: *Canale $K_S\pi\pi$ nei dati*

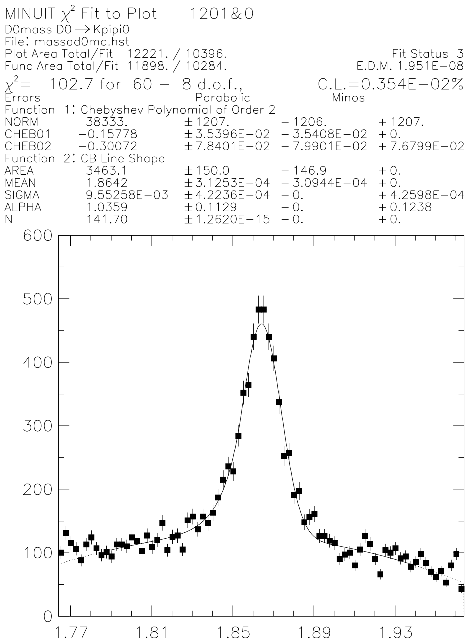
Figura 3.14: *Canale $K\ \pi$ nel MC*



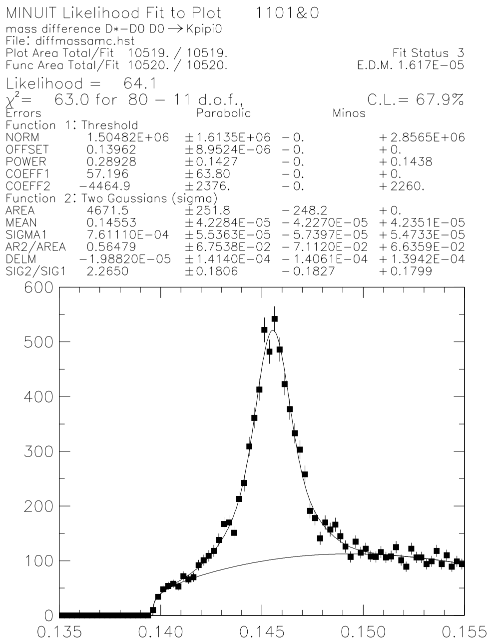
(a) Massa del D^0



(b) Δ m



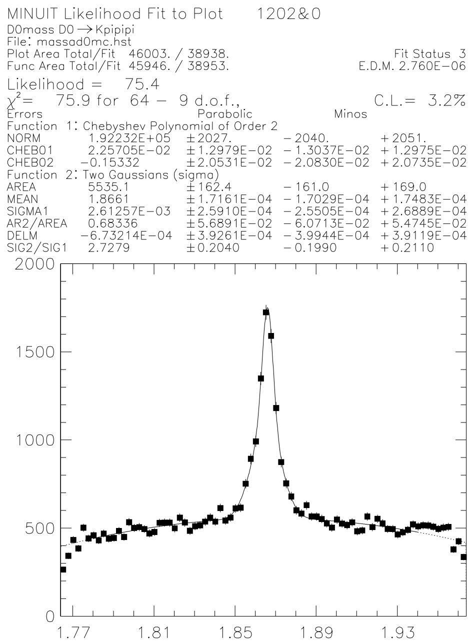
(c) Massa del D^0



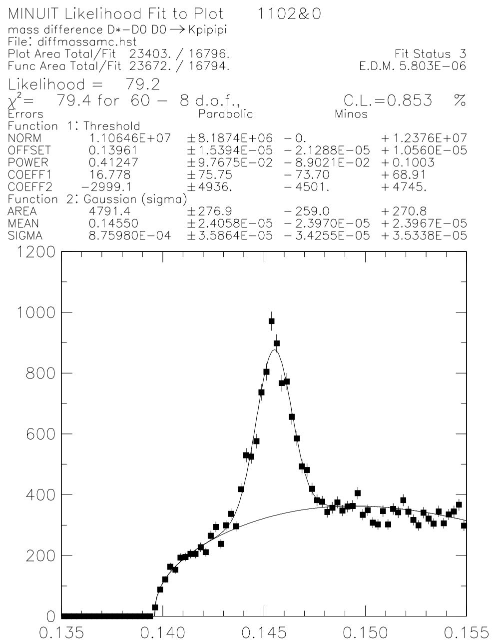
(d) Δ m

Figura 3.15: *Canale $K\ \pi\ \pi^0$ nel MC*

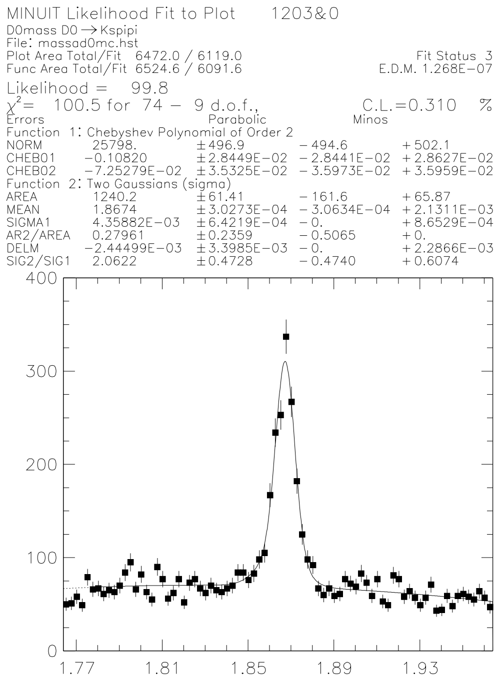
Figura 3.16: *Canale K π π π nel MC*



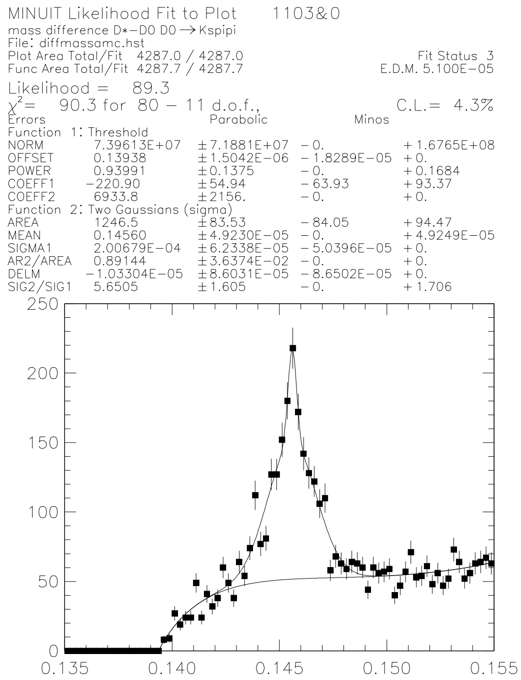
(a) Massa del D^0



(b) Δ m



(c) Massa del D^0



(d) Δ m

Figura 3.17: *Canale $K_S\pi\pi$ nel MC*

Capitolo 4

Studio del fondo e del segnale

Una volta ricostruiti ed identificati i possibili costituenti dei mesoni B (vedi Capitolo 3), si è proceduto alla loro ricostruzione e alla successiva selezione dei candidati. Lo scopo è ricostruirne la più grande quantità partendo dal mesone D^{*-}.

Per prima cosa si è proceduto a valutare, tramite lo studio del Monte Carlo a livello di generatore, quali modi fosse opportuno studiare (par. 4.1). Le variabili cinematiche utilizzate per la discriminazione dei candidati viene descritta nel paragrafo 4.2.1 mentre l'algoritmo per la loro ricostruzione è discusso nel par. 4.2.2. Utilizzando poi un campione Monte Carlo con simulazione completa del rivelatore, si è ottimizzata la selezione dei singoli canali (par. 4.3). I risultati di questo studio sono illustrati nella sezione 4.4 nei diversi canali selezionati. I risultati sui dati sono presentati invece nel prossimo capitolo.

4.1 Modi di decadimento $B \to D^{*\pm}X$

Lo studio è stato effettuato su di un campione di 68000 eventi Monte Carlo del tipo $Y(4S) \to B, B \to D^{*+}X, D^{*+} \to D^0\pi^+, D^0 \to K^-\pi^+$ e coniugati[1]. Essi sono equivalenti ad una luminosità integrata di $5.5 fb^{-1}$. Sono stati utilizzati, inoltre, campioni dello stesso tipo, ma con la D^0 che decade nei modi descritti nel paragrafo 3.3; in particolare 57000 eventi con $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ ($\sim 2.4 fb^{-1}$) e 58000 eventi con $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ ($\sim 1.3 fb^{-1}$) e con $D^0 \to K_S\pi^+\pi^-$ ($\sim 11.2 fb^{-1}$). In figura 4.1 sono state suddivise a secondo del decadimento le B^0 che hanno almeno una $D^{*\pm}$ tra le figlie. Il *branching ratio* del decadimento $B^0 \to D^{*\pm}$ inclusivo è $\sim 50\%$. In tabella 4.1 sono mostrati i principali contributi che lo compongono.

[1] D'ora in avanti, qualsiasi reazione sarà intesa insieme alla sua coniugata di carica, a meno che non sia esplicitamente indicato.

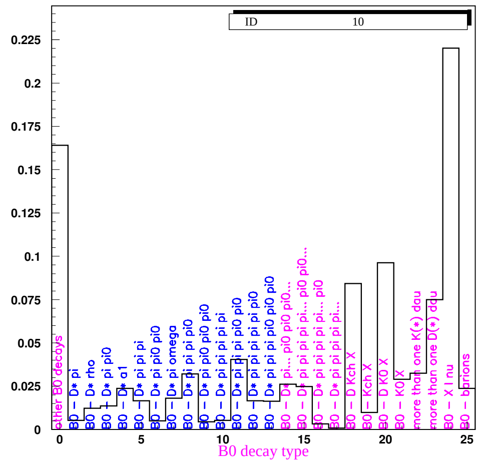


Figura 4.1: *branching ratio* simulati nel Monte Carlo. Le $B^0/\bar{B}^0$ sono state suddivise a secondo del decadimento. I modi dal bin 1 al 13 (colore blu) sono riassunti nella tabella 4.2 e confrontati con i valori del PDG. Il Monte Carlo è costituito da eventi del tipo $Y(4S) \to B, B \to D^{*+}X, D^{*+} \to D^0\pi^+, D^0 \to K^-\pi^+$ e coniugati, per un totale di 5.5 fb^{-1}

Tabella 4.1: Suddivisione dei decadimenti con una $D^{*\pm}$, normalizzati al *branching ratio* inclusivo di $B^0 \to D^{*\pm}X$.

Decadimento	**Branching Fraction**(%)
$B^0 \to X_c l^{\mp} \nu$	22.0
$B^0 \to D^{*-}\pi^+ \; \mathbf{n_1} \; (\pi^+\pi^-) \; \mathbf{n_2} \; \pi^0$	26.5
$B^0 \to D(^*)D(^*) \; \mathbf{m} \; K$	32.7
Altri	18.8

Si è deciso di procedere con lo studio, la ricostruzione e la selezione dei modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ $\mathbf{n_1}$ $(\pi^+\pi^-)$ $\mathbf{n_2}$ π^0; la tecnica sviluppata consentirà in futuro il passaggio ai modi $B^0 \to D(^*)D(^*)$ $\mathbf{m}$ K con la sostituzione di uno o più pioni con $K^\pm$ o K^0 ($\mathbf{n_1}$, $\mathbf{n_2}$, $\mathbf{m}$ interi positivi). Il decadimento semileptonico ($BR(B^0 \to X_c l\nu) = 22.0\%$, dove X_c è, o contiene nella sua catena di decadimento, una $D^{*\pm}$) invece non verrà considerato per la presenza del neutrino, non rivelabile. In tabella 4.2 sono riportati i *branching ratio* simulati dal generatore con riferimento ai modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ $\mathbf{n_1}$ $(\pi^+\pi^-)$ $\mathbf{n_2}$ π^0. I valori sono confrontati, dove possibile, con le misure note [1, 13]. Gli stati risonanti sono, in tabella, separati da quelli non risonanti. Durante la selezione, componendo i pioni che

Tabella 4.2: Confronto tra i valori di *branching ratio* del PDG [1] e quelli del Monte Carlo utilizzato per questa tesi, per i canali con $D^{*\pm}$ e adroni leggeri π, ρ, ω, a_1 (contenenti solo quark u, d). Per riferimento sono mostrati il numero di eventi aspettati in $5.5 fb^{-1}$ pari alla quantità di dati Monte Carlo utilizzati.

Decadimento	**BR PDG**(%)	**BR MC**(%)	**Eventi generati**
$B^0 \to D^{*-}\pi^+$	0.28 ± 0.02	0.260 ± 0.012	354
$B^0 \to D^{*-}\rho^+$	0.68 ± 0.34	0.621 ± 0.019	845
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$	0.82 ± 0.37	0.676 ± 0.020	919
$B^0 \to D^{*-}a_1^+$	1.30 ± 0.27	1.195 ± 0.026	1624
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$	0.76 ± 0.18	0.835 ± 0.022	1135
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$	–	0.259 ± 0.012	353
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$	$0.29 \pm 0.05^\dagger$	0.897 ± 0.023	1220
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$	$1.43 \pm 0.28^\dagger$	1.595 ± 0.031	2169
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$	–	0.229 ± 0.012	311
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$	–	0.260 ± 0.012	354
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$	–	2.022 ± 0.034	2750
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$	–	0.829 ± 0.022	1128
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$	–	0.808 ± 0.022	1099

†valore di CLEO [13]

accompagnano la D^{*-} (*sistema di pioni*) si andrà a cercare la risonanza $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$ ($BR \sim 100\%$), la $a_1^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$ e $a_1 \to \pi^+\pi^0\pi^0$ (il cui rapporto di *branching ratio* vale ~ 1) e la risonanza ω ($BR(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 88.8\%$). Si osserva che il *branching ratio* $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ è sovrastimato nel Monte Carlo, in quanto nessun risultato era disponibile fino alla misura di CLEO [13]. I modi a più alta molteplicità non sono mai stati osservati e non si ha un valore di riferimento.

Il generatore Monte Carlo è stato utilizzato anche per studiare la cinematica delle figlie prodotte nel decadimento del mesone B^0. La fattibilità di studiare un determinato canale dipende infatti dall'efficienza di ricostruzione delle particelle finali, che peggiora con il diminuire delle energie in gioco. Si è perció deciso di non studiare i modi in cui a priori l'efficienza di ricostruzione è troppo bassa. Nella figura 4.2 sono mostrate le distribuzioni delle energie dei mesoni π^0 per i modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$. In entrambi i casi, vi è una frazione non trascurabile di eventi con almeno un π^0 di energia inferiore ai 0.5 GeV. Come si è visto nel paragrafo 3.2, l'efficienza di ricostruzione dei π^0

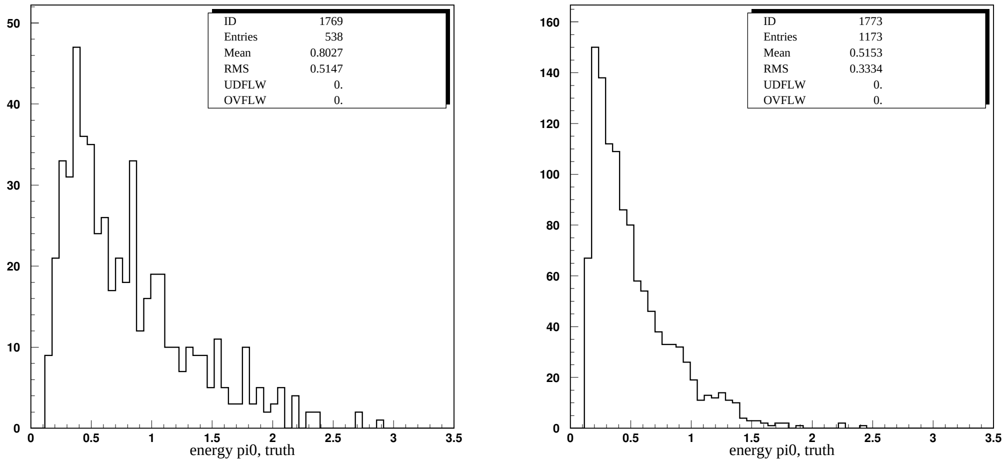


Figura 4.2: Energia dei singoli π^0 nei modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$ (a sinistra) e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0$ (a destra), risultati su $5.5 fb^{-1}$. In entrambi i casi, vi è una frazione non trascurabile di eventi con almeno un π^0 di energia inferiore ai 0.5 GeV. Il combinatorio dovuto ai sei fotoni poco energetici prodotti si somma al fondo dei fotoni dovuti ai fasci di elettroni e positroni.

con tale energia è inferiore al 50% [11]. Inoltre, nel rivelatore, sono presenti anche fotoni di bassa energia prodotti dai fasci di elettroni e positroni, che hanno due effetti: producono un aumento delle possibili combinazioni e quindi del fondo e, in caso di sovrapposizione con fotoni di segnale, diminuiscono l'efficienza. In base a queste considerazioni, non si è proceduto nella ricostruzione dei canali con tre o più π^0.

L'efficienza di ricostruzione delle tracce cariche, dipende invece dall'impulso trasverso. Essa diminuisce rapidamente sotto 0.1 GeV (cfr. Capitolo 2 [8]). In figura 4.3 sono mostrati gli spettri in impulso trasverso dei $\pi^\pm$ per il caso $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$. Si è deciso di procedere alla ricostruzione di questi due modi, perché oltre l'80% del segnale si trova al di sopra di 0.1 GeV. I modi con più tracce non sono invece considerati.

In definitiva, si trascureranno i decadimenti con più di cinque pioni carichi o con più

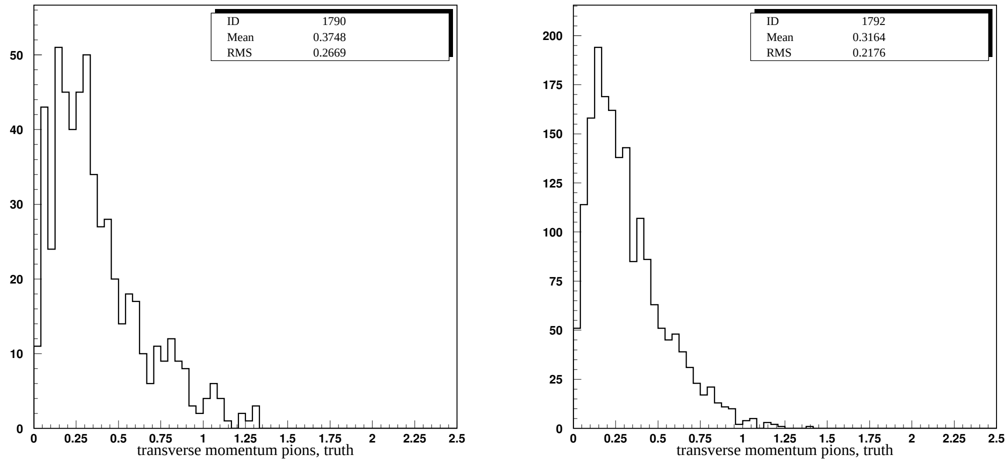


Figura 4.3: Impulso trasverso dei $\pi^{\pm}$, nei modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (a sinistra) e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$ (a destra). Al di sotto di 0.1 GeV, dove l'efficienza cala rapidamente, si raccoglie meno del 14% di segnale. Risultati su $5.5 fb^{-1}$.

di due π^0, o con più di sette figlie, che raggruppati insieme formano, nel Monte Carlo, circa il 7.5% dei decadimenti con $D^{*\pm}$, da confrontarsi con il 19% complessivo dei modi che si intende studiare:
$B^0 \to D^{*-}\pi^+$
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$,
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$
con $D^{*-} \to \bar{D}^0\pi^-$ e $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^0$, $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ e $K_S(\to \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-$.

4.2 Ricostruzione dei candidati

4.2.1 Variabili cinematiche discriminanti

Criteri di selezione specifici dei singoli modi saranno descritti nel paragrafo 4.3. Sono qui descritte le variabili cinematiche discriminanti relative al mesone B e comuni a tutti i modi: la *energy substituted mass* (m_{ES}) e il ΔE, definite come:

$$m_{ES} = \sqrt{E^{*2}_{beam} - p^{*2}_B}$$
$$\Delta E = E^*_B - E^*_{beam}$$

dove E^*_{beam} è l'energia dei fasci, E^*_B e p^*_B sono l'energia e il modulo dell'impulso della B. Tutte le quantità sono misurate nel sistema del centro di massa della $\Upsilon(4S)$. Le due variabili sono scorrelate in buona approssimazione, poiché per l'incertezza su ΔE domina il contributo di E^*_B, mentre su m_{ES} domina l'errore di E^*_{beam}, come si vede dalle formule seguenti:

$$\delta(\Delta E) = \sqrt{(\delta E^*_B)^2 + (\delta E^*_{beam})^2}$$
$$\delta(m_{ES}) = \frac{1}{m_{ES}} \cdot \sqrt{(E^*_{beam}\delta E^*_{beam})^2 + (p^*_B \delta p^*_B)^2}$$

con $p^*_B \approx 300MeV$ e $E^*_{beam} \approx 5GeV$ e le relative incertezze $\delta p^*_B \approx 15MeV$, $\delta E^*_B \approx 15MeV$ e $\delta E^*_{beam} \approx 1.5MeV$.

Un segnale correttamente ricostruito sarà localizzato intorno a 0 in ΔE e alla massa della B^0 in m_{ES}. Un esempio è riportato, per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, in figura 4.4. Si considerano i candidati all'interno di una fascia in ΔE, la cui dimensione dipende dal modo che si sta ricostruendo. Si definisce *sideband* la zona tra 5.20 e 5.27 GeV in m_{ES}. I candidati che hanno m_{ES} tra 5.27 e 5.29 GeV vengono detti nella zona di segnale. Questi ultimi vengono utilizzati per stimare la risoluzione in ΔE per ciascun canale ricostruito, tramite *fit* con funzione gaussiana; in questi casi, il fondo viene parametrizzato con un polinomio di primo grado. Sfruttando il potere discriminante di queste due variabili si procede ad una preselezione dei candidati, mentre la procedura di ricostruzione è descritta nel paragrafo seguente.

4.2.2 Algoritmo di ricostruzione

La ricostruzione avviene a partire da una delle particelle in cui decade la B^0. Nel nostro caso si è preso un campione di $D^{*\pm}$ sufficientemente puro (vedi par. 3.3) con un impulso compreso tra 0.5 e 2.6 GeV. Come si vede nella fig. 4.5, dove è mostrata la distribuzione in impulso delle $D^{*\pm}$ figlie dirette delle B neutre nel sistema di riferimento della $\Upsilon(4S)$, non è cinematicamente consentito un impulso maggiore di 2.6 GeV. Per impulsi inferiori a 0.5 GeV si trova meno dell'1% del segnale mentre questa selezione filtra le D^* ricostruite con tracce spurie. Il picco intorno a 2 GeV è dovuto principalmente ai decadimenti a 2 corpi ($B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\rho^+$, $B^0 \to D^{*-}a_1^+$).

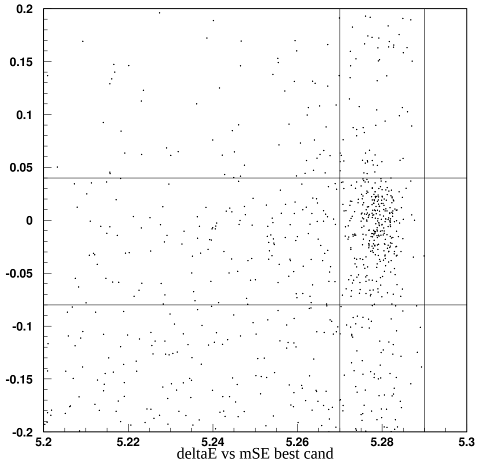


Figura 4.4: ΔE vs m_{ES}. Il segnale si raccoglie in un rettangolo centrato intorno allo zero in ΔE e intorno alla massa della B^0 in m_{ES}. Questo esempio è prodotto con il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. La *sideband* in m_{ES} si trova tra 5.20 e 5.27 GeV. Quando, in un evento, vengono ricostruiti più candidati nella zona di segnale, il candidato con il ΔE più basso viene selezionato.

Al seme si aggiunge, dopo il primo $\pi^\pm$, i π^0 e le coppie di $\pi^\pm$. La ricostruzione avviene attraverso un processo iterativo con controlli ripetuti sulle due variabili ΔE e m_{ES}. Durante questo processo si controlla inoltre che ogni particella non abbia figlie in comune, inclusa se stessa, con le altre. Di ogni candidato possiamo calcolare i valori dei

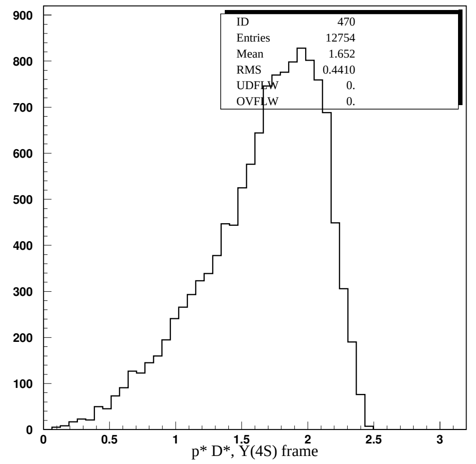


Figura 4.5: Impulso della $D^{*\pm}$ nel sistema del centro di massa della $\Upsilon(4S)$, studio Monte Carlo. Sono state considerate tutte le $D^{*\pm}$ generate, figlie di B^0 decadute nei modi descritti in tabella 4.2. Il picco intorno a 2 GeV deriva dai decadimenti a 2 corpi ($B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\rho^+$, $B^0 \to D^{*-}a_1^+$).

corrispondenti ΔE e m_{ES} e valutare se accettarlo e se procedere con l'aggiunta di altri pioni. Si accetta un candidato se $m_{ES} > 5.1$ GeV e se $|\Delta E| < 200$ MeV, mentre si procede all'aggiunta di π^0 oppure coppie $\pi^+\pi^-$ se $m_{ES} > 3.0$ GeV (controllo effettuato solo per il seme $D^{*-}\pi^+$) e se ΔE è minore di una soglia che viene stabilita di volta in volta (vedi appendice A). Si sfrutta cioè il fatto che il ΔE aumenta sempre per fermare la procedura di generazione di nuovi candidati e risparmiare tempo di calcolo.

Se si considera che per ogni $D^{*\pm}$ si cerca di ricostruire ciascun modo suddetto, si capisce che in ogni evento il numero di candidati ricostruiti può facilmente superare il centinaio. Si è deciso di considerare solo i "migliori" 10 candidati ricostruiti per ogni modo e per ogni evento. Il criterio di preferenza stabilito per ordinare i candidati è quello del minor ΔE preso in valore assoluto.

4.3 Selezione del segnale

Una volta ricostruito il maggior numero di candidati possibile, si passa alla selezione del migliore per ogni evento. Ancora una volta ci si basa sulle variabili ΔE e m_{ES}. Esempi di distribuzioni in ΔE sono presentati in figura 4.7 per i modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$. In quest'ultimo si può notare un ΔE asimmetrico, dovuto alla presenza del π^0. Per i modi con i π neutri si è pertanto deciso di procedere eseguendo il *fit* con funzione *Crystal Ball* (vedi paragrafo 3.3). In figura 4.6 è mostrato il risultato per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. Si è deciso di utilizzare la stessa risoluzione in ΔE, asimmetrica, per tutti i modi contenenti π^0. In questa maniera ci si è basati sul canale più pulito, evitando così il rischio che la scelta del ΔE minore in valore assoluto, portasse a una sottostima della risoluzione reale per i modi a più alta molteplicità. Le risoluzioni trovate sono mostrate in tabella 4.3. A questo punto si prendono i candidati tra $-3\sigma_{min}$ e $+3\sigma_{max}$. Se in un evento si trova più di un candidato per lo stesso modo, si procede alla scelta prendendo il candidato con il ΔE più piccolo in valore assoluto (candidato "*best*"). Dopo la selezione in ΔE, si procede alla stima del segnale vero e proprio. Si esegue un *fit* della distribuzione di m_{ES} parametrizzando il segnale con una funzione gaussiana ed il fondo con una funzione Argus:

$$A(E/E_b; s, N) = N \cdot E\sqrt{1-(E/E_b)^2} \cdot exp(s(1-(E/E_b)^2))$$

dove N è il numero totale di eventi, E_b^* è l'energia dei fasci nel sistema di riferimento del centro di massa e s è il fattore con cui decade l'esponenziale che simula l'andamento dello

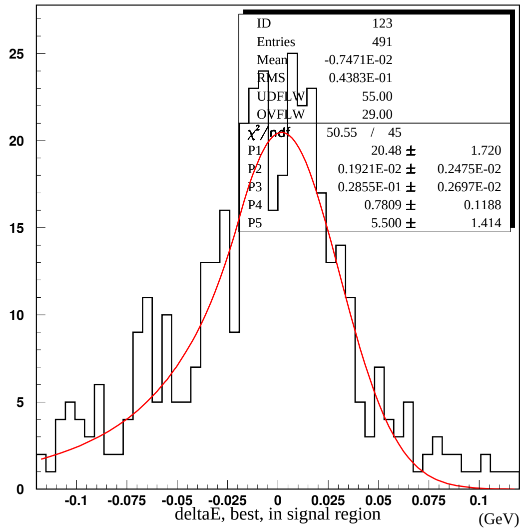


Figura 4.6: ΔE per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. L'asimmetria dovuta al π^0 viene parametrizzata tramite la funzione *Crystal Ball*.

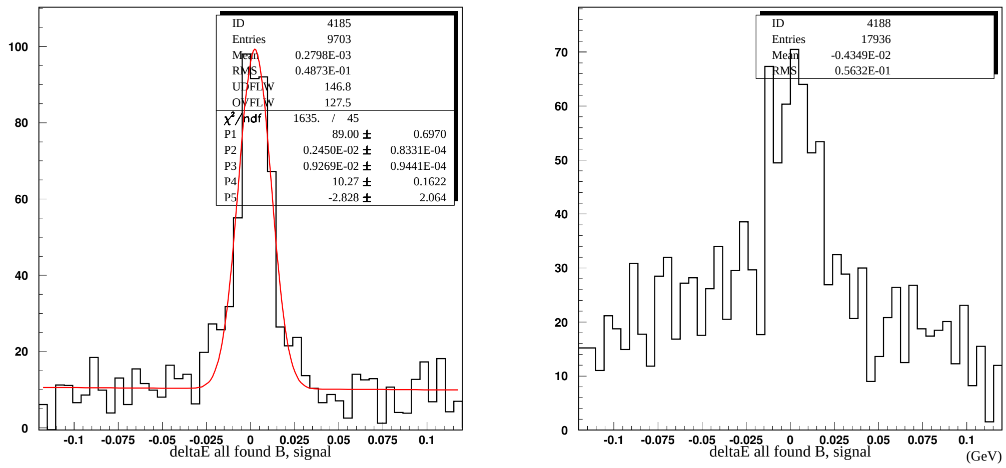


Figura 4.7: ΔE per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$ (a sinistra) e per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ (a destra). Si noti in quest'ultimo l'asimmetria nello spettro in ΔE, dovuta al π^0

Tabella 4.3: Risoluzione in ΔE per i vari canali di decadimento. Per i modi con pioni neutri, è stata adottata la stessa risoluzione asimmetrica. Per gli altri modi, è stato preso il risultato del fit sul ΔE con funzione gaussiana.

Decadimento	$\sigma_{min}(\Delta E)$ **GeV**	$\sigma_{max}(\Delta E)$ **GeV**
$B^0 \to D^{*-}\pi^+$	0.0150	0.0150
$B^0 \to D^{*-}\rho^+$	0.0150	0.0150
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$	0.0266	0.0133
$B^0 \to D^{*-}a_1^+$	0.0150	0.0150
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$	0.0100	0.0100
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$	0.0266	0.0133
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$	0.0266	0.0133
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$	0.0266	0.0133
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$	0.0210	0.0210
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$	0.0266	0.0133
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$	0.0266	0.0133

spazio delle fasi. L'integrale della gaussiana tra 5.27 e 5.29 GeV fornisce una stima del segnale, mentre quello della Argus una stima del fondo nella zona di segnale. Un esempio di *fit* è mostrato in figura 4.8 per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$.

Riassumendo: la procedura di analisi è costituita da una parte di ricostruzione, che parte da un seme $D^{*\pm}$, aggiunge pioni e prende i migliori 10 candidati, per modo, nella finestra di accettazione ($|\Delta E| < 200$ MeV, 5.2 GeV $< m_{ES} <$ 5.3 GeV), evitando i duplicati, e da una parte di selezione, che sceglie il miglior candidato per l'evento e stima il segnale S a partire da un *fit* in m_{ES}.

L'efficienza ϵ si calcola come:

$$\epsilon = \frac{S}{S_{MC}}$$

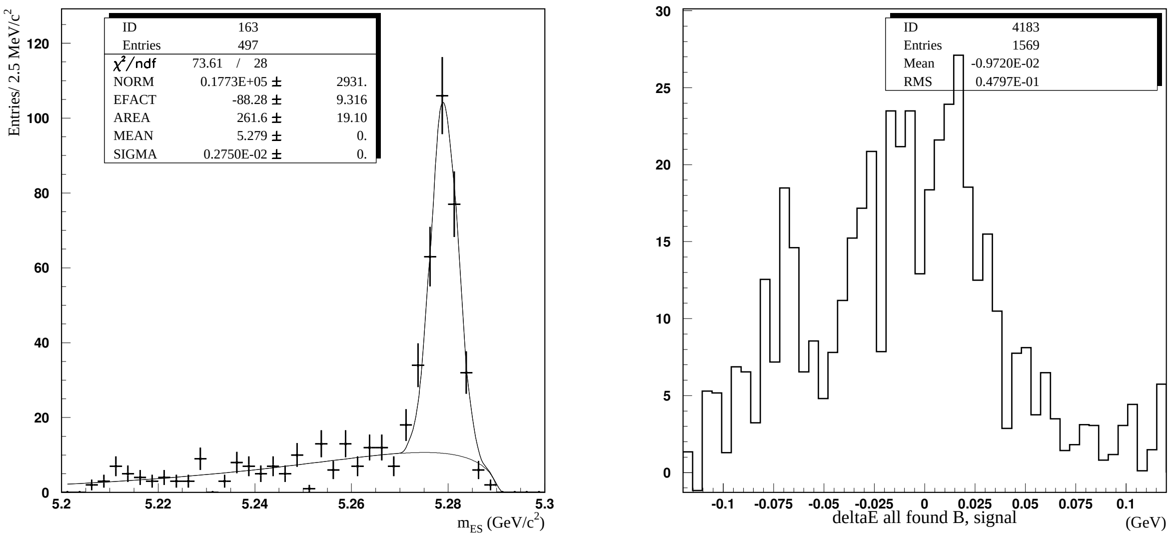
dove S_{MC} sono gli eventi generati nel Monte Carlo. L'errore su ϵ viene stimato in base alla statistica poissoniana:

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1-\epsilon)}{S_{MC}}}$$

La purezza P è invece definita come il rapporto del segnale e la somma del fondo (B) più il segnale:

$$P = \frac{S}{S+B}$$

Efficienza e purezza variano da canale a canale e saranno discusse nel prossimo paragrafo.



(a) m_{ES} (b) ΔE

Figura 4.8: Canale $B^0 \to D^{-*}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$.

4.4 Studio dei singoli modi di decadimento

Ogni modo di decadimento della B^0 è stato studiato nei quattro canali della D^0: $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, $K_S\pi^+\pi^-$. Per ognuno viene mostrata la distribuzione di m_{ES} e di ΔE. In alcuni casi gli spettri non vengono mostrati perché poco chiari a causa dell'eccessivo fondo. Il segnale viene stimato, con il suo errore, tramite il *fit*, come l'area tra 5.27 e 5.29 GeV sotto la gaussiana. Il valore medio e la larghezza della gaussiana sono ricavati dal canale più pulito, $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, utilizzando il fatto che l'errore su m_{ES} è dominata dall'energia dei fasci e non dal modo di decadimento della B^0. La distribuzione in ΔE e le masse invarianti dei sistemi di pioni sono prodotte con la sottrazione della *sideband*. Si costruisce il rapporto tra l'area della Argus nella zona di segnale (tra 5.27 e 5.29 GeV) e l'area totale della Argus (segnale e *sideband*). Questo fattore stima la percentuale di fondo nella zona di segnale. La sottrazione della *sideband* avviene sottraendo agli eventi di segnale, quelli nella *sideband* riscalati secondo il fattore appena calcolato.

4.4.1 $B^0 \to D^{*-}\pi^+$

Il decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ risulta essere per la sua bassa molteplicità, il più puro ed efficiente tra i decadimenti studiati. Per questo motivo è qui utilizzato anche come verifica del buon funzionamento degli strumenti in uso. In figura 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 sono mostrate le distribuzioni in m_{ES} e ΔE per questo canale sul segnale Monte Carlo. I risultati sono raccolti nella tabella 4.4.

Tabella 4.4: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	128.7 ± 9.7	0.364 ± 0.026	0.996
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	18.0 ± 4.3	0.060 ± 0.014	1.000
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	52.0 ± 0.4	0.175 ± 0.022	1.000
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	24.6 ± 5.0	0.083 ± 0.016	0.980

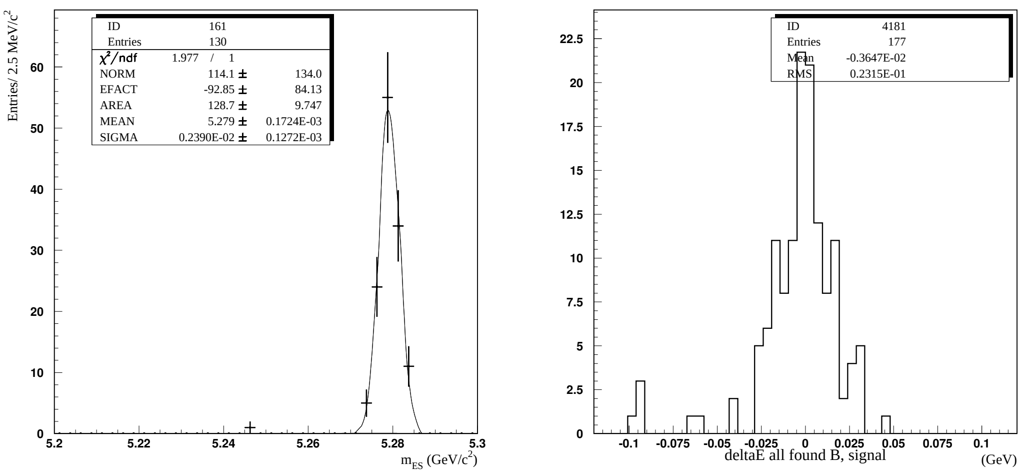


Figura 4.9: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

4.4.2 $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$

È possibile costruire un altro candidato con l'aggiunta di un π^0 al candidato precedente. La presenza di una particella neutra fa calare l'efficienza e la purezza. I risultati su Monte Carlo sono mostrati nelle figure 4.8, 4.13, 4.14 e 4.15. I risultati sono raccolti nella tabella 4.5. Si noti l'asimmetria nello spettro in ΔE dovuta al π^0. In figura 4.16 viene

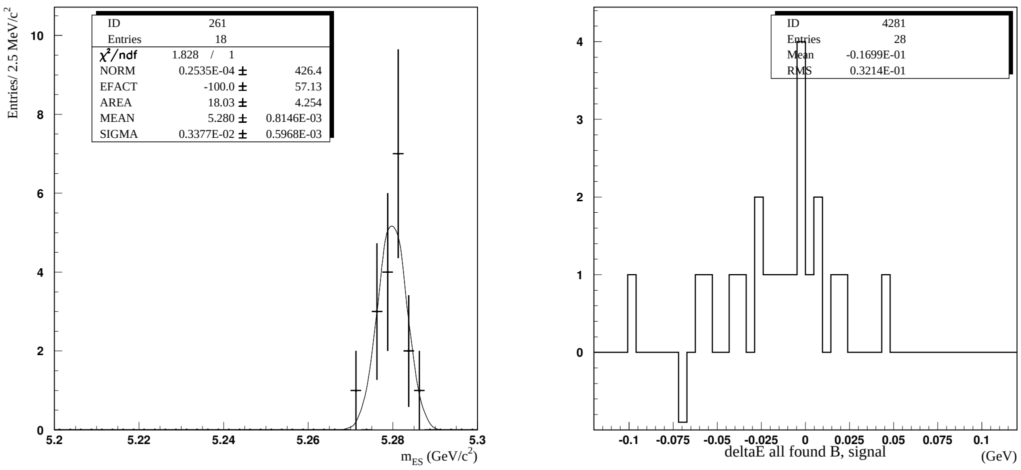


Figura 4.10: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3 fb^{-1}$ Monte Carlo.

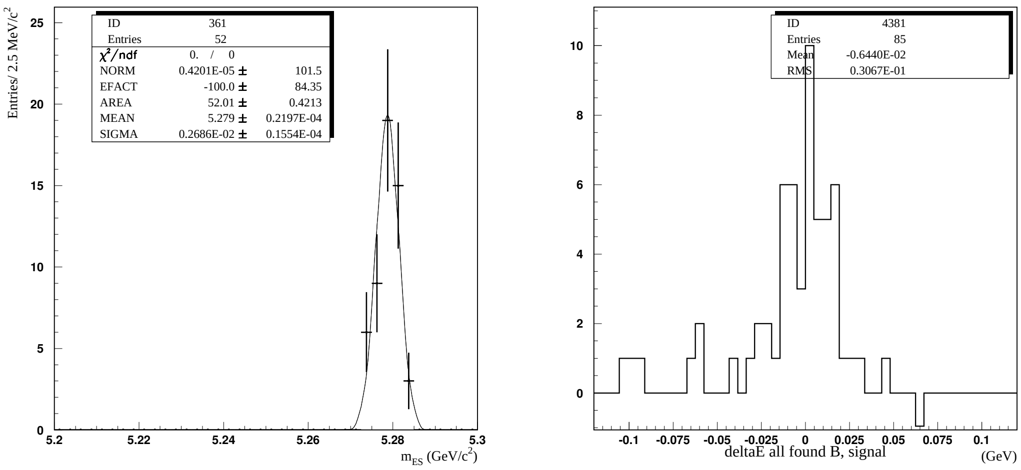


Figura 4.11: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

Tabella 4.5: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	261.6 ± 19.1	0.148 ± 0.008	0.780
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	47.7 ± 8.6	0.032 ± 0.005	0.692
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	122.3 ± 14.1	0.083 ± 0.007	0.681
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	65.7 ± 9.6	0.044 ± 0.008	0.787

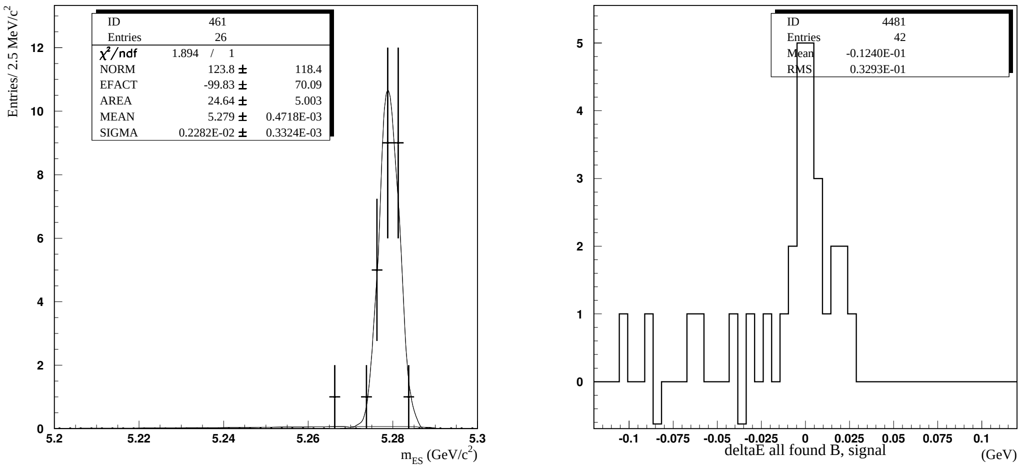


Figura 4.12: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$. Risultati su $11.2fb^{-1}$ Monte Carlo.

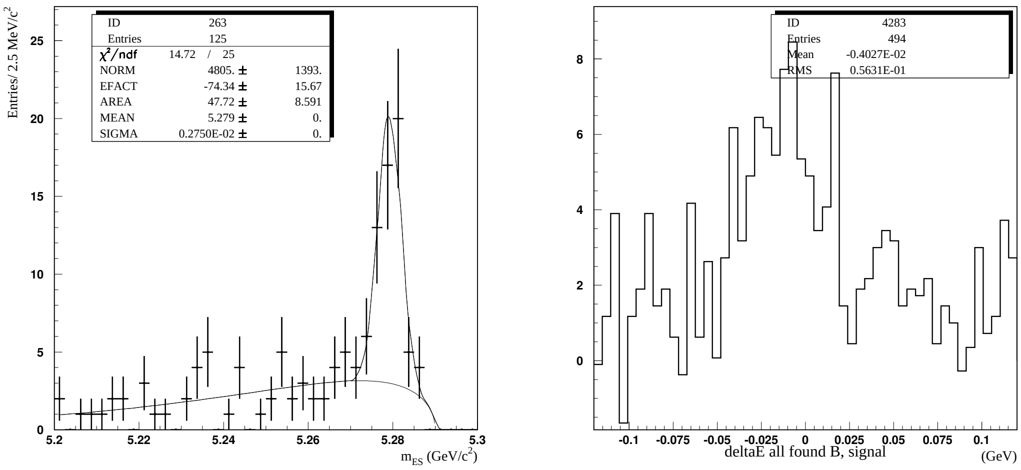


Figura 4.13: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3fb^{-1}$ Monte Carlo.

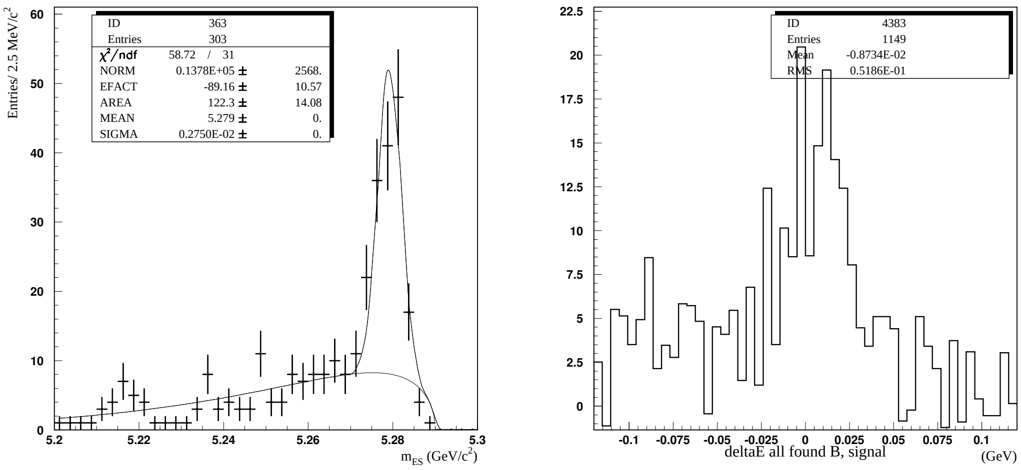


Figura 4.14: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

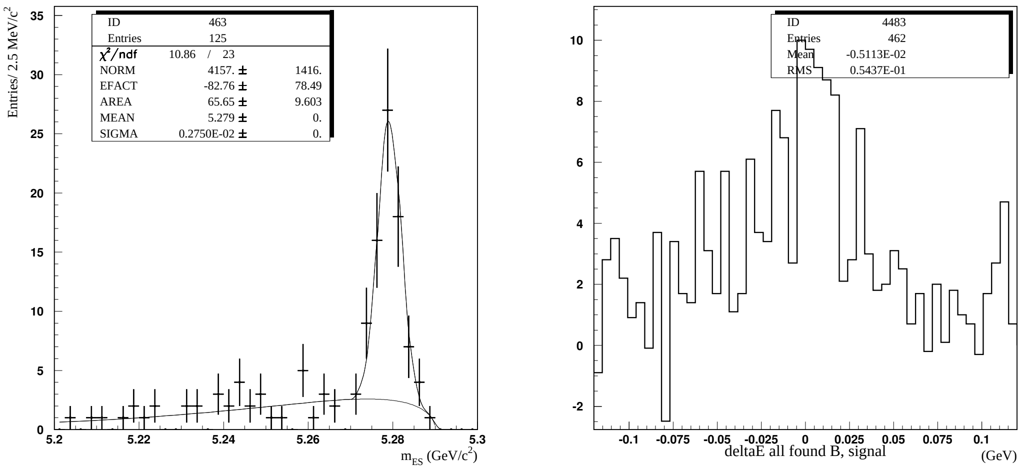


Figura 4.15: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$. Risultati su $11.2 fb^{-1}$ Monte Carlo.

mostrato lo spettro in energia del π^0.

Il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ è particolarmente interessante per la presenza della risonanza

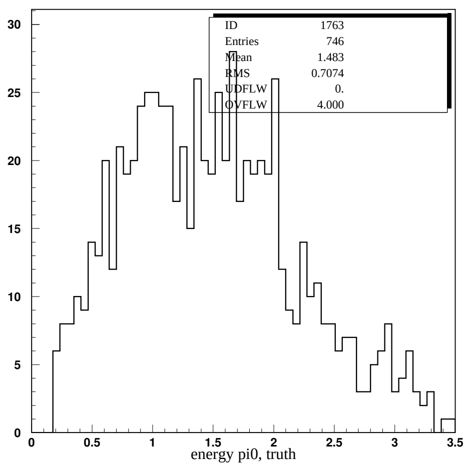


Figura 4.16: Energia del π^0 nel modo $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. $5.5 fb^{-1}$ eventi MC

ρ carica. Si è costruita la massa invariante del sistema dei due pioni (figura 4.17) con eventi di segnale a cui è stato sottratto il fondo. Si evidenzia bene la presenza della

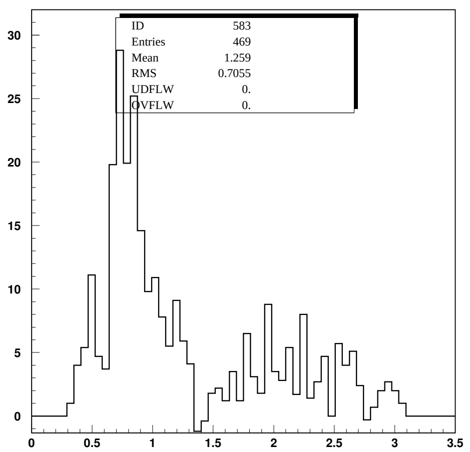


Figura 4.17: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. $5.5 fb^{-1}$ eventi MC

risonanza intorno a 0.770 GeV. Per evidenziare ulteriormente questo segnale, si è sfruttato il fatto che la ρ ha spin 1 ed è perciò stato possibile definire l'elicità del sistema $\pi\pi^0$ (vedi appendice B). Si sono isolati gli eventi in cui la massa del sistema $\pi\pi^0$ cade tra 0.620 e 0.920 GeV e l'elicità è sopra 0.4. Lo spettro nel caso risonante è mostrato in figura 4.18.

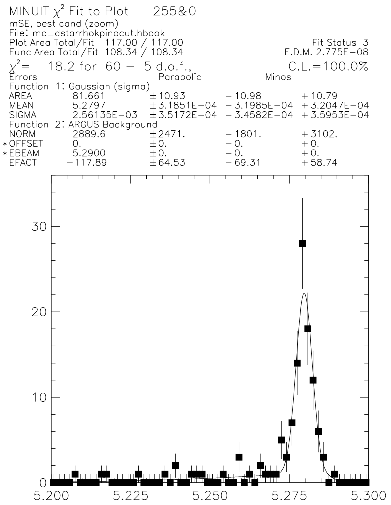


Figura 4.18: Distribuzione di m_{ES} per il decadimento $B^0 \to D^{*-}\rho^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$.

4.4.3 $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$

Il candidato $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$ si costruisce aggiungendo al seme $D^{*-}\pi^+$ una coppia $\pi^+\pi^-$. Le coppie aggiunte sono selezionate dalle tracce cariche, rimuovendo da esse quelle identificate come provenienti da K_S, Λ e *conversioni di* γ, come spiegato nel paragrafo 3.2. I risultati sul Monte Carlo sono mostrati nelle figure 4.19, 4.20, 4.21 e 4.22 e raccolti nella tabella 4.6. È possibile cercare delle risonanze anche nel sistema di tre

Tabella 4.6: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	458.1 ± 25.0	0.235 ± 0.010	0.743
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	71.7 ± 10.8	0.043 ± 0.005	0.617
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	210.4 ± 17.7	0.129 ± 0.008	0.654
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	115.2 ± 12.8	0.071 ± 0.006	0.716

pioni. In figura 4.23 è mostrata la massa invariante per il segnale. Il picco che si osserva, intorno al valore di 1.2 GeV, è stato identificato con la risonanza $a_1(1260)$.

4.4.4 $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$

Si può formare il candidato aggiungendo alla $D^{*\pm}$ un $\pi^\mp$ e due π^0 (in figura 4.24 è mostrata la loro distribuzione in energia). Si controlla che nessun fotone sia in comune ai π^0. Questo

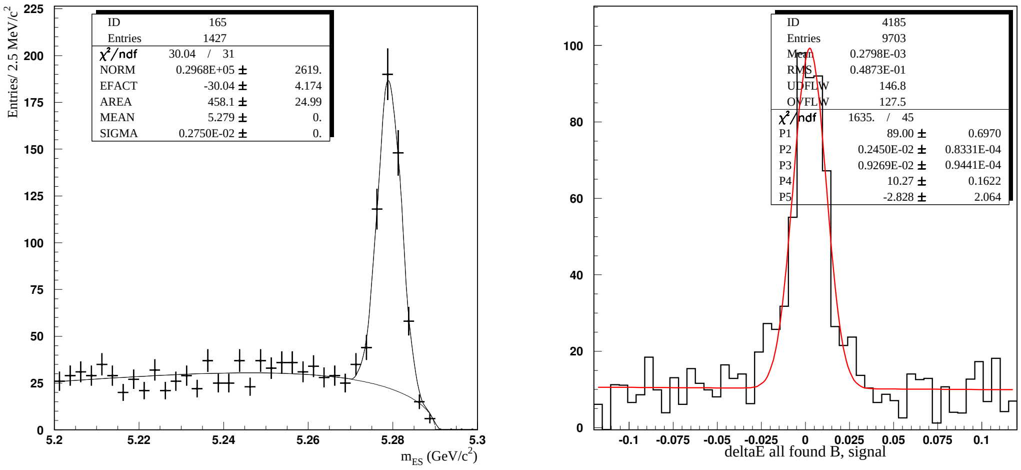


Figura 4.19: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

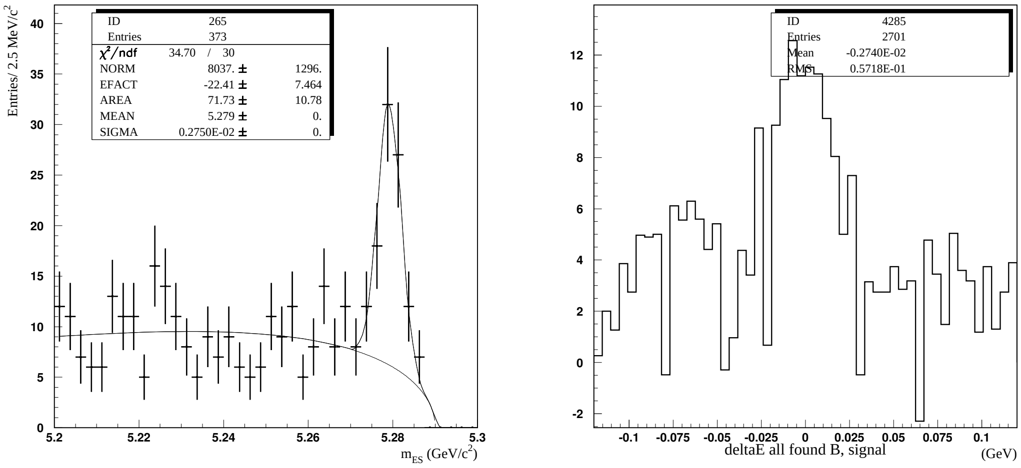


Figura 4.20: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3 fb^{-1}$ Monte Carlo.

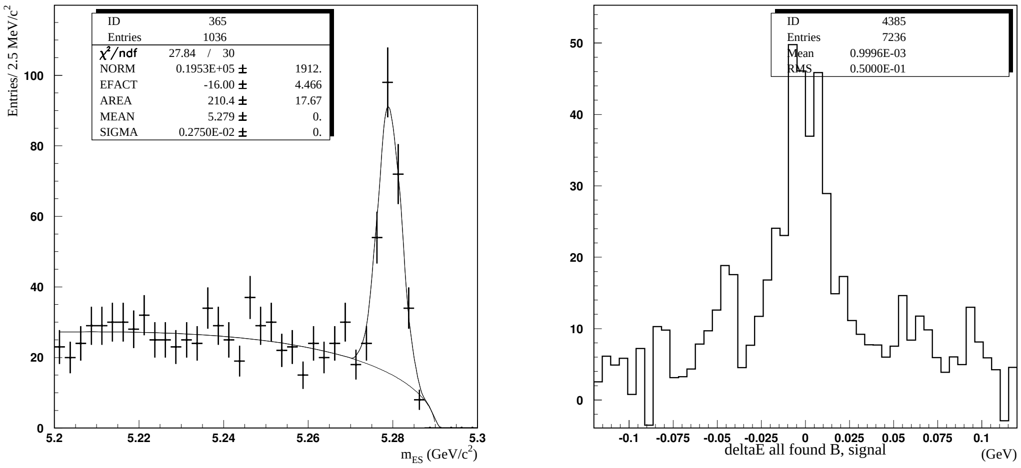


Figura 4.21: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

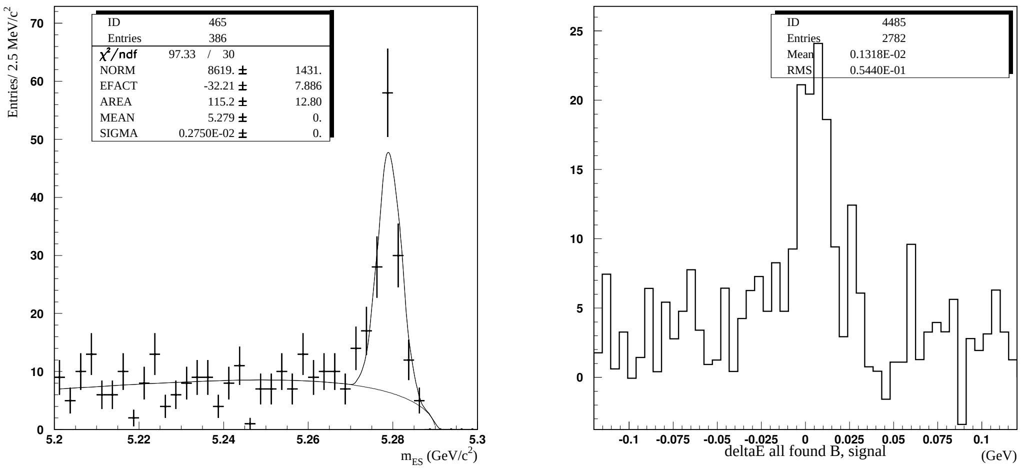


Figura 4.22: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$. Risultati su $11.2 fb^{-1}$ Monte Carlo.

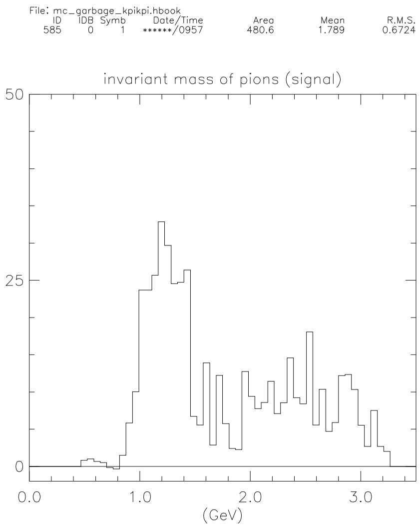


Figura 4.23: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$. $5.5fb^{-1}$ Monte Carlo.

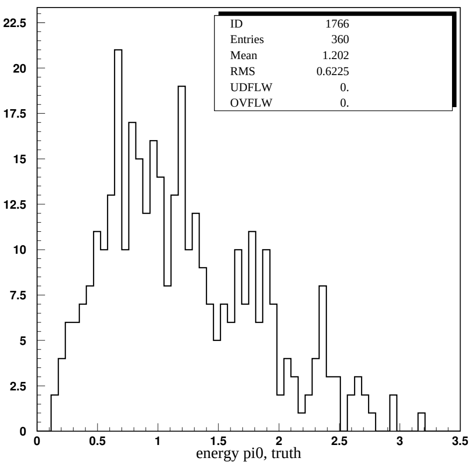


Figura 4.24: Energia dei singoli π^0 nel modo $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$.

è il primo canale studiato a non essere stato ancora misurato. Poiché il rapporto tra i *branching ratio* di $a_1^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$ e $a_1^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0$ è ~ 1 anche in questo canale è stata cercata la risonanza a_1 [1]. Per evidenziare la risonanza si sono divisi i candidati in base alla massa invariante del sistema di pioni (figura 4.25); il punto di divisione è stato fissato

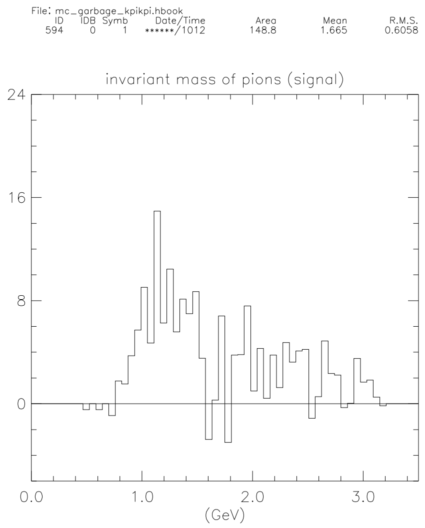


Figura 4.25: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$. $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

a 1.6 GeV, estremo superiore a cui viene selezionata la a_1.

Nelle figure 4.26, 4.27, 4.28 e 4.29 sono mostrati i risultati per la parte a bassa massa invariante del sistema di pioni (vedi tab. 4.7). La parte a alta massa invariante è mostrata

Tabella 4.7: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, massa invariante dei pioni < 1.6 GeV.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	73.6 ± 11.7	0.103 ± 0.009	0.535
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	15.7 ± 6.0	0.021 ± 0.005	0.475
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	40.3 ± 9.1	0.065 ± 0.008	0.504
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	12.5 ± 5.4	0.021 ± 0.006	0.371

nelle figure 4.30 e 4.31 (vedi tab. 4.8). Come si può notare, anche dai candidati che non decadono attraverso la risonanza ci si attende un segnale. La tecnica di dividere i candidati in base alla massa invariante dei pioni, verrà utilizzata anche in seguito per i modi a più alta molteplicità.

Tabella 4.8: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, massa invariante dei pioni > 1.6 GeV.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	46.1 ± 10.5	0.103 ± 0.009	0.380
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	23.1 ± 8.0	0.065 ± 0.008	0.323

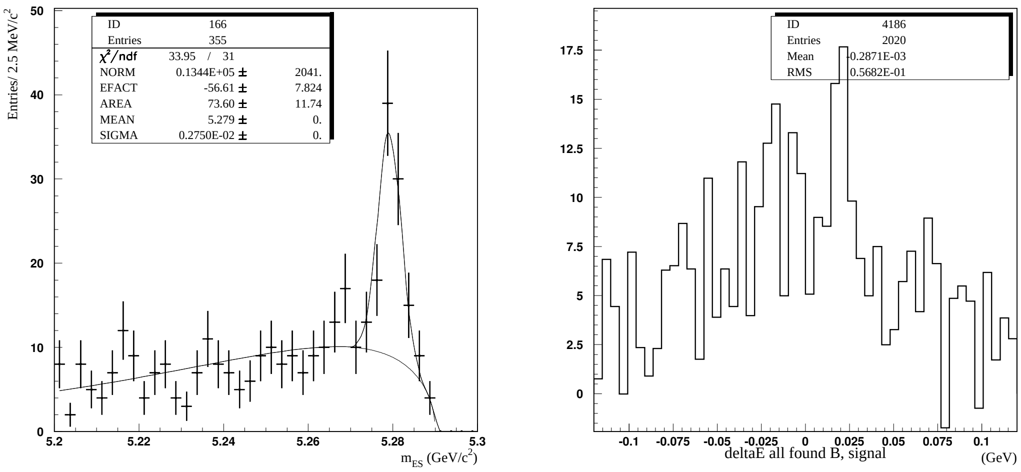


Figura 4.26: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$, massa invariante dei pioni < 1.6 GeV. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

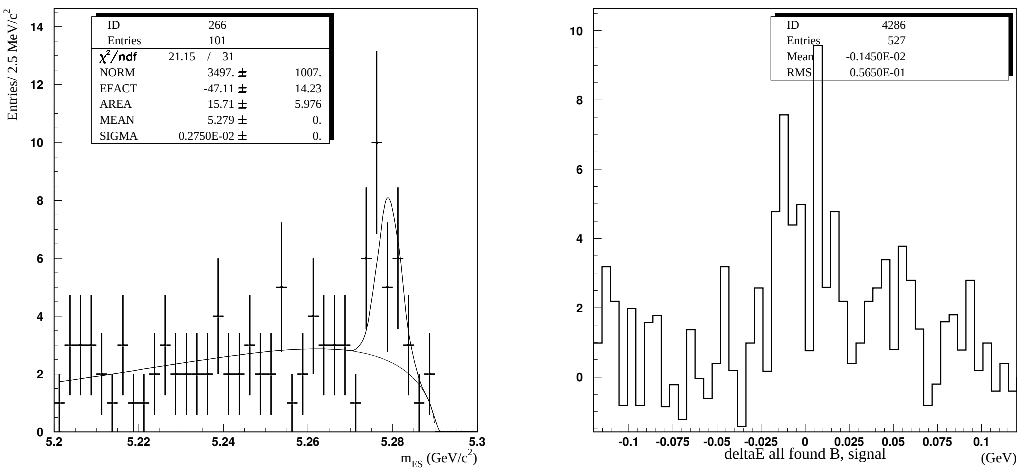


Figura 4.27: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$, massa invariante dei pioni < 1.6 GeV. Risultati su $1.3 fb^{-1}$ Monte Carlo.

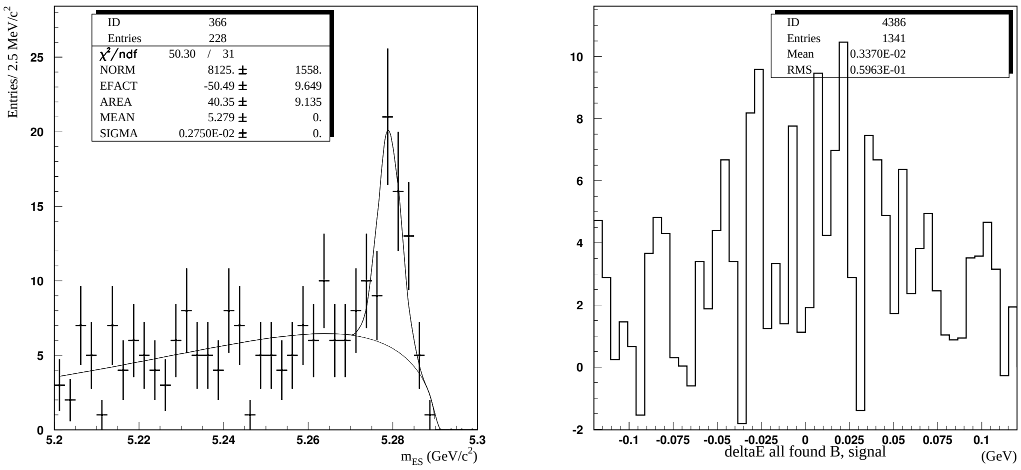


Figura 4.28: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$, massa invariante dei pioni < 1.6 GeV. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

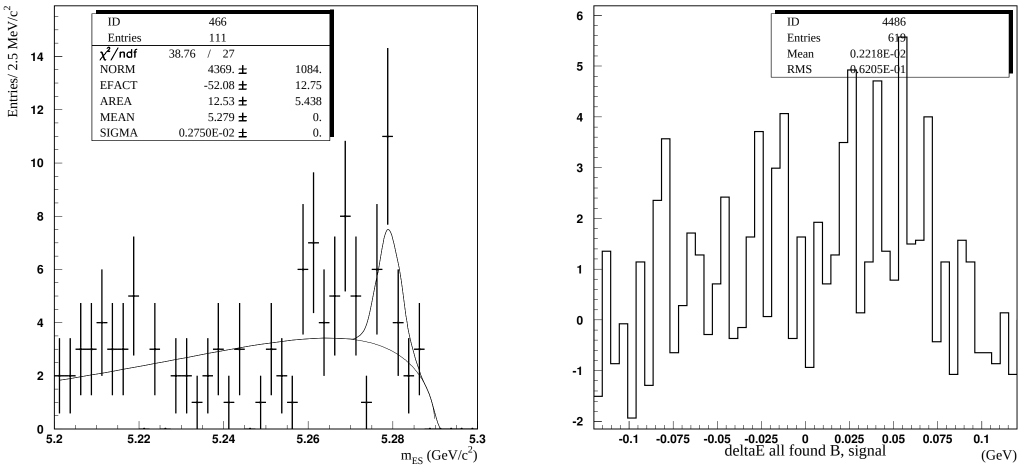


Figura 4.29: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$, massa invariante dei pioni < 1.6 GeV. Risultati su $11.2 fb^{-1}$ Monte Carlo.

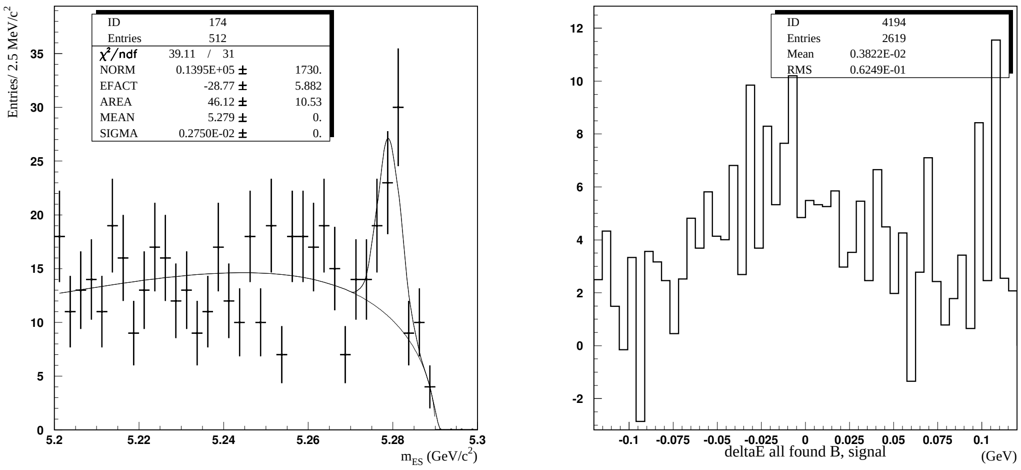


Figura 4.30: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, massa invariante dei pioni > 1.6 GeV. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

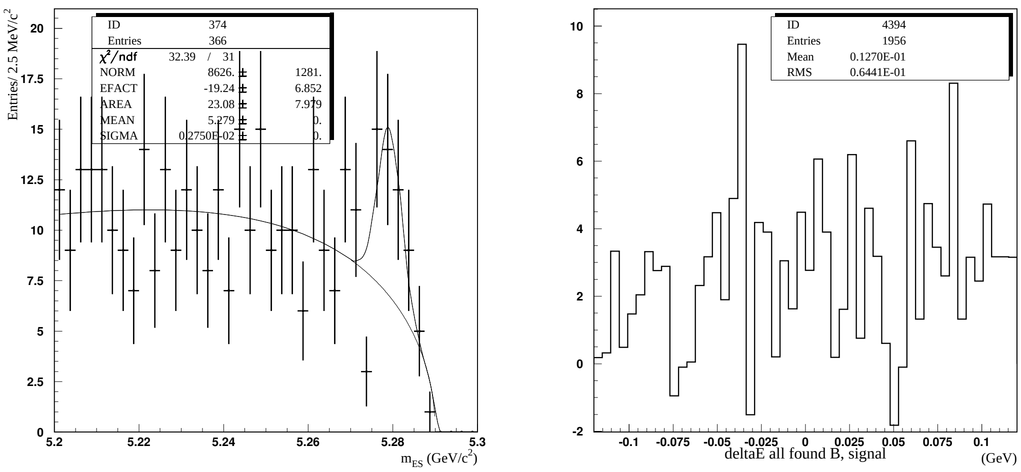


Figura 4.31: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$, massa invariante dei pioni > 1.6 GeV. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

4.4.5 $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$

Questo tipo di candidato viene formato aggiungendo un π^0 ai candidati del tipo $D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$. Valgono quindi per le coppie $\pi^+\pi^-$ le stesse attenzioni menzionate nel paragrafo 4.4.3. L'energia del π^0 tratta dalla verità Monte Carlo è mostrata in figura 4.32.

Come è avvenuto per il canale $D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, i candidati sono stati suddivisi, in base

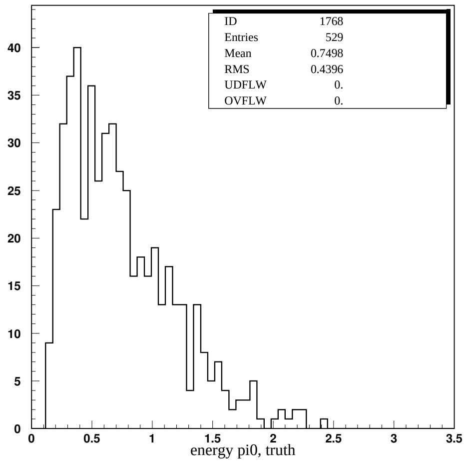


Figura 4.32: Energia del π^0 nel modo $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$

alla massa invariante del sistema di pioni; ma questa volta, non avendo un riferimento come la a_1, si è posto il punto di separazione a 2.2 GeV, basandosi sull'aspetto della massa invariante dei pioni (figura 4.33); si è cercato cioè di separare il grosso del segnale, da una coda con più fondo. Lo studio sul Monte Carlo è riassunto nelle figure 4.34, 4.35, 4.36 e 4.37; i risultati si trovano in tabella 4.9. La parte relativa all'alta massa invariante

Tabella 4.9: Risultati per $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$.

$B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	176.4 ± 23.0	0.116 ± 0.007	0.298
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	22.9 ± 10.7	0.017 ± 0.004	0.172
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	76.1 ± 17.5	0.055 ± 0.006	0.225
$\bar{D}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$	45.0 ± 11.3	0.028 ± 0.004	0.303

è mostrata, per il solo modo dove appare del segnale, nelle figura 4.38. Il segnale è di 76 ± 18 eventi con una purezza del 15.4%.

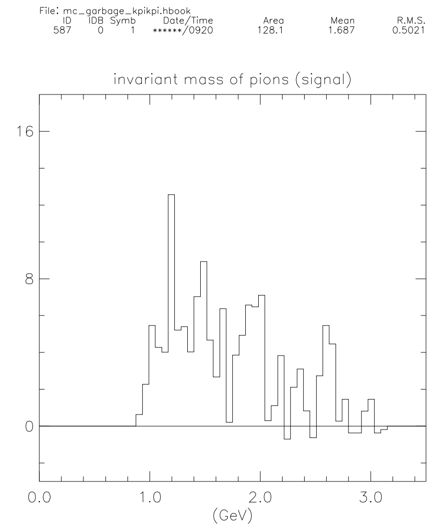


Figura 4.33: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$. $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

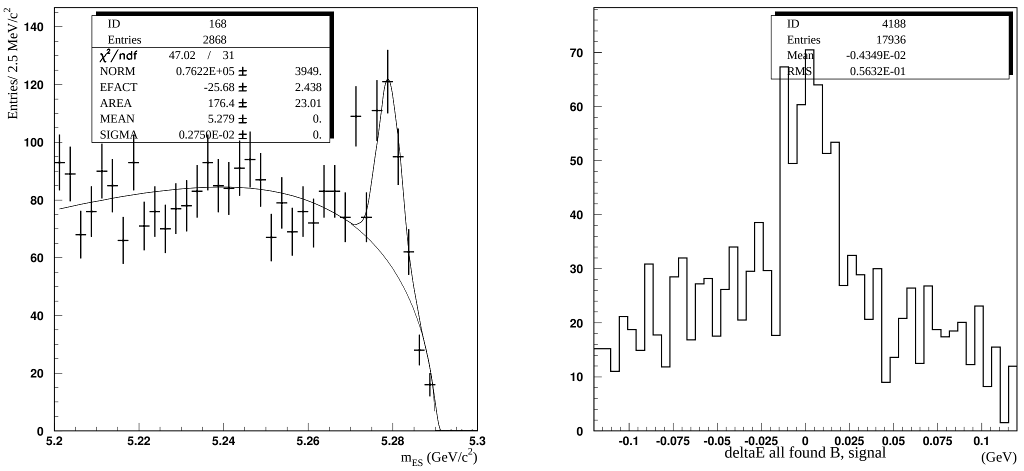


Figura 4.34: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

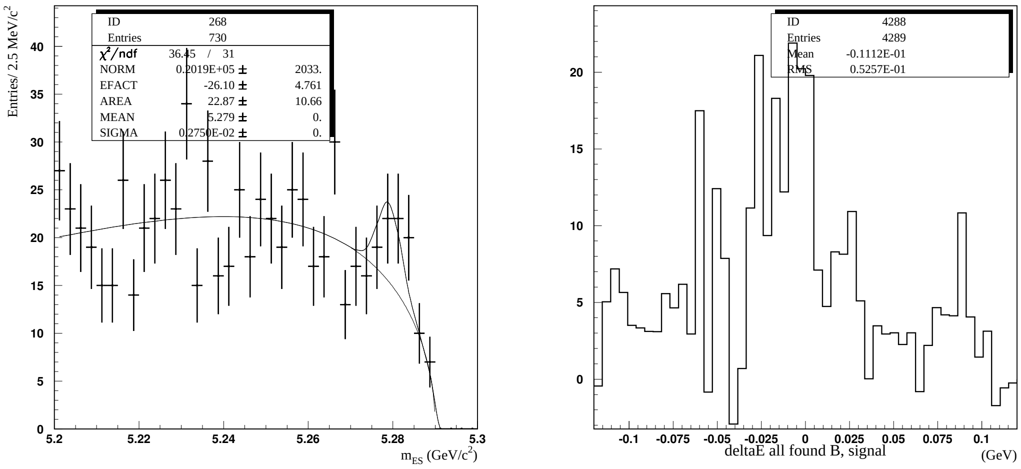


Figura 4.35: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3 fb^{-1}$ Monte Carlo.

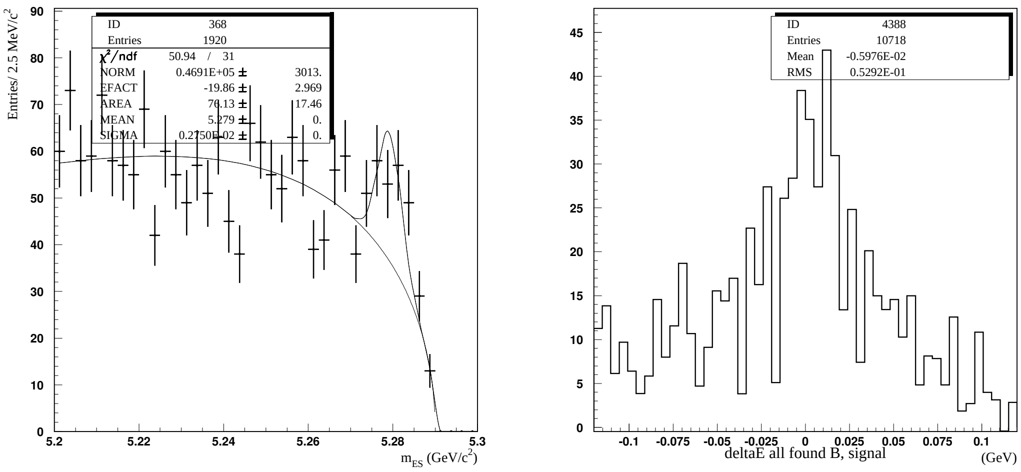


Figura 4.36: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4 fb^{-1}$ Monte Carlo.

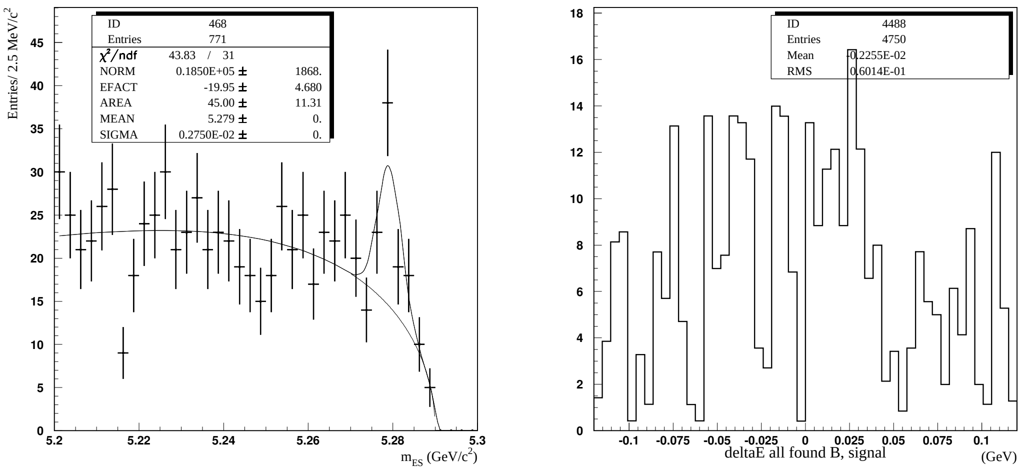


Figura 4.37: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$. Risultati su $11.2 fb^{-1}$ Monte Carlo.

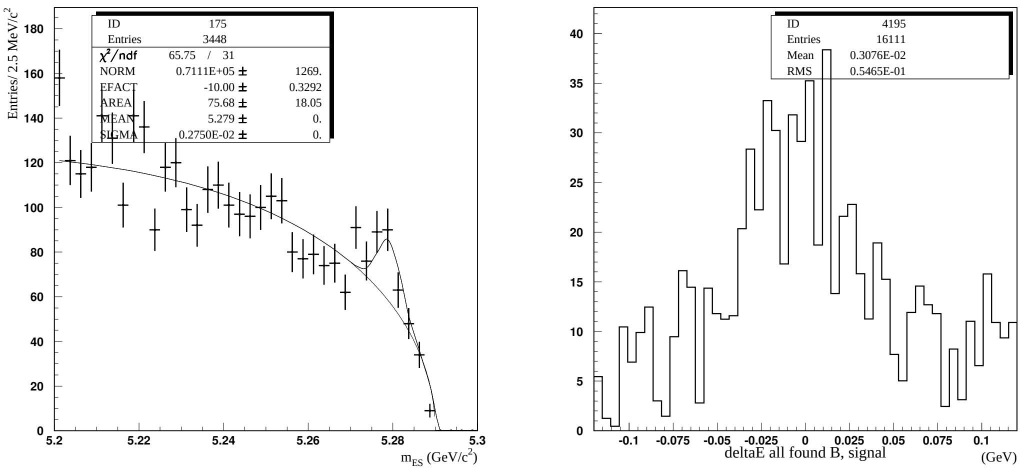


Figura 4.38: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, massa invariante dei pioni superiore a 2.2 GeV. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

Uno studio parallelo, sempre basato sulla massa invariante dei pioni, si è tentato cercando la risonanza $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$. La ω è nota con una massa di 782 MeV e una larghezza di 9 MeV. Se, tra le due possibili combinazioni $\pi^+\pi^-\pi^0$, si trova che una cade tra 0.752 e 0.812 GeV, si identifica il candidato come $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$. I valori calcolati sono entrambi riportati nella figura 4.39. I risultati su Monte Carlo sono mostrati nelle

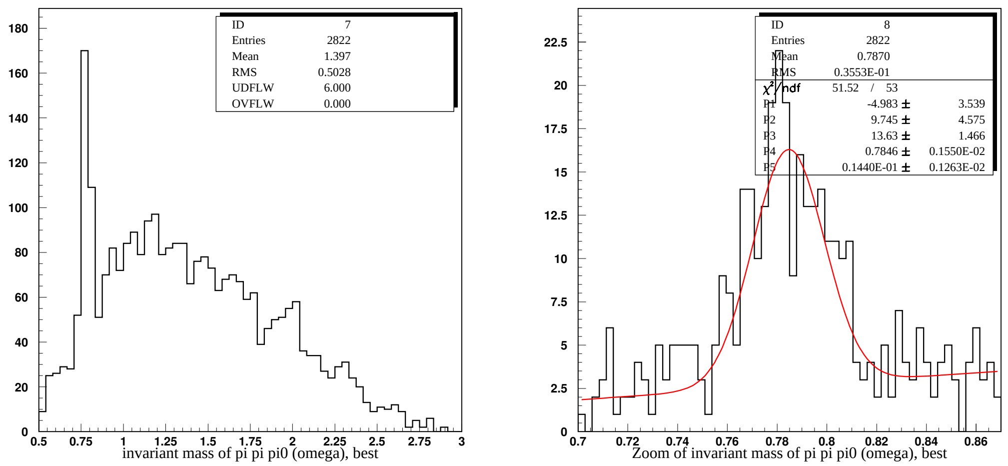


Figura 4.39: Massa invariante del sistema di pioni $\pi^+\pi^-\pi^0$. Le due combinazioni possibili sono state entrambe considerate e inserite. A destra è mostrato l'ingrandimento intorno alla massa della ω con *fit* eseguito con una funzione gaussiana. Il fondo è parametrizzato con un polinomio di grado 1. Il valore medio è 785 ± 1 MeV e la larghezza è 14 ± 1 MeV.

figure 4.40, 4.41 e 4.42 e in tab. 4.10.

Tabella 4.10: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	126.4 ± 15.3	0.104 ± 0.009	0.530
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	22.2 ± 7.0	0.021 ± 0.007	0.488
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	64.9 ± 11.4	0.063 ± 0.008	0.490

In tabella 4.11 sono riassunti i tagli utilizzati per far emergere le risonanze ρ, a_1 e ω.

4.4.6 $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$

Per ricostruire il candidato B^0 di questo tipo, si sono prodotte delle particelle fittizie con 4 tracce cariche. Se queste provengono approssimativamente dallo stesso punto (controllo del vertice) allora vengono aggiunte alla $D^{*\pm}$. Le possibili combinazioni vengono in questo

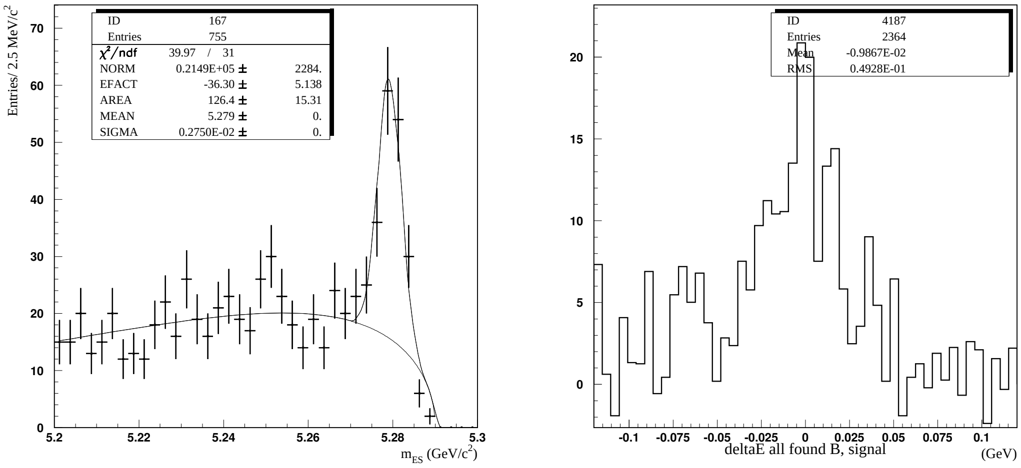


Figura 4.40: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

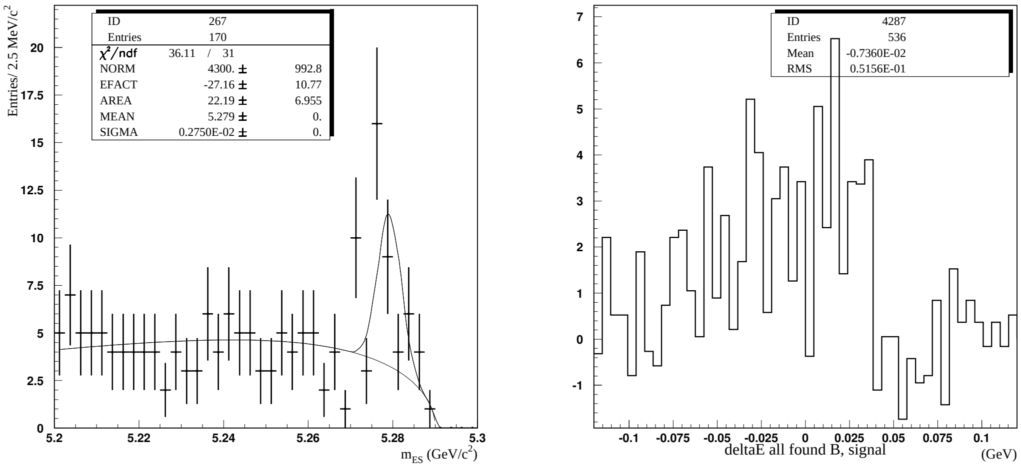


Figura 4.41: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3 fb^{-1}$ Monte Carlo.

Tabella 4.11: Tagli per evidenziare le particelle risonanti.

Particella	Massa	Selezione	helicity
ρ	0.7685	$0.620 < m < 0.920$	0.4
a_1	1.23	$1.0 < m < 1.6$	
ω	0.782	$0.752 < m < 0.812$	

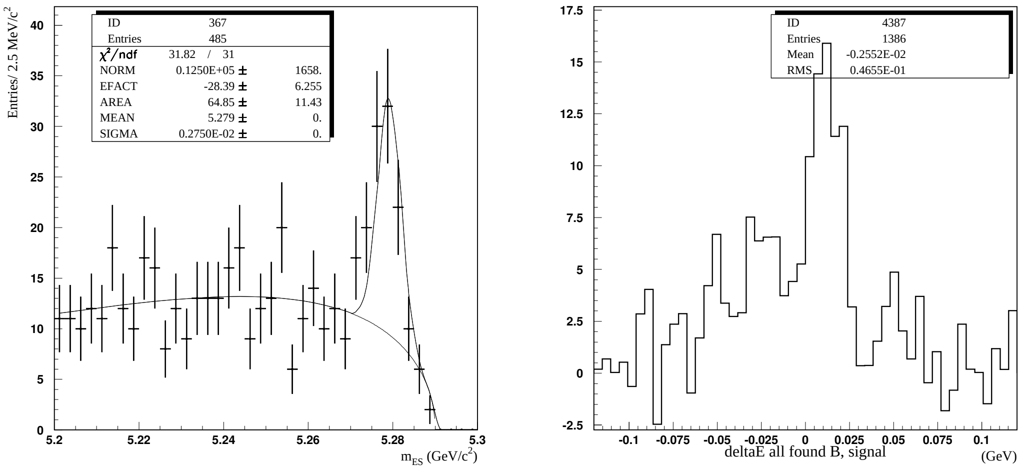


Figura 4.42: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4fb^{-1}$ Monte Carlo.

modo drasticamente ridotte. Anche in questo caso, si è operata la separazione in base alla massa invariante dei pioni fissando il punto di divisione ancora a 2.2 GeV. Purtroppo il fondo combinatorio rimane dominante in questi modi e non si ha evidenza di segnale. Come esempio di distribuzione del fondo, vengono mostrati in figura 4.43 gli spettri in ΔE e m_{ES}.

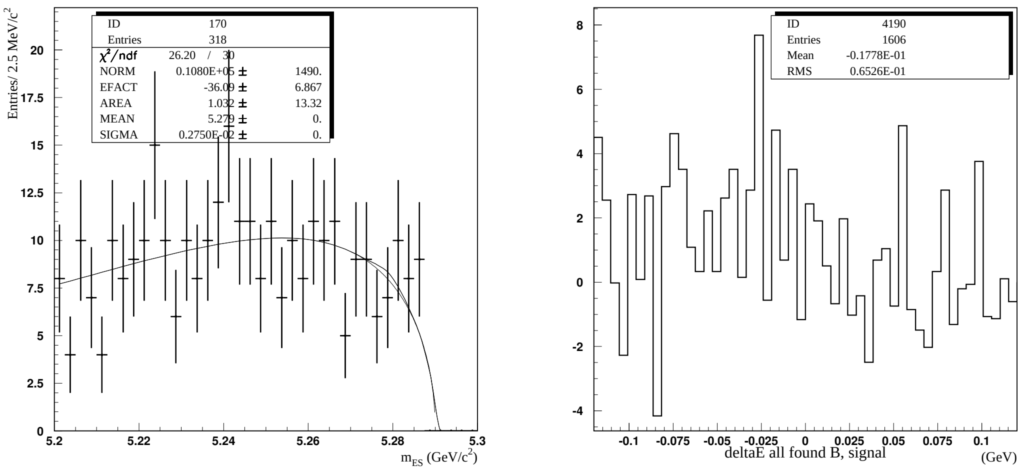


Figura 4.43: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5fb^{-1}$ Monte Carlo. Non si ha evidenza di segnale.

4.4.7 $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$

Il candidato che ha per figlie $D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, viene ricostruito a partire dai candidati del tipo $D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$ con l'aggiunta di un π^0. La distribuzione in energia dei π^0 è mostrato in figura 4.44. I risultati su Monte Carlo si trovano nelle figure 4.45, 4.46, 4.47 e 4.48 per valori del sistema di massa invariante dei pioni sotto i 2.2 GeV (tabella 4.12). Questo canale risulta particolarmente inefficiente a causa dei due π^0 e l'alta molteplicità

Tabella 4.12: Risultati per $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

$B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	45.9 ± 18.4	0.017 ± 0.002	0.107
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	15.3 ± 9.7	0.007 ± 0.002	0.133
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	64.8 ± 16.1	0.028 ± 0.003	0.213
$\bar{D}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$	34.5 ± 10.7	0.015 ± 0.003	0.277

delle figlie. Il gran numero di combinazioni possibili consente quasi sempre di effettuare la scelta del miglior candidato con un ΔE molto vicino allo zero, ma questo spesso non implica che il candidato ricostruito faccia effettivamente parte del segnale. Accade quindi di osservare spettri di ΔE centrati, come dovrebbe essere, intorno allo zero, ma spettri di m_{ES} che non sono altrettanto piccati intorno a m_B perché il fondo combinatorio è molto elevato. Tutto questo potrebbe dare origine a delle fluttuazioni che portano ai valori di efficienza in tabella che non sembrano molto realistici (in particolare per il modo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ che ha una efficienza più elevata di $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$).

Non si ha evidenza di segnale per candidati con un alta massa invariante dei pioni.

4.4.8 $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$

Il candidato $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ viene costruito a partire da quello $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-$ con l'aggiunta di un π^0; in figura 4.49 è possibile vedere il suo spettro di energia. Essendo quest'ultima distribuita essenzialmente sotto i 0.5 GeV, l'efficienza di ricostruzione è in generale inferiore al 50%. Il risultato non viene mostrato perchè non si trova alcun segnale, ma si è deciso di andare comunque a guardare i dati.

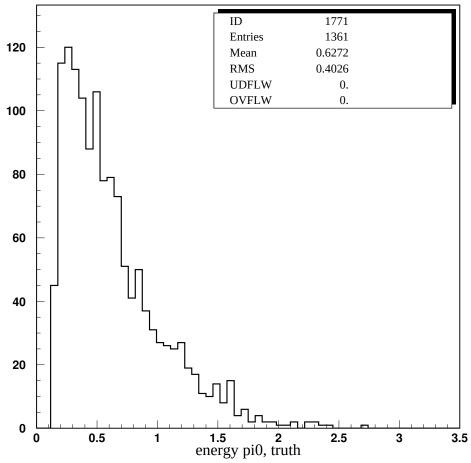


Figura 4.44: Energia dei singoli π^0 nel modo e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$.

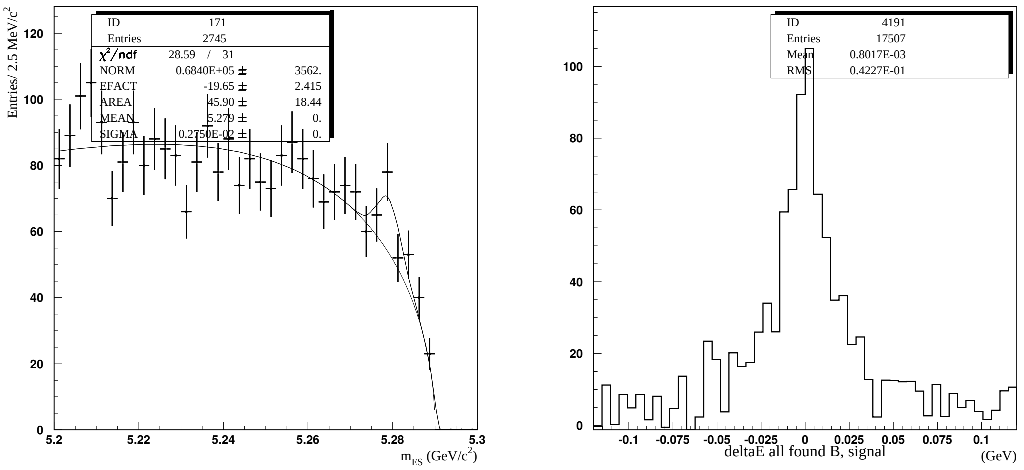


Figura 4.45: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su $5.5 fb^{-1}$ Monte Carlo.

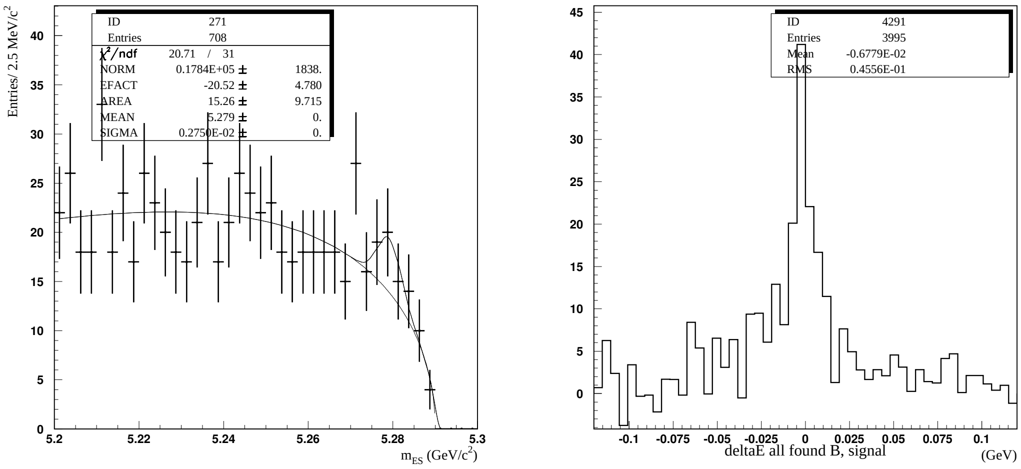


Figura 4.46: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. Risultati su $1.3fb^{-1}$ Monte Carlo.

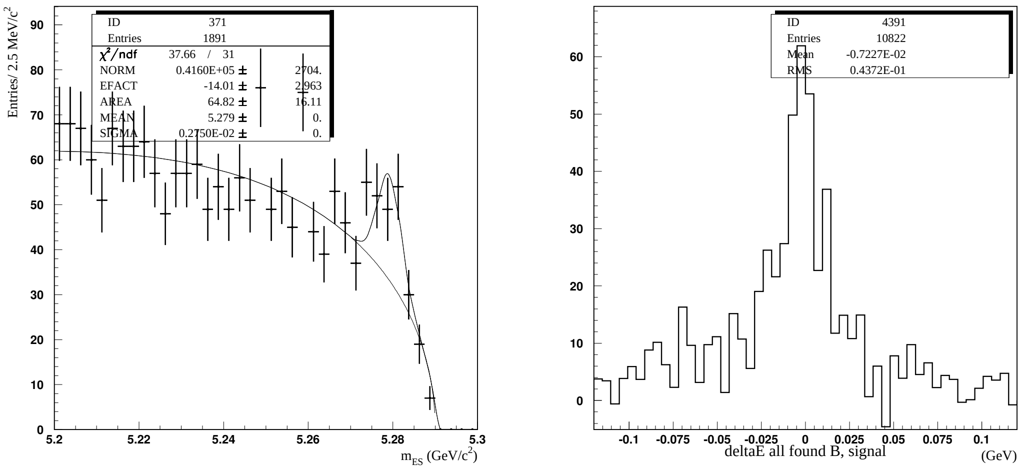


Figura 4.47: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Risultati su $2.4fb^{-1}$ Monte Carlo.

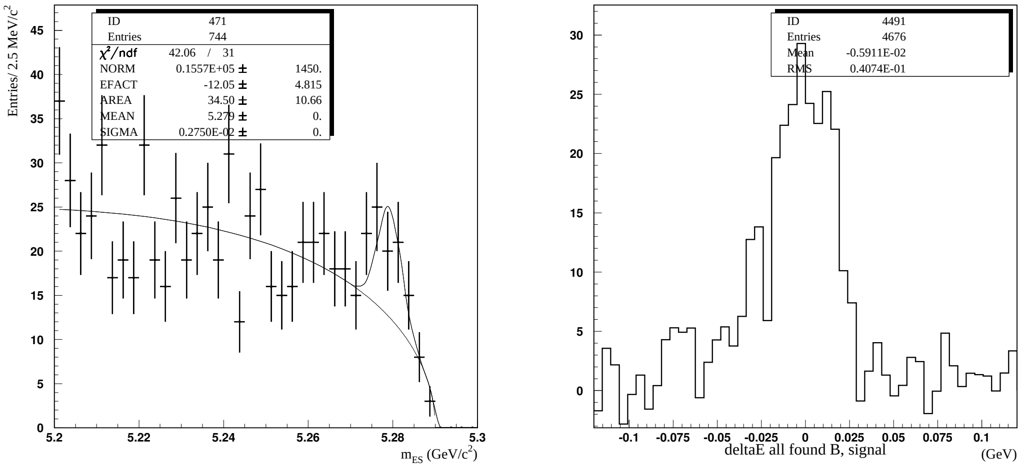


Figura 4.48: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$. Risultati su $11.2 fb^{-1}$ Monte Carlo.

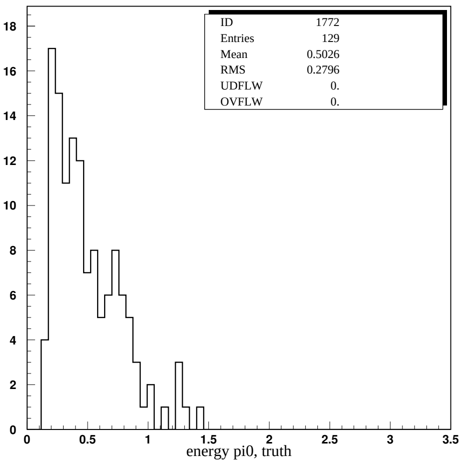


Figura 4.49: Energia del π^0 nel modo $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$

Capitolo 5

Analisi dei dati

Nel presente capitolo verranno analizzati i risultati ottenuti su un campione di dati raccolti alla risonanza $\Upsilon(4S)$ e corrispondenti ad una luminosità integrata di $\sim 8fb^{-1}$. Nel paragrafo 5.1 sono riportati i decadimenti per i quali sono già state effettuate delle misure in precedenza. Nel paragrafo 5.2 sono riportati i canali mai osservati prima. Per ogni modo di decadimento della B^0 sono riportati i quattro modi di decadimento della D^0, se è presente del segnale. Nel paragrafo 5.3 è mostrato il confronto dello studio con *Dalitz plot* per alcuni canali, tra dati e Monte Carlo.

5.1 Studio dei canali noti

In questo paragrafo verranno analizzati i decadimenti $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, di cui sono noti i *branching ratio* perché già studiati in precedenza in altri esperimenti [13, 14, 15, 16], con $D^{*-} \to \bar{D}^0\pi^-$ e $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^0$, $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ e $K_S\pi^+\pi^-$.

Per ogni canale il segnale viene stimato, analogamente a quanto fatto per il Monte Carlo, con un *fit* alla distribuzione di m_{ES} fissando il valore medio e la σ della gaussiana. I due parametri vengono inizialmente stimati dal *fit* sul canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ che risulta il più pulito. A fianco alla distribuzione di m_{ES} viene anche mostrata la distribuzione della variabile ΔE utilizzata per la selezione, corrispondente alla zona di segnale dopo aver sottratto la *sideband* (vedi par. 4.4). La sottrazione della *sideband* è stata utilizzata anche per le distribuzioni di massa invariante dei sistemi di pioni che accompagnano la D^*.

Come verifica della consistenza dell'analisi fatta, sono stati calcolati i rapporti:

$$y_X = \frac{S}{\epsilon \cdot BR_X}$$

dove $BR_X = BR(D^{*-} \to D^0\pi^-) \cdot BR(D^0 \to X)$ e X rappresenta uno dei modi descritti nel capitolo 3 in cui decade il mesone D^0. Per il modo $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$ sono stati considerati anche i *branching ratio* di $K^0 \to K_S$ e $K_S \to \pi^+\pi^-$. Si è scelto questo controllo di consistenza perche' non si è ancora pronti per una vera misura di *branching ratio* che richiede una valutazione di tutti gli errori sistematici.

Incominciando dunque dal canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, le distribuzioni sui dati di m_{ES} e ΔE per il modo $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ sono mostrate in figura 5.1. Gli altri canali di decadimento

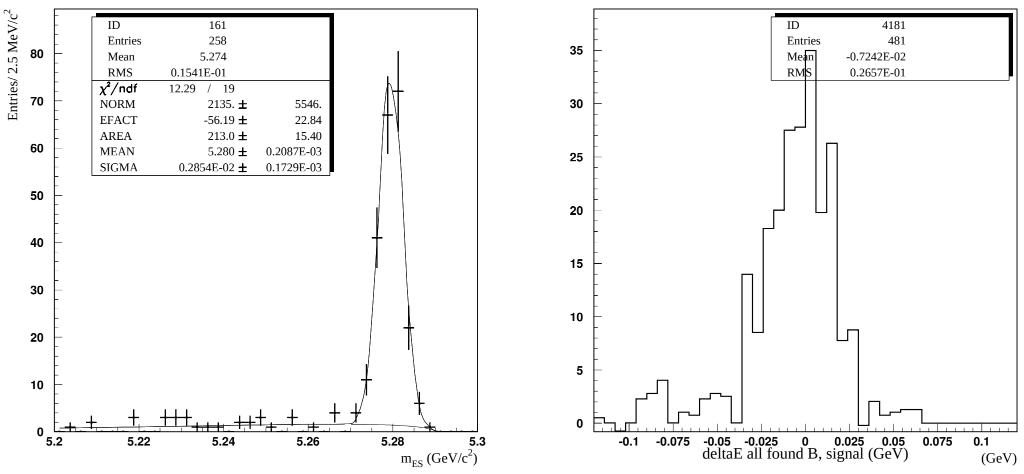


Figura 5.1: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

della D^0 sono mostrati nelle figure 5.2, 5.3 e 5.4. La tabella 5.1 riassume tutti i modi della D^0 per questo canale. I risultati sono compatibili tra loro entro gli errori, come

Tabella 5.1: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+$	Segnale	ϵ	Purezza	y
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	213.0 ± 15.4	0.364 ± 0.026	0.954	$(226 \pm 69) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	124.2 ± 11.9	0.060 ± 0.014	0.920	$(220 \pm 68) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	227.0 ± 16.4	0.175 ± 0.022	0.888	$(256 \pm 48) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	45.0 ± 7.4	0.083 ± 0.016	0.821	$(204 \pm 74) \cdot 10^2$

deve essere dato che y rappresenta il numero di $B^0 \to D^{*-}\pi^+$. Inoltre se dividiamo per $BR(B^0 \to D^{*-}\pi^+) = 2.76 \times 10^{-3}$, otteniamo il numero di B^0 prodotte ($\sim 8 \cdot 10^6$); data la luminosita, $\sim 8fb^{-1}$, è proprio quanto ci si attende. La stessa verifica può essere operata in modo analogo per ogni tabella relativa ai modi che seguono.

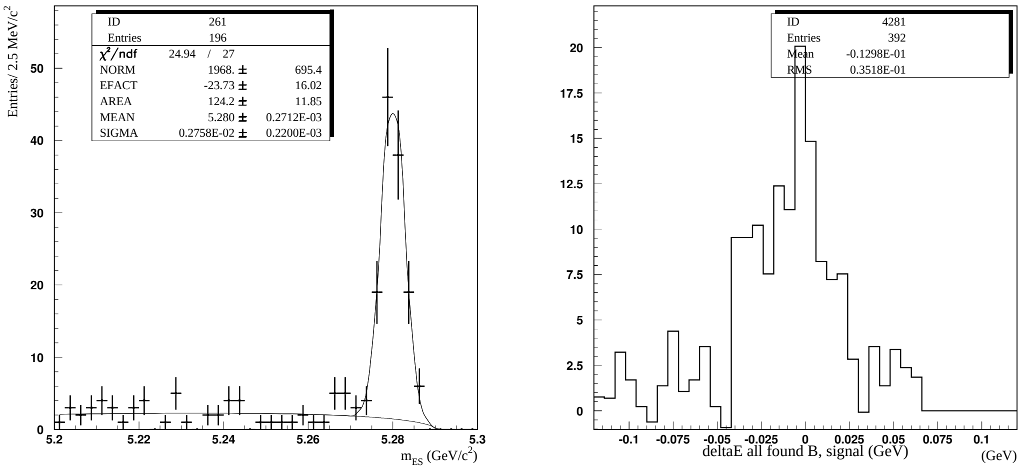


Figura 5.2: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$.

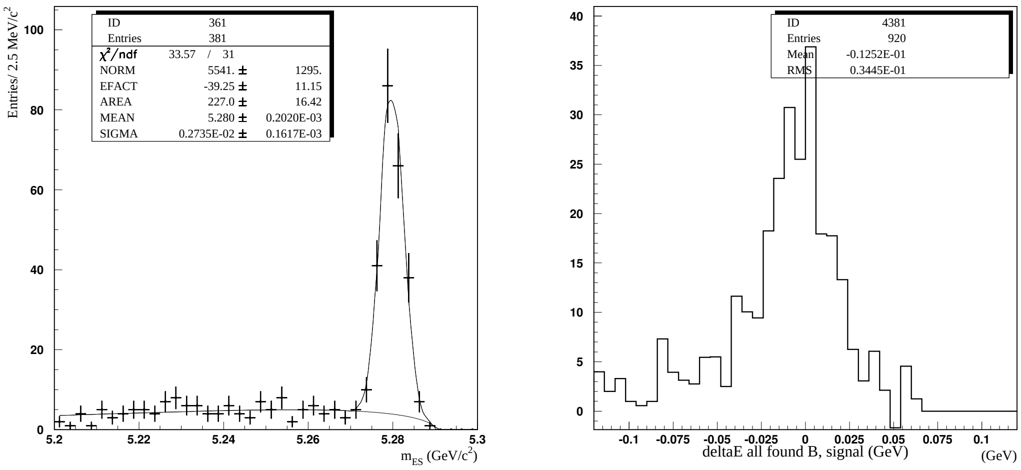


Figura 5.3: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

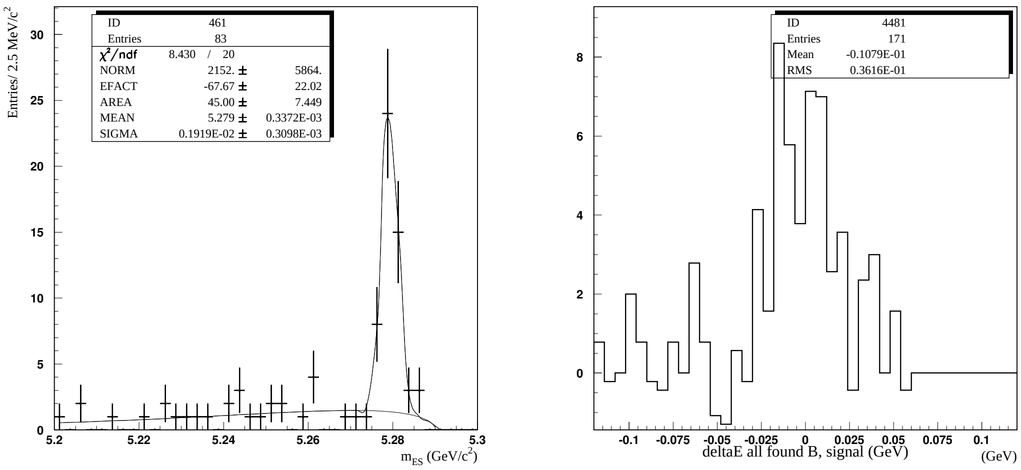


Figura 5.4: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$.

Per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ si osserva un aumento del fondo dovuto alla ricostruzione del π^0. La purezza per il canale $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$ infatti diminuisce (vedi tab. 5.2). Nelle

Tabella 5.2: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza	y
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	269.4 ± 22.6	0.148 ± 0.008	0.569	$(702 \pm 155) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	172.7 ± 19.6	0.032 ± 0.005	0.449	$(575 \pm 127) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	334.7 ± 27.3	0.083 ± 0.007	0.446	$(796 \pm 131) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	65.0 ± 12.2	0.044 ± 0.005	0.422	$(890 \pm 440) \cdot 10^2$

figure 5.5, 5.6, 5.7 e 5.8 sono mostrati i risultati sui dati per gli altri canali della D^0 studiati. Tra i decadimenti $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ c'è una componente rilevante di $B^0 \to D^{*-}\rho^+$, come è possibile vedere dalla figura 5.9 che mostra la massa invariante dei due pioni per il segnale dopo aver sottratto la *sideband*. Nel paragrafo 5.3 viene messa in rilievo anche tramite Dalitz plot.

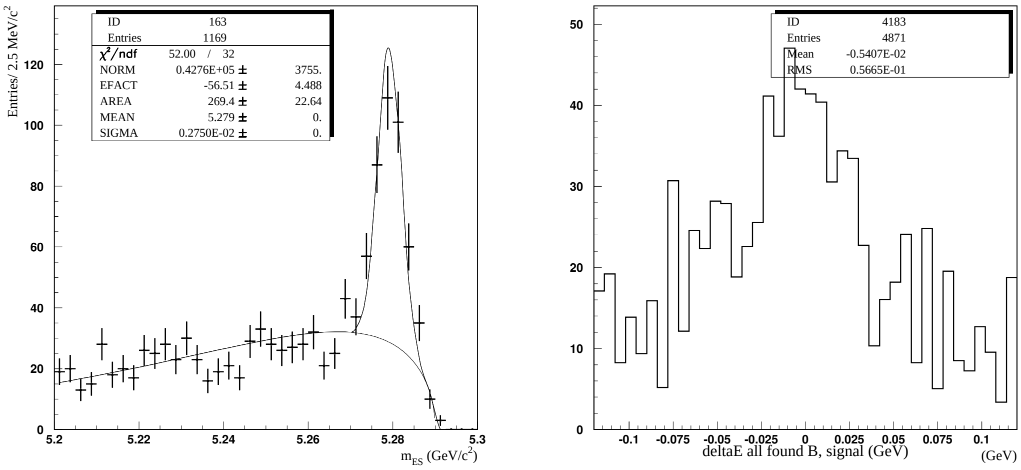


Figura 5.5: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

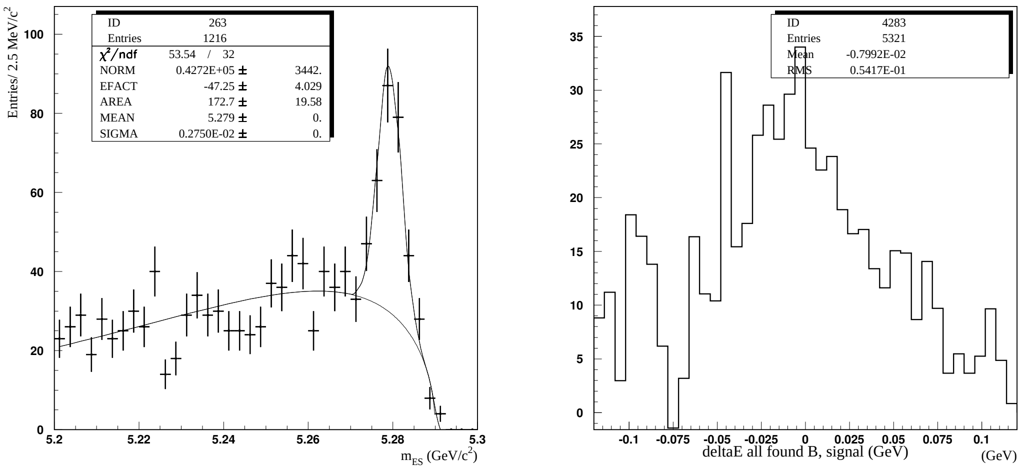


Figura 5.6: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$.

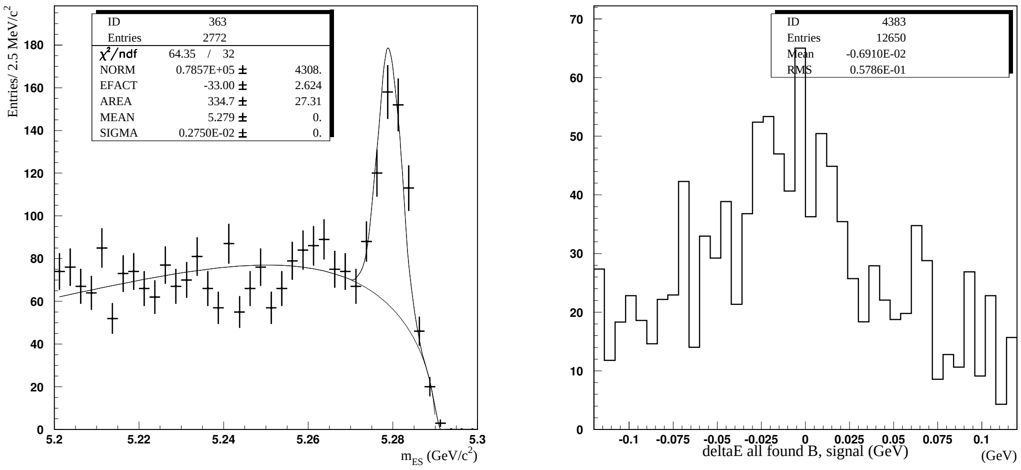


Figura 5.7: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

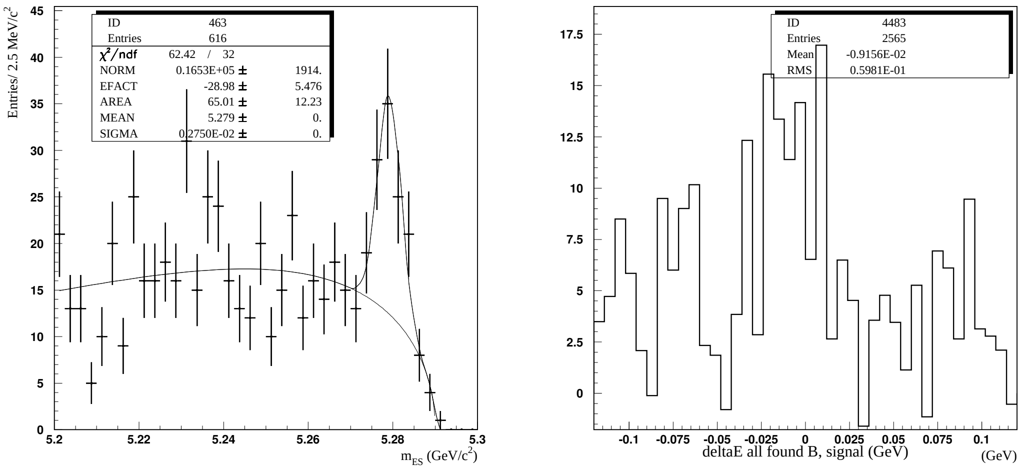


Figura 5.8: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$.

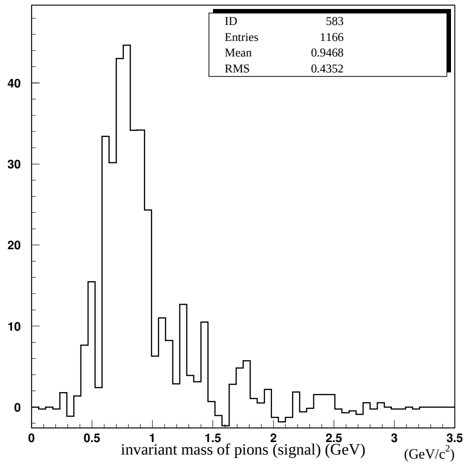


Figura 5.9: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$. Si può notare la presenza della risonanza ρ intorno al valore di 0.770 GeV

Il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$ risulta più pulito per la migliore efficenza di ricostruzione delle tracce cariche. I risultati sono riassunti nella tab. 5.3 e illustrati nelle figure 5.11, 5.12, 5.13, e 5.14 per i vari modi della D^0. In questo caso il sistema di tre pioni può

Tabella 5.3: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$	Segnale	ϵ	Purezza	y
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	324.7 ± 22.4	0.235 ± 0.010	0.642	$(534 \pm 113) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	201.3 ± 21.9	0.043 ± 0.005	0.384	$(497 \pm 120) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	316.5 ± 32.4	0.129 ± 0.008	0.259	$(484 \pm 81) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$	90.3 ± 16.0	0.071 ± 0.006	0.315	$(764 \pm 355) \cdot 10^2$

essere ricostruito come una a_1^+. La massa invariante mostrata in figura 5.10 presenta un picco al valore della risonanza a_1 come atteso. Poiché solo una frazione delle a_1 decade in tre pioni carichi, ci si attende un segnale analogo anche nel canale con due π^0 ed un π carico. Lo studio con i Dalitz (par. 5.3), mostra che, presi a coppie, i pioni provengono essenzialmente dalla ρ^0.

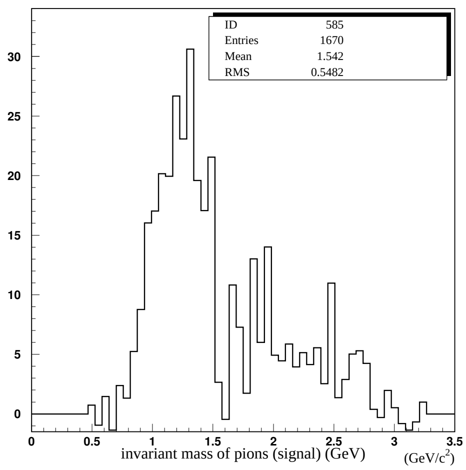


Figura 5.10: Massa invariante del sistema dei pioni per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+$.

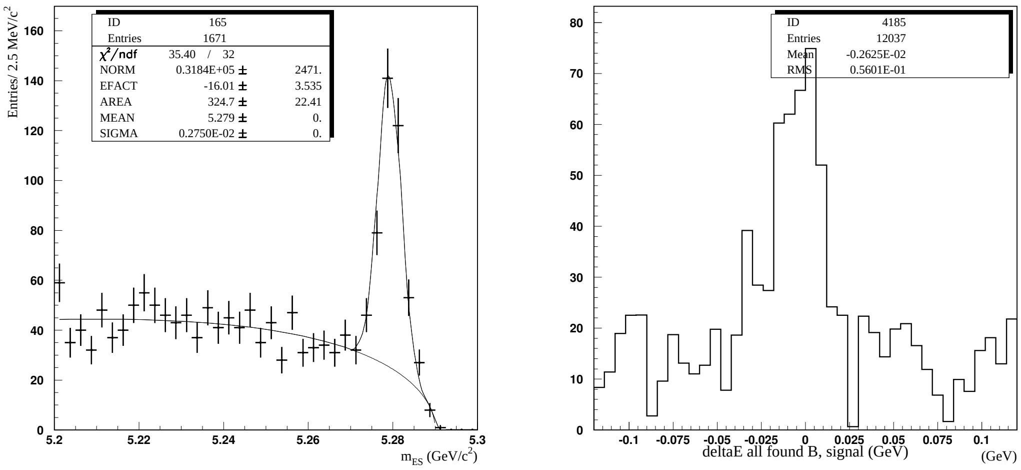


Figura 5.11: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

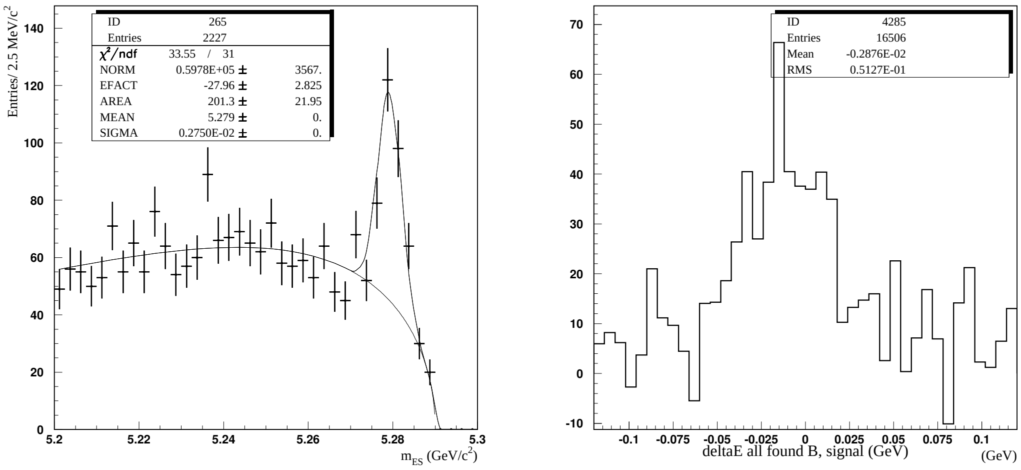


Figura 5.12: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$.

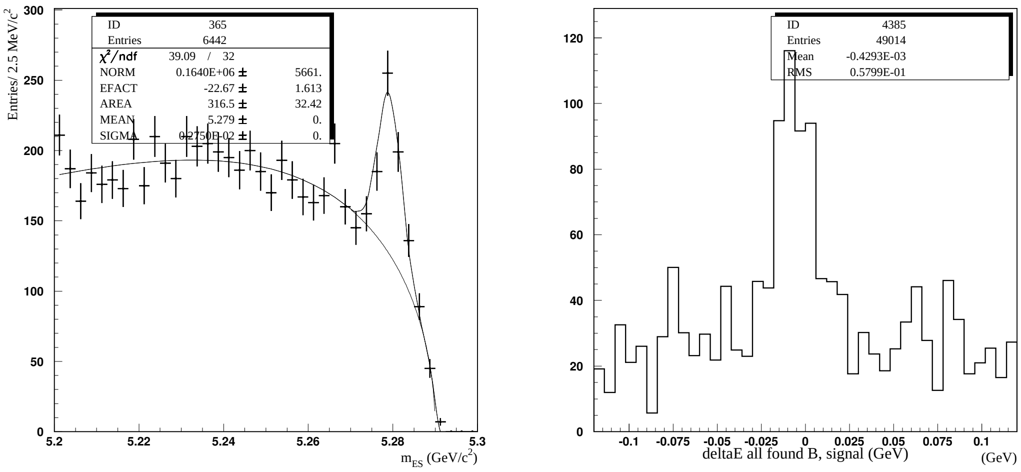


Figura 5.13: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

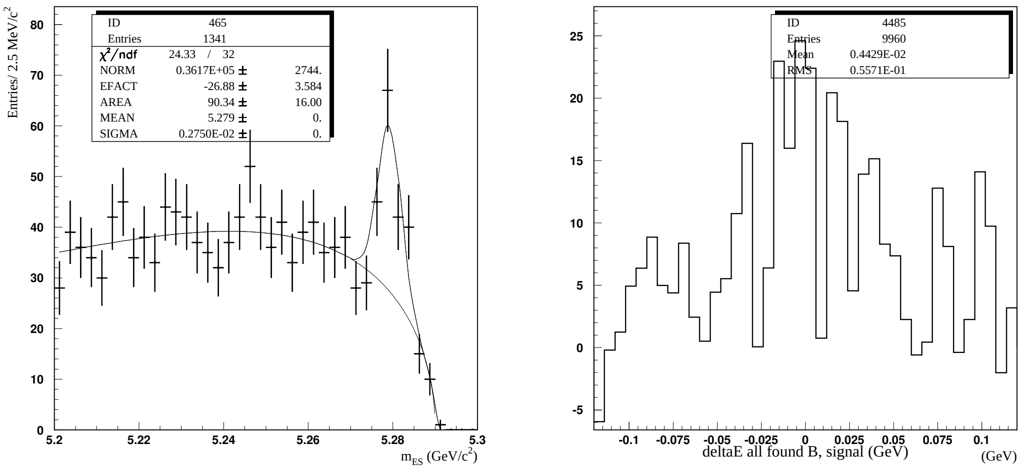


Figura 5.14: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K_S\pi^+\pi^-$.

Il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$ è stato studiato utilizzando la suddivisione basata sulla massa invariante del sistema di pioni $\pi\pi\pi\pi^0$, come spiegato nel paragrafo 4.4.5. Gli spettri per la *sideband* e per il segnale (con sottrazione di *sideband*) sono mostrati nella figura 5.15. I risultati, per il canale con $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ sono mostrati nelle figure 5.18 e 5.19 che contengono gli eventi suddivisi in base alla massa invariante dei pioni (m_X). Per quelli che hanno $m_X < 2.2$ GeV si trovano 212 ± 26 eventi di segnale, con una purezza di 28.7%; per $m_X > 2.2$ GeV si trovano 118 ± 20 eventi di segnale, con una purezza di 19.3%. È stato anche studiato il decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$; la massa invariante dei

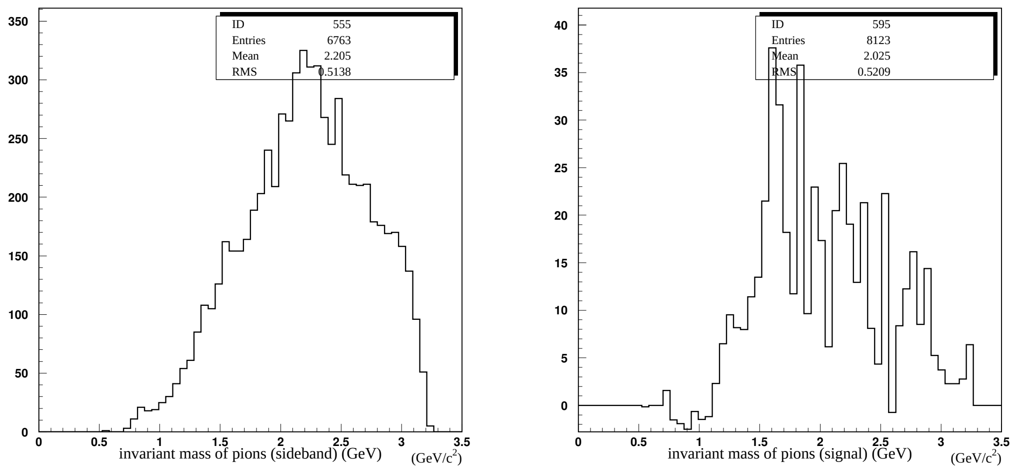


Figura 5.15: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$.

pioni è mostrata in figura 5.16, mentre in figura 5.17 è riportata la massa dei tre pioni $\pi^+\pi^-\pi^0$ in cui dovrebbe essere decaduta la ω.

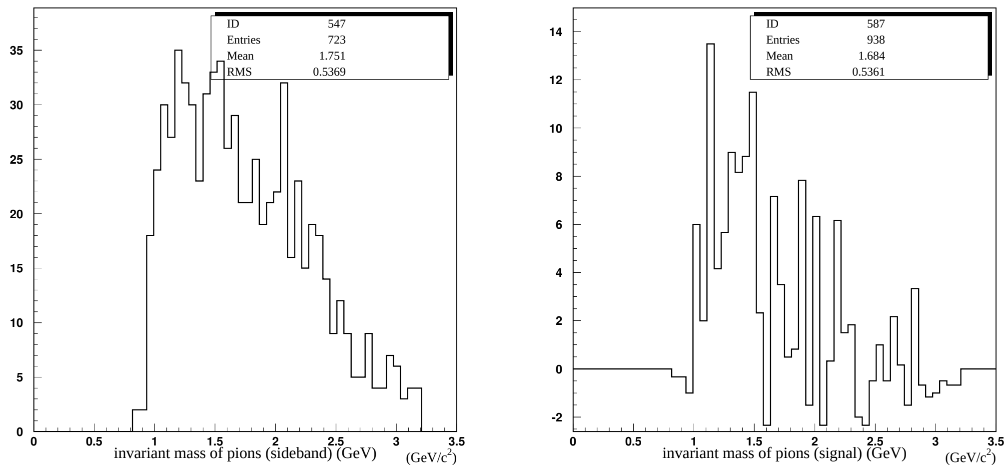


Figura 5.16: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$.

Per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ i risultati sono riassunti nella tabella 5.4 e mostrati nelle figure 5.20 e 5.21. I due modi in cui si ha evidenza del decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ sono

Tabella 5.4: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$.

Decadimento	Segnale	ϵ	Purezza
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	59.6 ± 13.6	0.104 ± 0.009	0.286
$B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	66.8 ± 13.9	0.021 ± 0.007	0.309

compatibili tra loro, infatti, si ha $y_{K\pi} = (221 \pm 69) \cdot 10^2$ e $y_{K\pi\pi^0} = (338 \pm 138) \cdot 10^2$.

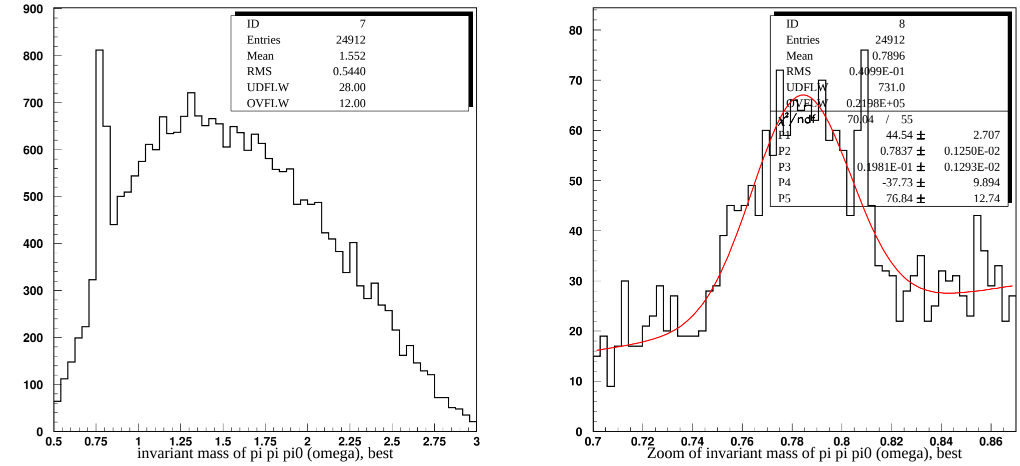


Figura 5.17: Massa invariante del sistema di pioni $\pi^+\pi^-\pi^0$. Le due combinazioni possibili sono state entrambe considerate e inserite. A destra è mostrato l'ingrandimento intorno alla massa della ω con *fit* eseguito con una funzione gaussiana. Il fondo è parametrizzato con un polinomio di grado 1. Il valore medio è 784 ± 1 MeV e la larghezza è 20 ± 1 MeV.

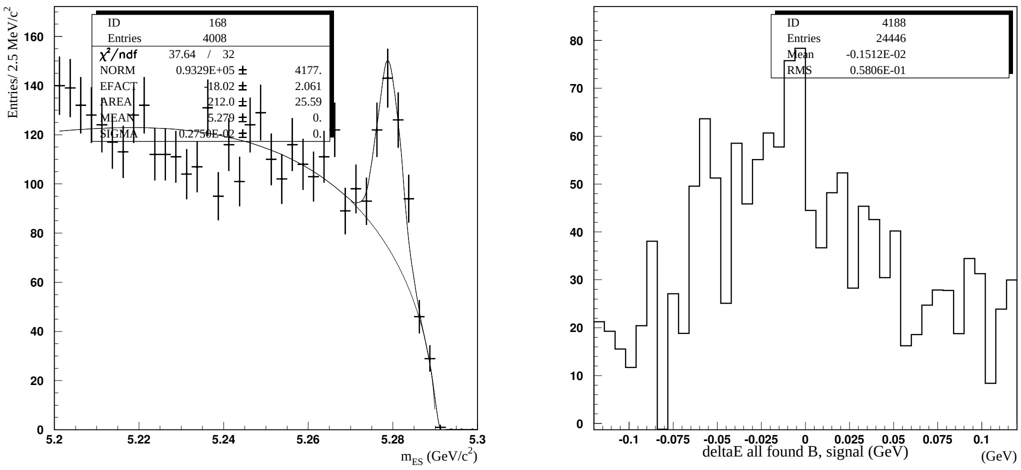


Figura 5.18: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

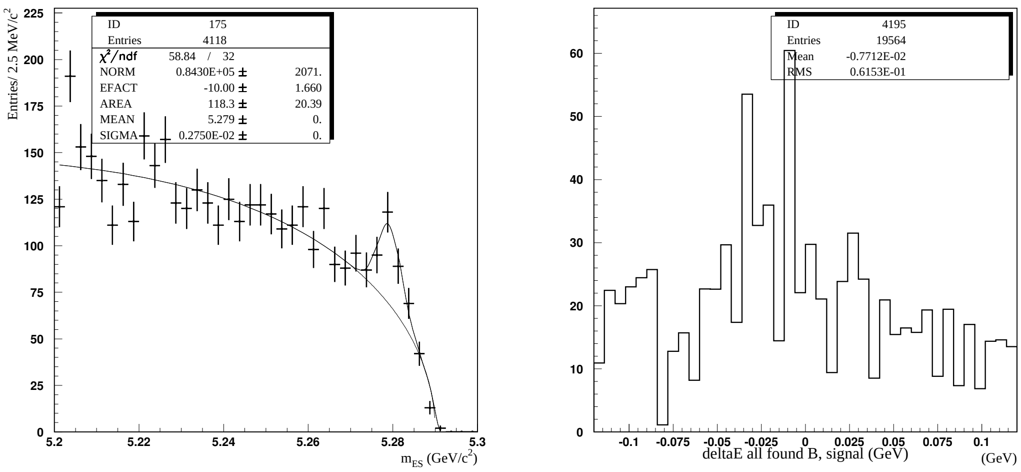


Figura 5.19: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$, massa invariante dei pioni > 2.2 GeV.

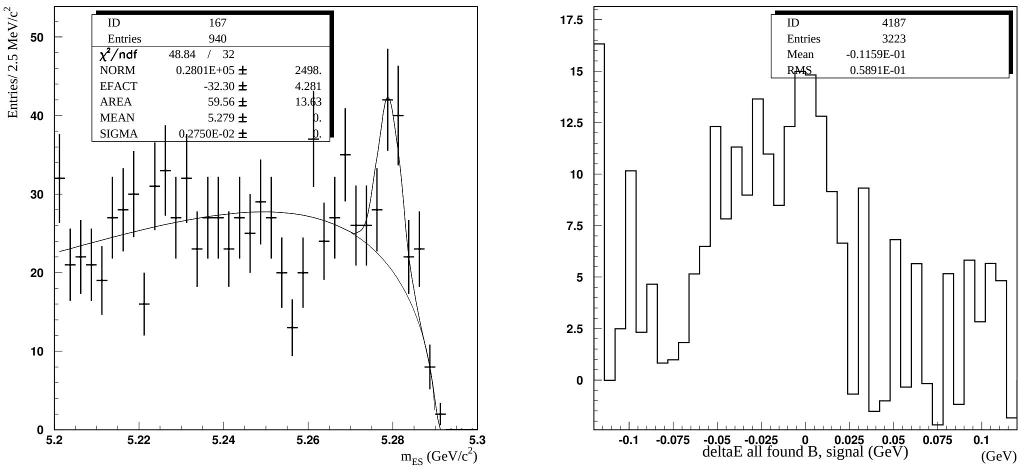


Figura 5.20: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

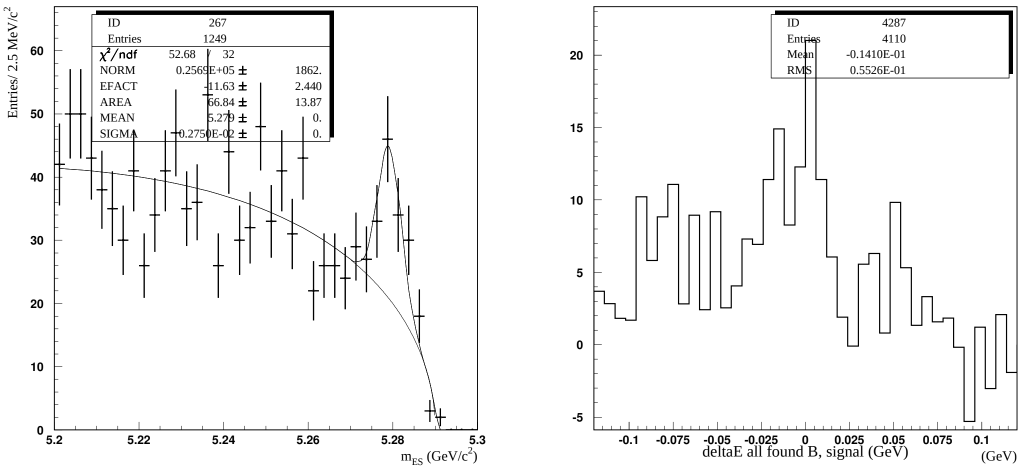


Figura 5.21: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$.

5.2 Evidenza di nuovi canali

In questo paragrafo sono studiati i modi $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$. Essendo *BaBar* il primo esperimento ad avere una statistica così elevata nella produzione di $B\bar{B}$, è la prima volta che si ha accesso a questi canali. La statistica consente anche di guardare decadimenti con più di un pione neutro.

Anche qui viene stimato il segnale dalla distribuzione di m_{ES} fissando il valore medio e la σ della gaussiana per ogni decadimento al valore ottenuto dal *fit* sul canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+$. Sono mostrati i *fit* e le distribuzioni in ΔE per ogni modo della D^0. Ciascun modo è stato suddiviso in base alla massa invariante del sistema di pioni.

Il primo canale che si è andato a guardare è $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$. Nella figura 5.22 viene mostrata la massa invariante dei pioni per la *sideband* e per il segnale. La suddivisione è avvenuta a 1.6 GeV. Nelle figure 5.23, 5.24 e 5.25 sono riportati i risultati per la massa invariante dei pioni al di sotto di 1.6 GeV. I risultati sono riassunti nelle tabella 5.5. Nella

Tabella 5.5: Risultati per $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$. Massa invariante dei pioni < 1.6 GeV.

$B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$	Segnale	ϵ	Purezza	y
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	121.4 ± 16.8	0.103 ± 0.009	0.433	$(454 \pm 117) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	64.7 ± 14.9	0.021 ± 0.005	0.274	$(329 \pm 115) \cdot 10^2$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	132.1 ± 22.8	0.065 ± 0.008	0.232	$(400 \pm 97) \cdot 10^2$

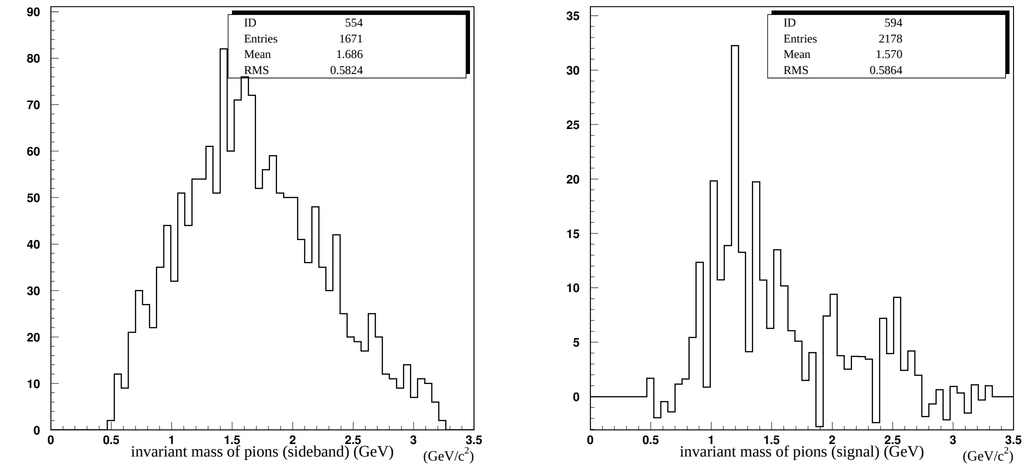


Figura 5.22: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$.

figura 5.26 sono mostrati gli spettri di m_{ES} e ΔE per valori della massa invariante dei pioni maggiori di 1.6 GeV. Il segnale risulta di 39.7 ± 13.1 con una purezza del 19.8%.

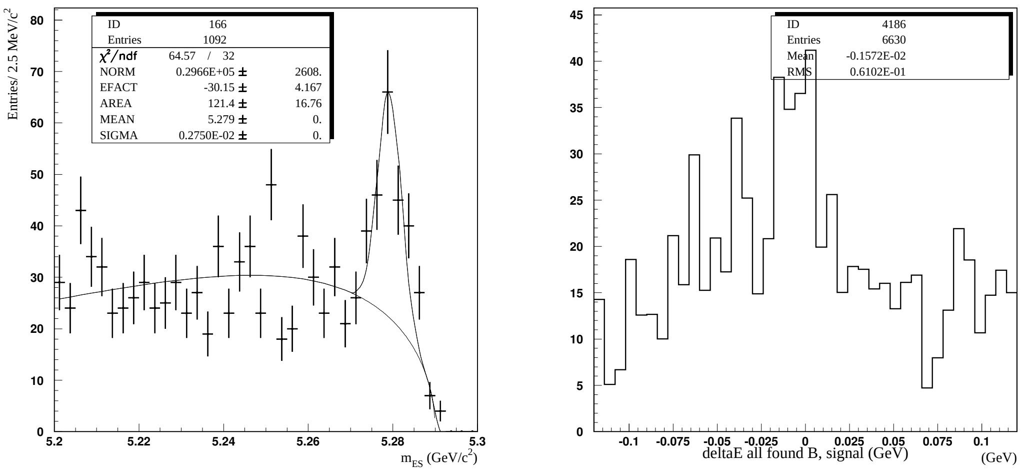


Figura 5.23: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

Il passo successivo è stato andare a guardare il decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Questo modo non aveva dato frutti sul Monte Carlo. Guardando gli spettri di massa invariante (fig. 5.27) si è deciso di mantenere la suddivisione dei decadimenti a 2.2 GeV. Il risultato sui dati mostra un piccolo segnale di 24.7 ± 8.6 eventi con una purezza del 30.4% (fig. 5.28); è però possibile che molti candidati non siano stati ricostruiti correttamente, osservando lo spettro in ΔE che non ha un picco intorno allo zero.

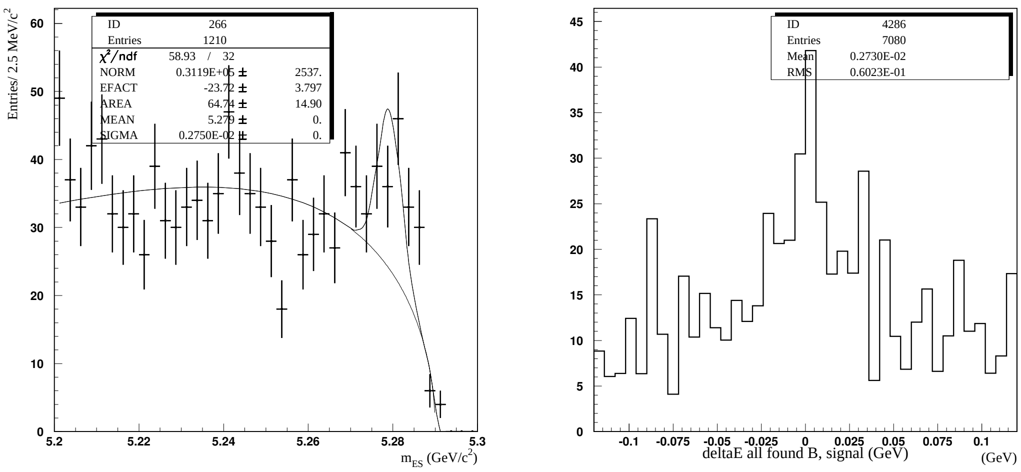


Figura 5.24: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$.

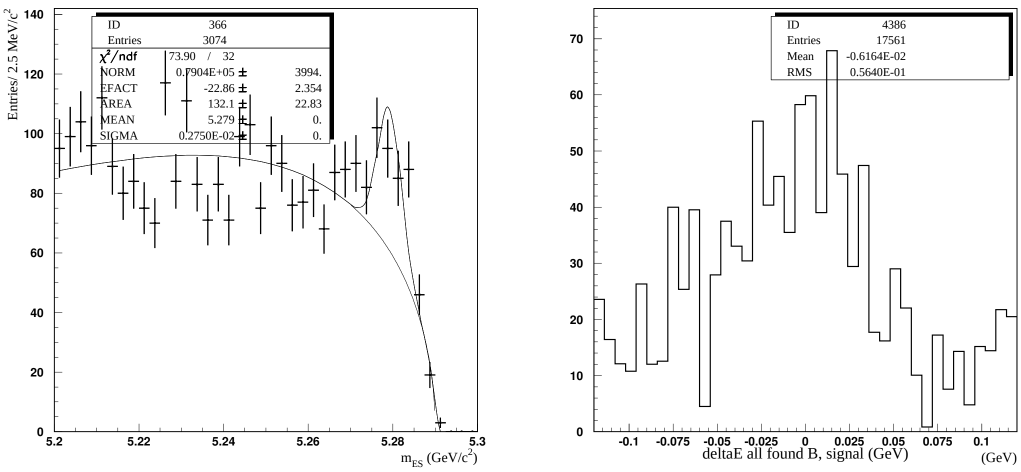


Figura 5.25: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

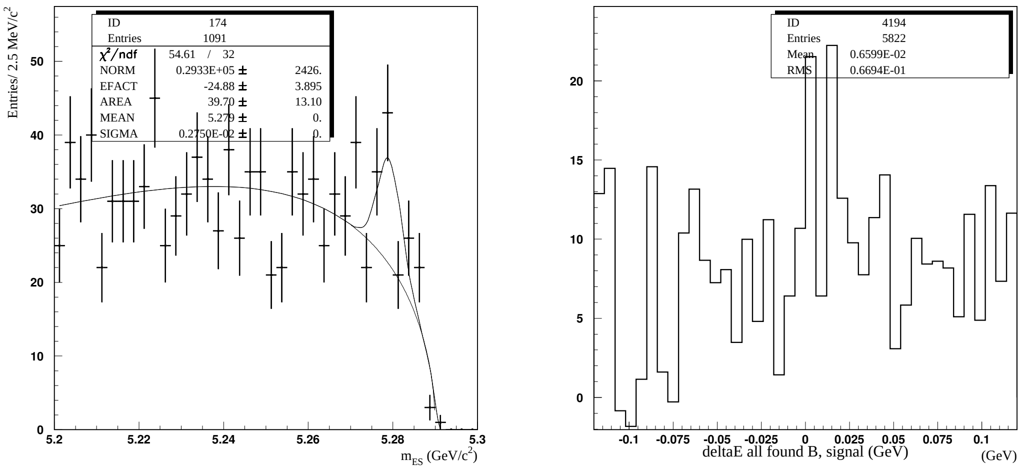


Figura 5.26: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, massa invariante dei pioni > 1.6 GeV.

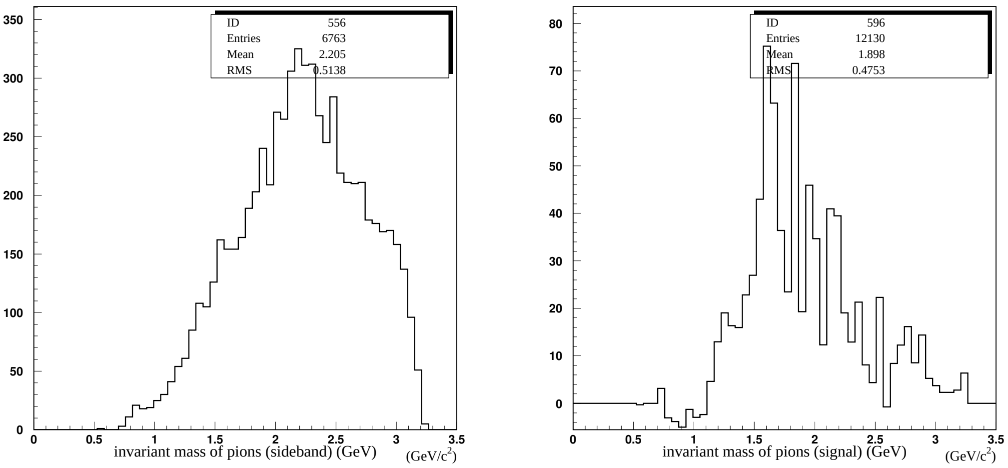


Figura 5.27: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

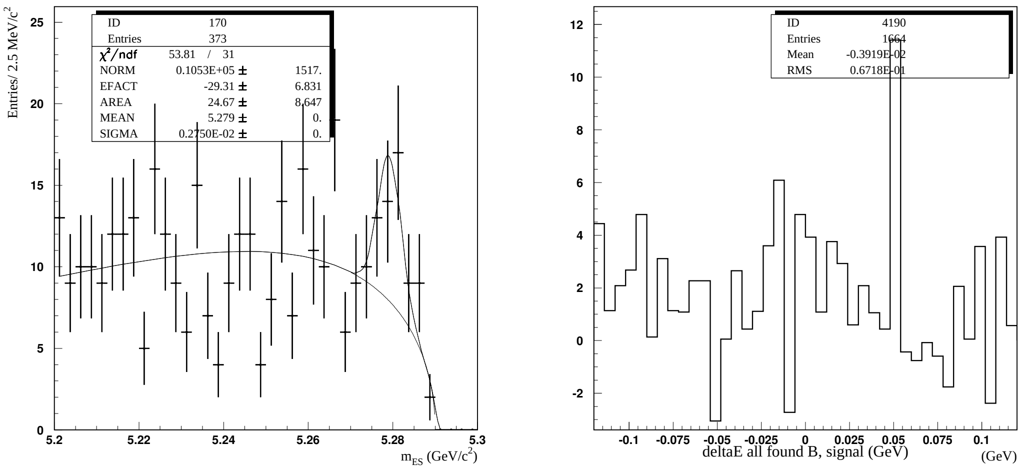


Figura 5.28: m_{ES} e ΔE, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

Un canale che era apparso nella simulazione Monte Carlo, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$, non ha dato invece sui dati alcun risultato. In figura 5.29 viene mostrata la massa invariante dei pioni. Infine si è studiato il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$. La massa invariante

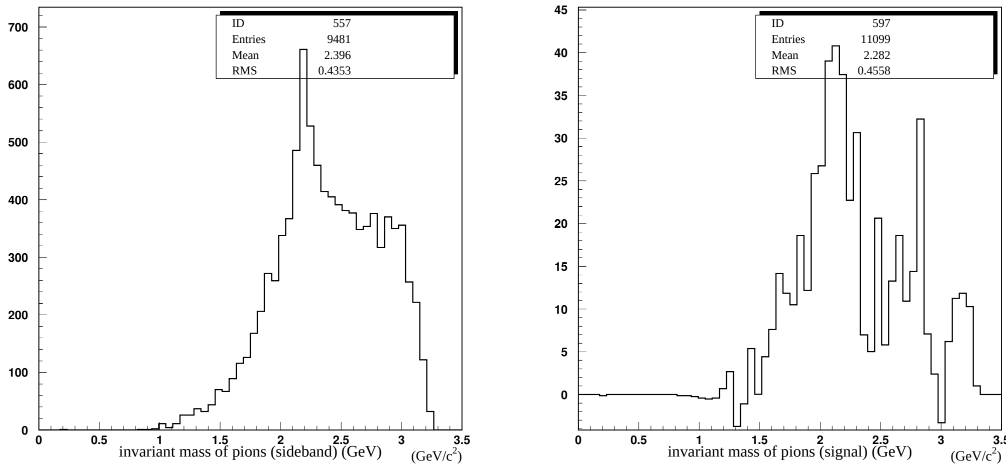


Figura 5.29: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

dei pioni è mostrata in fig. 5.30. La suddivisione è avvenuta a 2.2 GeV. Non si è avuto evidenza di segnale.

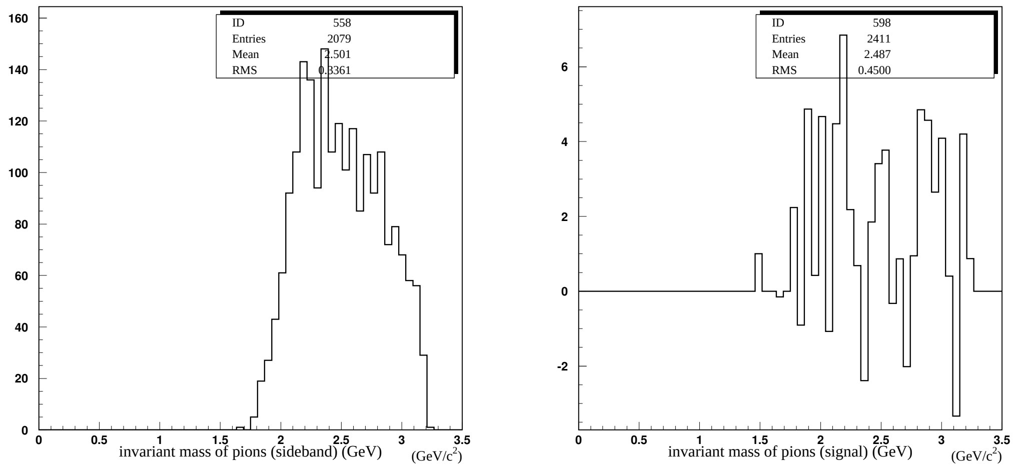


Figura 5.30: Massa invariante del sistema dei pioni per la *sideband* e per il segnale con sottrazione della *sideband*, decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$.

5.3 Dalitz plot

Lo studio dei Dalitz ha consentito di guardare, per alcuni canali, eventuali strutture e risonanze tra le particelle che decadono insieme alla D^*. I canali che si sono studiati sono $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$. I risultati sui dati sono stati confrontati con quelli su Monte Carlo. Le figure bidimensionali riportano gli eventi che cadono nella zona di segnale, mentre quelle tridimensionali (*lego plot*) sono prodotte con la sottrazione della *sideband* (vedi par. 4.4).

Per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ è stata proiettata la massa quadra del sistema $D^*\pi$ verso quella del sistema $\pi\pi^0$. Il risultato è mostrato nelle figure 5.31 e 5.32. Come si può notare, intorno al valore della massa della ρ^+ si raccoglie molto segnale. Questo implica che il decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ avviene praticamente solo attraverso il canale $D^{*-}\rho^+$. Tra dati e Monte Carlo si nota invece una differenza: in quest'ultimo, gli eventi sono sparsi in tutte le zone cinematicamente accessibili, mentre sui dati si osservano ampie zone vuote. Tale andamento nel Monte Carlo è stato attribuito alla frazione non-risonante $\pi^+\pi^0$ prodotta.

Si può infine rilevare un addensamento anche intorno al valore di m_B^2. Questo deriva dal fatto che $D^{*-}\pi^+$ poteva essere un buon candidato B^0 e che l'aggiunta di un π^0 molto poco energetico, ha consentito la costruzione di un nuovo candidato che supera comunque le selezioni in m_{ES} e ΔE.

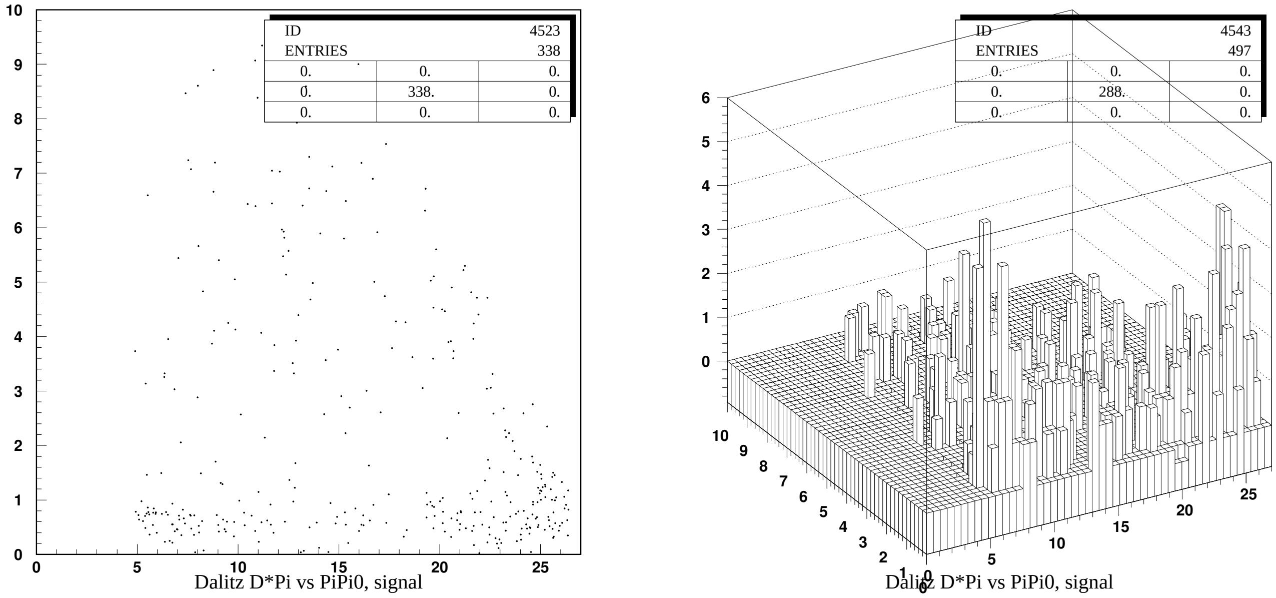


Figura 5.31: $D^{*-}\pi^+$ verso $\pi^+\pi^0$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su Monte Carlo.

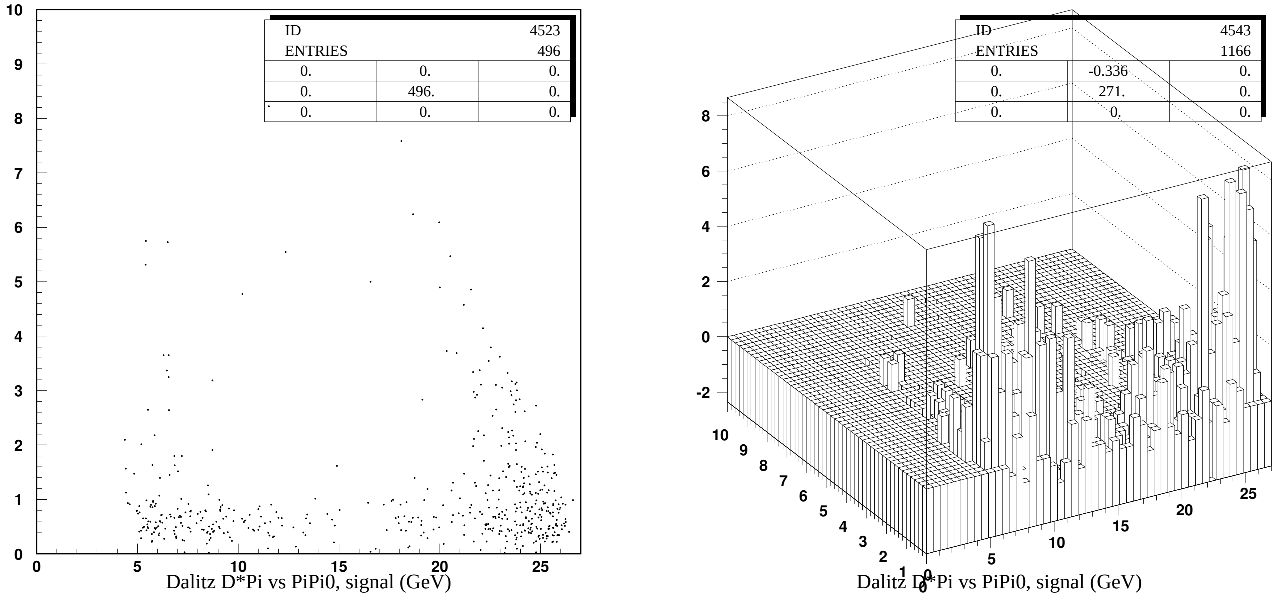


Figura 5.32: $D^{*-}\pi^+$ verso $\pi^+\pi^0$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati sui dati.

Per il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$ si sono proiettate le masse quadre delle coppie $\pi^+\pi^-$. Il risultato è mostrato nelle figure 5.33 e 5.34. Come deve essere, la figura è simmetrica rispetto ad una retta passante per l'origine inclinata di 45 gradi rispetto agli assi. Un notevole addensamento si trova per entrambe le coppie intorno al valore di m_ρ^2. Ne segue

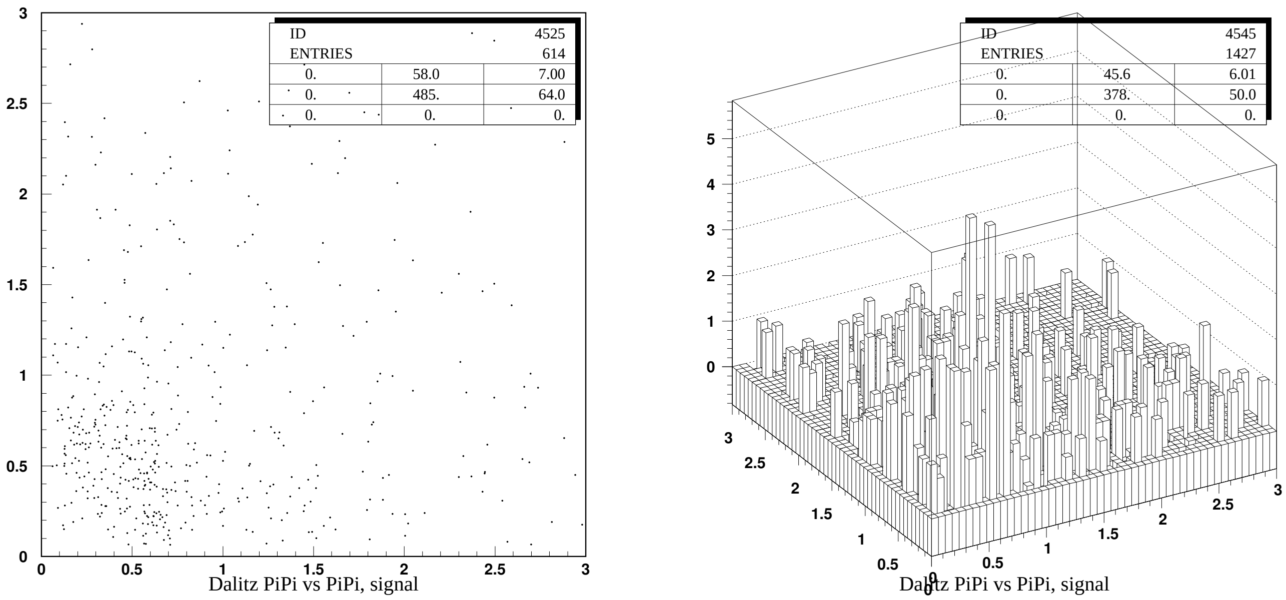


Figura 5.33: $\pi^+\pi^-$ verso $\pi^+\pi^-$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su Monte Carlo.

che il decadimento $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$ avviene non solo tramite la risonanza a_1, ma anche tramite la risonanza ρ^0 ovvero come $B^0 \to D^{*-}\pi^+\rho^0$.

Il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, mostrato nelle figure 5.35 e 5.36, si comporta analogamente, evidenziando un decadimento del tipo $B^0 \to D^{*-}\rho^+\pi^0$.

Infine si è andati a vedere il canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ (figure 5.37 e 5.38. Sono state riportate, una verso l'altra, la massa quadra del sistema $\omega\pi^+$ e $D^{*-}\pi^+$.

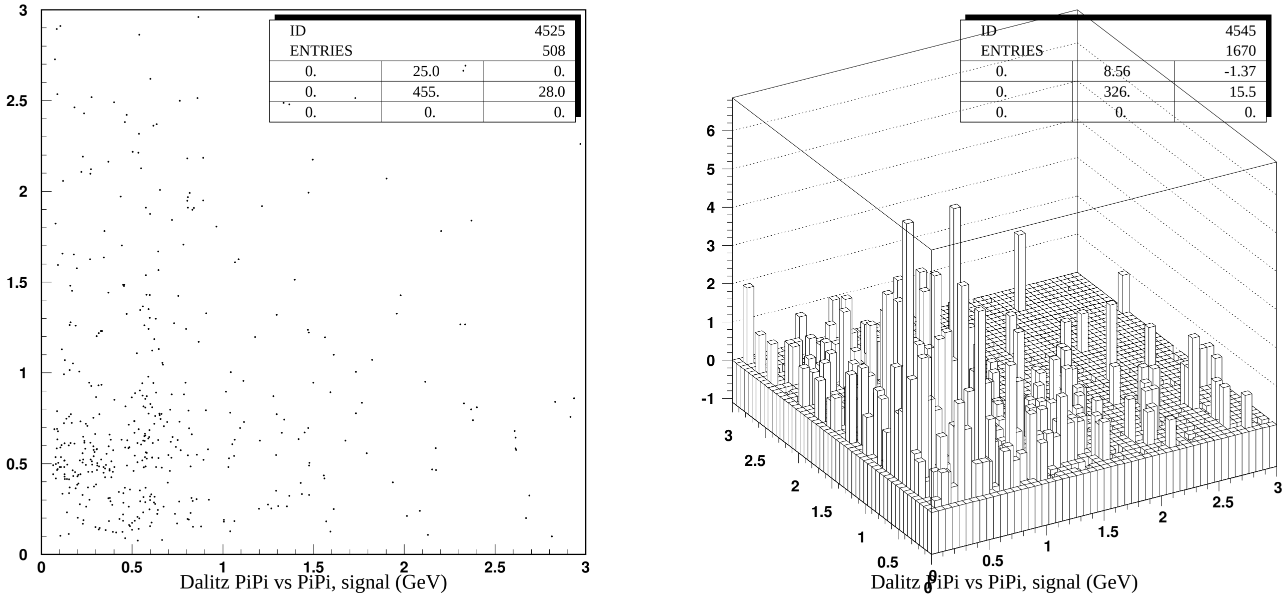


Figura 5.34: $\pi^+\pi^-$ verso $\pi^+\pi^-$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati sui dati.

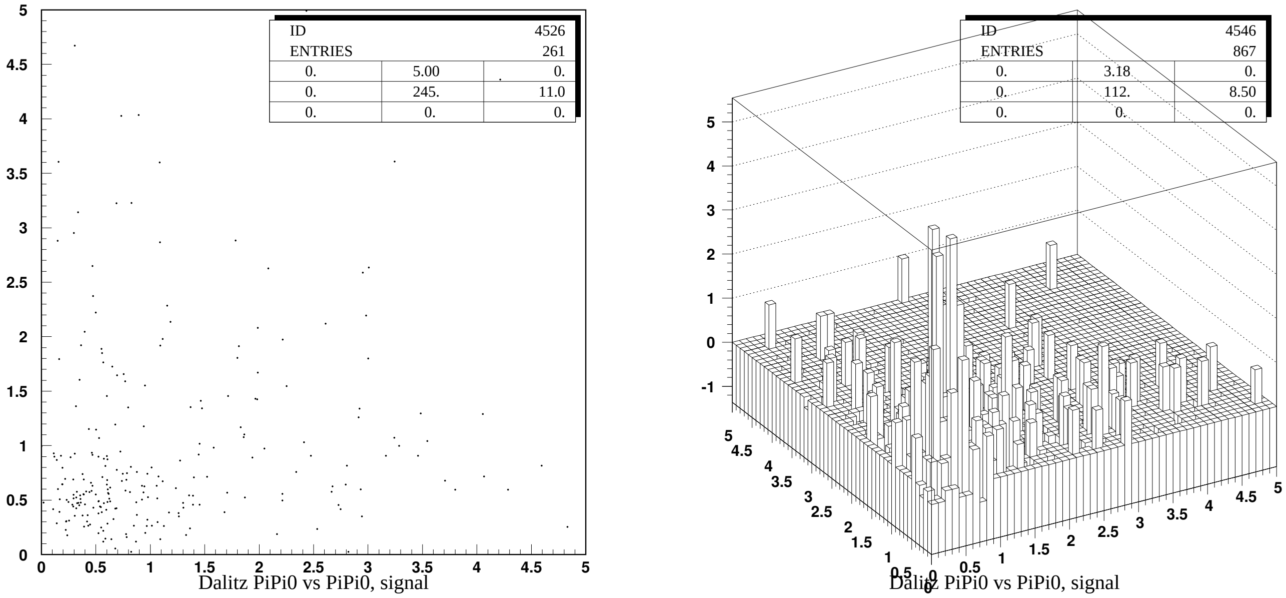


Figura 5.35: $\pi^+\pi^0$ verso $\pi^+\pi^0$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su Monte Carlo.

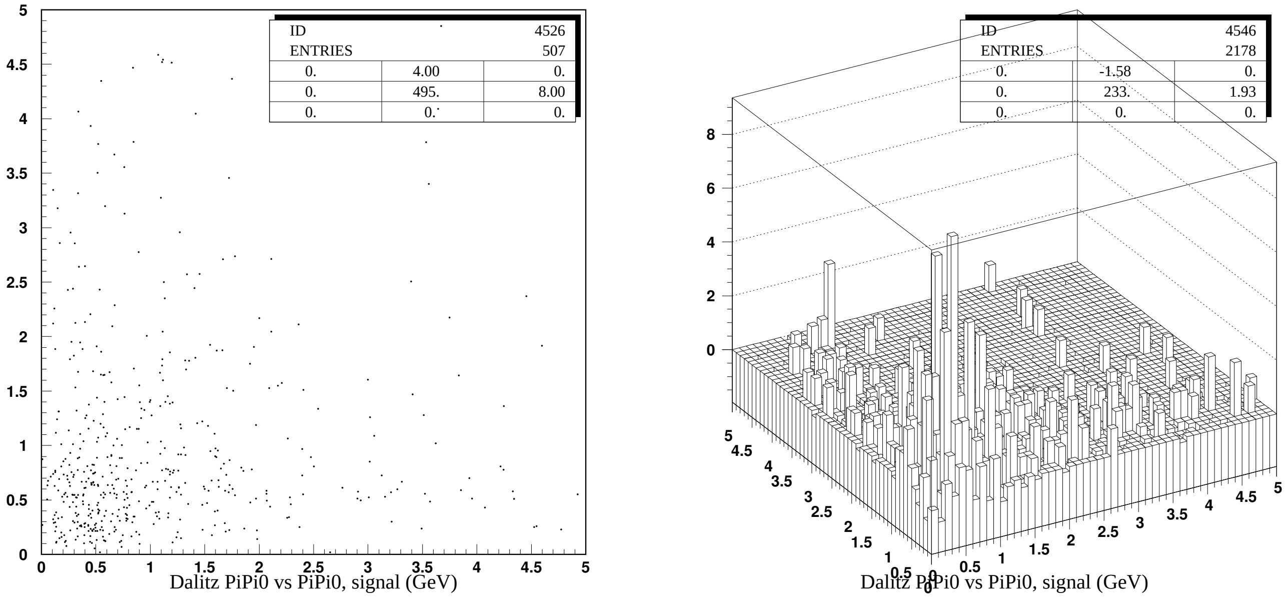


Figura 5.36: $\pi^+\pi^0$ verso $\pi^+\pi^0$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati sui dati.

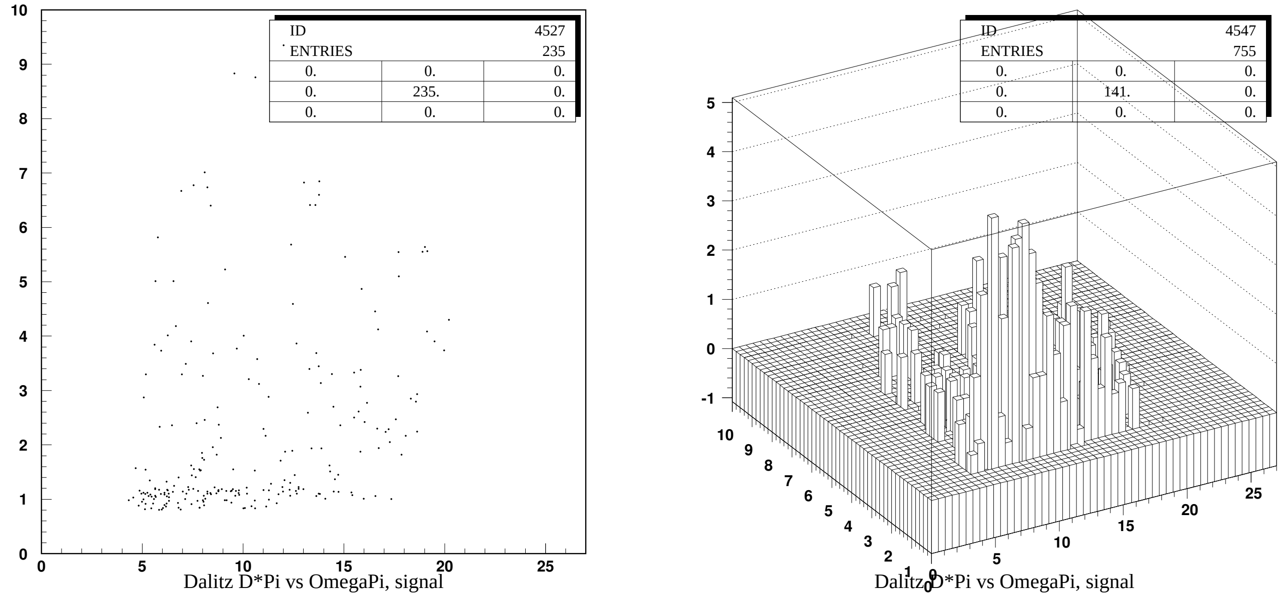


Figura 5.37: $D^{*-}\pi^+$ verso $\omega\pi^+$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati su Monte Carlo.

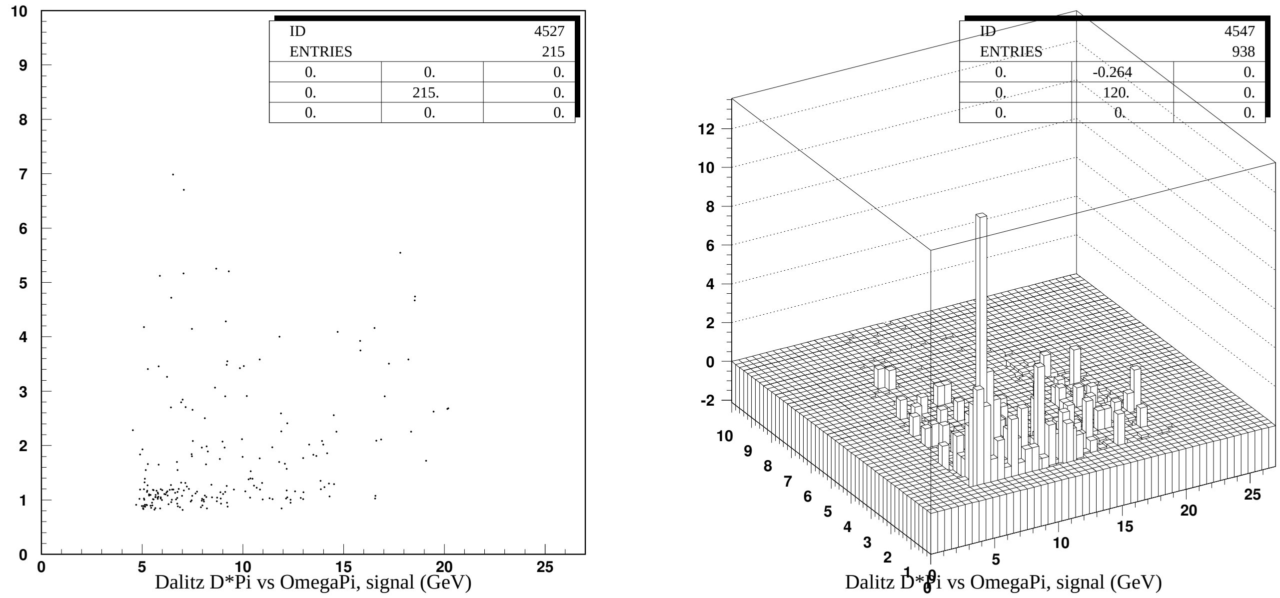


Figura 5.38: $D^{*-}\pi^+$ verso $\omega\pi^+$, canale $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$, $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$. Risultati sui dati.

Conclusioni

La ricostruzione semiesclusiva dei mesoni B^0 si è rivelata efficace sia per la ricerca di nuovi canali di decadimento, sia per arricchire il campione di eventi utile allo studio del rinculo. Infatti i canali precedentemente misurati, $B^0 \to D^{*-}\pi^+$, $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$ sono stati rivelati con successo, avendo portato alla ricostruzione di $\sim 300/fb^{-1}$ mesoni B^0, da confrontare con i $\sim 160/fb^{-1}$ mesoni B^0 trovati finora con il metodo esclusivo [11].

Di rilievo è lo studio dei canali $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\omega$ appena accennati in letteratura [13] che hanno contribuito ad aumentare il campione di altri $\sim 50/fb^{-1}$ mesoni B^0. Lo spettro di massa invariante dei pioni $\pi^+\pi^-\pi^0$, in cui può decadere la ω, mostra la presenza della risonanza in modo molto netta.

Infine, si è riscontrata l'esistenza dei canali $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, teoricamente previsti ma ancora mai osservati, che contribuiscono con ulteriori $\sim 50/fb^{-1}$ mesoni B^0 al segnale totale raccolto. L'eccessivo fondo non ha permesso di trarre conclusioni sui canali $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ e $B^0 \to D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$.

Di particolare interesse l'utilizzo dei Dalitz plot e dello spettro delle masse invarianti dei pioni, che ha permesso di evidenziare la risonanza ρ e la a_1 e di poter osservarne altre. Confrontare le figure per il Monte Carlo e i dati ha permesso di evidenziare eventuali imperfezioni nel MC. In futuro questa tecnica, probabilmente, permetterà un perfezionamento delle selezioni per questi canali.

In definitiva sono stati ricostruiti in tutti i canali oltre $\sim 400/fb^{-1}$ mesoni B^0 che costituiscono un campione molto ricco per lo studio del rinculo e dei canali che richiedono elevata statistica.

Ringraziamenti

Le prime persone che voglio ringraziare sono i miei genitori Carlo e Giuliana. Sono loro che mi hanno permesso di trascorrere serenamente questi anni di università, concedendomi di vivere a Roma e sostenendomi esame dopo esame. I loro incoraggiamenti si sono accompagnati al tifo dei miei due fratelli minori, Paolo e Marco. La loro presenza mi ha spinto a dare sempre il meglio di me, per non deluderli mai e dimostrare che è possibile realizzare i propri progetti.

Colui che mi ha aperto le porte a questa esperienza nella fisica delle particelle elementari, insieme ad un nutrito gruppo di giovani promettenti, di cui si è saputo circondare, è il Prof. Fernando Ferroni, che io ringrazio con calore. Grazie a lui, mi sono sempre sentito spronato e ho avuto l'occasione di conoscere fisici autorevoli a cui ho potuto presentare i miei risultati. In questi momenti ho avuto anche l'appoggio di Giancarlo Piredda, sempre prodigo di consigli e molto disponibile.

La gran parte del lavoro di analisi è stata realizzata grazie all'aiuto di Riccardo Faccini; collaborare con lui è significato procedere sempre più rapidamente. Un grazie a Daniele Del Re e Alessio Sarti che mi hanno aiutato a muovere i primi passi e oggi continuano l'analisi semiesclusiva producendo risultati sempre più incoraggianti. Per quel che riguarda i fondamenti di programmazione, ringrazio Shahram Rahatlou e Francesco Safai Tehrani (Franz). Importantissimo il supporto morale di ciascuno degli altri dottorandi (spero non manchi nessuno): Gianluca Cavoto, Cecilia Voena, Francesca Bucci; e dei laureandi: Maurizio Pierini, Antonino Sergi e Luigi Li Gioi. Non va dimenticato Marco Serra, anche perché torna spesso in baita a trovarci. Fondamentali durante il soggiorno in America, oltre alle persone citate, Daniele, Shahram e Franz, anche Francesca Pastore e Gloria Vuagnin che con la loro ottima cucina mi hanno fatto sentire come in Italia, in molti momenti di nostalgia.

Un grande bacio a tutti i miei familiari e a tutti coloro che hanno parteggiato per me, vicini e lontani, amici di Salerno e Colleferro. Molte volte, il consiglio di una persona

amica, mi ha permesso di scegliere la strada migliore, a volte la più dura, ma sempre la più istruttiva. Un grazie ai miei compagni di studi, Alessandro, Vittoria, Max, Giovanni, Antonio e tanti altri. Non basterebbero le parole per descrivere la bellezza di questi anni con i miei coinquilini, Nazario e Adriano; si sono rivelate persone eccezionali e di grande valore, veramente insostituibili. Con loro e con una folta schiera di amici ho visto crearsi un ambiente piacevole e vivo, qui a Roma, che mi ha permesso di affrontare gli studi con maggiore successo.

Appendice A

Calcolo della variazione di m_{ES}

Ci si chiede se è possibile formare un candidato con la massa della B^0 partendo dal valore iniziale di m_{ES} fissato ($m_{ES0} = 3.0$ GeV). Consideriamo due candidati che hanno in comune tutte le figlie tranne X (π^0, $\pi^+\pi^-$, ecc). Nel sistema di riferimento della $\Upsilon(4S)$, sia $\vec{p}^*_X$ l'impulso di X, $\vec{p}^{*\prime}$ l'impulso del candidato cui appartiene X e $\vec{p}^*$ l'impulso del candidato iniziale, senza X tra le figlie. Si ha:

$$\vec{p}^{*\prime} = \vec{p}^* + \vec{p}^*_X$$

E quindi la variazione di m_{ES}:

$$m'^2_{ES} = E^{*2}_{beam} - |\vec{p}^{*\prime}|^2 = m^2_{ES} - \Delta$$

dove $\Delta = |\vec{p}^*_X|^2 + 2 \cdot |\vec{p}^*_X||\vec{p}^*|cos\theta$; θ è l'angolo tra la direzione di X e il candidato iniziale. La richiesta è soddisfatta se

$$m^2_B - \Delta \geq m_{ES}{}^2_0 \Rightarrow m^2_B + m_{ES}{}^2_0 \geq |\vec{p}^*_X|^2 + 2 \cdot |\vec{p}^*_X||\vec{p}^*|cos(\theta)$$

Generalmente $|\vec{p}^*| \approx 300$ MeV. Nel nostro caso la disuguaglianza è soddisfatta, per qualsiasi valore di $|\vec{p}^*_X|$, se $|\vec{p}^*|^2 cos^2\theta < m^2_B + m_{ES}{}^2_0$. È, quindi, ampiamente soddisfatta anche per $|\vec{p}^*| \sim 1$ GeV.

Mostriamo adesso che aggiungendo ad un candidato un sistema di massa m_X, il valore di ΔE aumenta. Infatti:

$$E^{*\prime}_B = E^*_B + E^*_X > E^*_B + m_X \Rightarrow \Delta E' > \Delta E$$

La soglia oltre la quale non vengono aggiunti nuovi candidati, viene calcolata come

$$\Delta E_{thr} = \Delta E_{max} - m_X$$

dove m_X è la massa totale delle particelle da aggiungere e ΔE_{max} è il limite superiore fissato a 200 MeV. Questo controllo ferma la procedura prima dell'inutile tentativo di ricostruire un ulteriore nuovo candidato e avendo un risparmio in tempo di calcolo.

Appendice B

Calcolo dell'elicità di $\pi\pi^0$

Si vuole calcolare l'elicità del sistema $\pi\pi^0$. Si calcola innanzitutto il quadrivettore del sistema (e lo si indica con $\vec{p}_\rho$):

$$\vec{p}_\rho = \vec{p}_\pi + \vec{p}_{\pi^0}$$

Si invertono le coordinate spaziali di $\vec{p}_\rho$ e si calcola l'impulso del π^0 in questo sistema di riferimento (analogamente si può usare il π). Infine si calcola l'elicità h:

$$h = \frac{\vec{p}_\rho \cdot \vec{p}_{\pi^0}}{\sqrt{|\vec{p}_\rho|^2 |\vec{p}_{\pi^0}|^2}}$$

Il sistema $\pi\pi^0$ viene considerato provenire dalla risonanza ρ se

$$\mathrm{h} > 0.4$$

e

$$0.620 < m_{\pi\pi^0} < 0.920.$$

Bibliografia

[1] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group Coll.], *" Review of particle physics,"* Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.

[2] L. Wolfenstein, *" Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix,"* Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.

[3] G. Buchalla, A. J. Buras e M. E. Lautenbacher, *" Weak Decays Beyond Leading Logarithms,"* Rev. Mod. Phys. **68** (1996) 1125 `hep-ph/9512380`.

[4] A. J. Buras, *Weak Hamiltonian, CP violation and rare decays*, `hep-ph/9806471`.

[5] M. Ciuchini *et al.*, *" 2000 CKM-triangle analysis: A critical review with updated experimental inputs e theoretical parameters,"* `hep-ph/0012308`.

[6] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], *" Measurement of CP violating asymmetries in B0 decays to CP eigenstates,"* Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2515 `hep-ex/0102030`.

[7] A. Abashian *et al.* [BELLE Collaboration], *"Measurement of the CP violation parameter sin 2phi(1) in B/d0 meson decays,"* Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2509 `hep-ex/0102018`.

[8] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), *The First Year of the BaBar experiment at PEP-II*, BABAR-CONF-00/17, presentato alla XXX^{th} International Conference on High Energy Physics, Osaka (Japan) (2000).

[9] BaBar Collaboration, *BaBar thecnical Design Report* SLAC-R-95-457 (1995).

[10] R.Santonico, R.Cardarelli *Nucl. Instr. and Meth.* **A409**, 377 (1981).

[11] B. Brau *et al.*, "Exclusive Reconstruction of Hadronic B Decays to Open Charm", BaBar Analysis Document #150,

[12] S.J.Sekula, *et al.*“The NetTagger”, BaBar Analysis Document #103

[13] M. Artuso *et al.* [CLEO Collaboration], “$B \to D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$, $D(^*)\omega\pi^-$ and the observation of a wide 1- $\omega\pi^-$ enhancement at 1418 MeV,” hep-ex/0006018.

[14] G. Brandenburg *et al.* [CLEO Collaboration], “A new measurement of $B \to D^*\pi$ branching fractions,” Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2762 [hep-ex/9706019].

[15] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], “Exclusive Hadronic Decays Of B Mesons,” Z. Phys. C **48** (1990) 543.

[16] M. S. Alam *et al.* [CLEO Collaboration], “Exclusive hadronic B decays to charm and charmonium final states,” Phys. Rev. D **50** (1994) 43 [hep-ph/9403295].