Indice

Introduzione

L' obiettivo di questa tesi é stato lo studio di due importanti proprietá del mesone B_s^0, la vita media e l' oscillazione, utilizzando i dati raccolti dall' esperimento DELPHI nella prima fase di LEP, in cui i fasci di elettroni e positroni s' incontravano ad un' energia nel centro di massa pari alla massa del bosone Z^0.
Un campione di elevata purezza di mesoni B_s^0 é stato da me ottenuto tramite la selezione dei decadimenti semileptonici:

$$B_s^0 \longrightarrow D_s^- l^+ \nu_l \tag{0.1}$$

richiedendo la presenza, nello stesso emisfero dell' evento, di un leptone di elevato impulso ed impulso trasversale, rispetto alla direzione del quark b originario, e di un mesone D_s di segno opposto ricostruito in uno dei decadimenti seguenti:

$$D_s^- \longrightarrow \phi\pi^-,\ K^{\star 0}K^-,\ K_S^0 K^-,\ f_0(980)\pi^-,\ K^{\star 0}\overline{K}^{\star -},\ \phi l^- \overline{\nu}_l$$

Il vertice di decadimento del B_s^0 é stato determinato dall' intersezione della traccia del leptone con la pseudotraccia del D_s ricostruita dalle particelle in cui esso é decaduto; dalla distanza tra il vertice secondario e primario e dalla stima dell' impulso del B_s^0 ho valutato, con buona accuratezza, il tempo proprio di decadimento, ingrediente essenziale sia per la misura di vita media, sia per lo studio del mixing $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ dipendente dal tempo.
Questa tesi é cosí strutturata:

- nel primo capitolo ho voluto trattare la teoria fondamentale dell' interazione elettrodebole, ovvero il Modello Standard, soffermandomi in particolare sugli aspetti che piú riguardano i mesoni B, di cui nel cap. 2 ho evidenziato le proprietá di produzione e decadimento a LEP;

- ◇ il terzo capitolo é dedicato ad una panoramica generale riguardante sia i vari rivelatori di DELPHI, sia il loro utilizzo per l' identificazione dei vari tipi di particelle;

- ◇ nel quarto capitolo ho descritto i metodi utilizzati da DELPHI per l' analisi dei dati, in particolare per la selezione dei decadimenti $b\bar{b}$ della Z^0, sui quali sono stati identificati i decadimenti semileptonici dei mesoni B_s^0;

- ◇ il sesto capitolo concerne lo studio delle proprietá del campione selezionato, con particolare attenzione alla valutazione del tempo proprio di decadimento del mesone B_s^0, che ha permesso di ottenere una misura di vita media molto precisa;

- ◇ l' ultimo capitolo consiste nella descrizione del metodo da me utilizzato per determinare, dallo studio del mixing $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ dipendente dal tempo, un limite, o meglio delle zone di esclusione, per la differenza di massa tra gli autostati dell' interazione debole di tale mesone;

- ◇ nelle Conclusioni i risultati ottenuti in questo lavoro sono stati discussi e confrontati con quelli trovati dagli altri esperimenti.

Capitolo 1

Il Modello Standard

In questo capitolo introduttivo daró una breve descrizione della costruzione e delle principali implicazioni fenomenologiche del Modello Standard, la teoria unificata delle interazioni deboli ed elettromagnetiche.

1.1 Dalla teoria di Fermi ad una teoria di gauge

Il punto di partenza per la costruzione del Modello Standard é costituito dalla teoria di Fermi riguardante il decadimento β del neutrone e il decadimento del muone, che si basa su una lagrangiana effettiva a quattro fermioni:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = &-\frac{G_\beta}{\sqrt{2}}\overline{p}\gamma^\alpha(1-a\gamma_5)n\overline{e}\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e \\ &-\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}\overline{\nu}_\mu\gamma^\alpha(1-\gamma_5)\mu\overline{e}\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e \end{aligned} \tag{1.1}$$

dove $G_\mu = 1.16639 \cdot 10^{-5}\ \ GeV^{-2}$ [1], $G_\beta \simeq G_\mu$ ed $a \simeq 1.2573 \pm 0.0028$.
Tale lagrangiana non é rinormalizzabile in quanto contiene operatori di dimensione di massa uguale a 6 (perché una teoria sia rinormalizzabile la dimensione degli operatori puó essere al massimo 4); inoltre la matrice S, ricavata dalla lagrangiana stessa, non é unitaria.

L' idea di base [2] é quella di costruire una teoria che possieda l' invarianza locale sotto l' azione di qualche gruppo (teoria di gauge) e che abbia come limite a bassa energia la lagrangiana di Fermi, interpretabile come scambio di un bosone vettoriale massivo di momento molto minore della sua massa. La scelta del gruppo d' invarianza locale e l' assegnazione dei campi di particelle alle sue rappresentazioni vengono effettuate utilizzando le informazioni contenute nella lagrangiana di Fermi.
Consideriamo inizialmente solo la corrente d' interazione debole per l' elettrone e il suo neutrino:

$$\mathcal{J}_\mu = \overline{\nu}_e \frac{1}{2}\gamma_\mu(1-\gamma_5)e \tag{1.2}$$

Essa deve essere riportata nella forma di corrente di Noether:

$$\overline{\psi}_i \gamma_\mu T^A_{ij} \psi_j \tag{1.3}$$

dove ψ_i sono le componenti di un qualche multipletto del gruppo di gauge, e T^A_{ij} i corrispondenti generatori del gruppo.
L' Eq. 1.2 puó essere in realtá cosí riscritta:

$$\mathcal{J}_\mu = \overline{L}\gamma_\mu \tau^+ L \tag{1.4}$$

se si definisce:

$$\tau^+ = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

$$L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

dove τ_i sono le matrici di Pauli.
Anche la corrente hermitiana coniugata di $\mathcal{J}_\mu$ parteciperá all' interazione:

$$\mathcal{J}^\dagger_\mu = \overline{L}\gamma_\mu \tau^- L \tag{1.7}$$

Inoltre poiché nell' ambito delle teorie di gauge le correnti sono in corrispondenza 1 a 1 con i generatori del gruppo di simmetria, e questi ultimi costituiscono un insieme chiuso rispetto all' operazione di commutazione, bisogneraá considerare anche la corrente:

$$\mathcal{J}_3^{\mu} = \overline{L}\gamma^{\mu}\left[\tau^{+},\tau^{-}\right]L = \overline{L}\gamma^{\mu}\tau_3 L \tag{1.8}$$

In tal modo le $\mathcal{J}^{\mu}$ sono le correnti conservate di una teoria con invarianza di gauge SU(2), i cui generatori nella rappresentazione fondamentale sono costituiti dalle matrici di Pauli, mentre i campi levogiri del neutrino e dell' elettrone sono stati assegnati a un doppietto di SU(2).
Inoltre poiché le componenti destrogire del neutrino e dell' elettrone non partecipano all' interazione debole descritta dalla lagrangiana di Fermi, esse devono essere assegnate alla rappresentazione scalare di SU(2).
Tuttavia, si noti che $\mathcal{J}_3^{\mu}$ é una corrente neutra che non é in nessun modo contenuta nella teoria di Fermi, né puó essere identificata con la corrente elettromagnetica, in quanto quest' ultima coinvolge, alla stessa stregua, i campi fermionici sia levogiri che destrogiri e non coinvolge i neutrini: l' osservazione di questa corrente neutra é stata il primo test del Modello Standard.
Procedendo nella costruzione, é necessario a questo punto introdurre un campo vettoriale W_i corrispondente a ciascun generatore del gruppo e costruire una derivata covariante:

$$D^{\mu} = \partial^{\mu} - igW_i^{\mu}T_i \tag{1.9}$$

dove g é la costante di accoppiamento e le matrici T_i sono i generatori di SU(2) nella rappresentazione del multipletto su cui agisce la derivata covariante (ovvero quando D^{μ} agisce sul doppietto L, $T_i = \frac{\tau_i}{2}$, mentre se agisce sui singoletti e_R e ν_{eR}, $T_i = 0$).
La lagrangiana gauge invariante per i campi leptonici risulta quindi:

$$\mathcal{L} = i\overline{L}\gamma_{\mu}D^{\mu}L + i\overline{\nu}_{eR}\gamma_{\mu}D^{\mu}\nu_{eR} + i\overline{e}_R\gamma_{\mu}D^{\mu}e_R \tag{1.10}$$

Essa contiene un termine cinematico:

$$\mathcal{L}^{kin} = i\overline{L}\gamma_{\mu}\partial^{\mu}L + i\overline{\nu}_{eR}\gamma_{\mu}\partial^{\mu}\nu_{eR} + i\overline{e}_R\gamma_{\mu}\partial^{\mu}e_R \tag{1.11}$$

e una parte, $\mathcal{L}^W$, d' interazione di corrente neutra e carica tra i leptoni e i bosoni di gauge:

$$\mathcal{L}^W = \mathcal{L}_c^W + \mathcal{L}_n^W \tag{1.12}$$

$$\mathcal{L}_n^W = gW_3^{\mu}\overline{L}\gamma_{\mu}\frac{\tau_3}{2}L = \frac{g}{2}W_3^{\mu}(\overline{\nu}_{eL}\gamma_{\mu}\nu_{eL} - \overline{e}_L\gamma_{\mu}e_L) \tag{1.13}$$

Mentre la lagrangiana d' interazione di corrente carica é:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_c^W &= gW_1^\mu \overline{L}\gamma_\mu \frac{\tau_1}{2} L + gW_2^\mu \overline{L}\gamma_\mu \frac{\tau_2}{2} L \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}}\overline{L}\gamma^\mu \tau^+ L W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}}\overline{L}\gamma^\mu \tau^- L W_\mu^-\end{aligned} \tag{1.14}$$

dove:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \tag{1.15}$$

Infine per inserire nel modello la corrente elettromagnetica occorre includere un gruppo abeliano U(1), in modo che SU(2) venga esteso a SU(2) $\otimes$ U(1). La lagrangiana dovrá, quindi, essere invariante anche per le trasformazioni di gauge di $U(1)$:

$$\psi \longrightarrow \psi' = exp\left(i\alpha g' \frac{Y(\psi)}{2}\right)\psi \tag{1.16}$$

dove ψ é un campo generico, g' é la costante di accoppiamento di U(1), $Y(\psi)$ é "l'ipercarica" debole e cioé un nuovo numero quantico che deve essere specificato per ciascun campo ψ.
Si deve quindi introdurre un nuovo campo vettoriale, B^μ, che modifica la derivata covariante nel seguente modo:

$$D^\mu = \partial^\mu - igW_i^\mu T_i - ig'\frac{Y}{2}B^\mu \tag{1.17}$$

Poiché Y é una matrice diagonale, l' introduzione dell' interazione elettromagnetica modifica solo $\mathcal{L}_n^W$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_n^W &= \frac{g}{2}W_3^\mu(\overline{\nu}_{eL}\gamma_\mu\nu_{eL} - \overline{e}_L\gamma_\mu e_L) + \frac{g'}{2}B^\mu Y(L)(\overline{\nu}_{eL}\gamma_\mu\nu_{eL} + \overline{e}_L\gamma_\mu e_L) \\ &+ \frac{g'}{2}B^\mu\left[Y(\nu_{eR})\overline{\nu}_{eR}\gamma_\mu\nu_{eR} + Y(e_R)\overline{e}_R\gamma_\mu e_R\right]\end{aligned} \tag{1.18}$$

L' ipercarica viene assegnata ai vari campi in modo che l' interazione elettromagnetica risulti evidente.
A tal fine si effettua una rotazione di un angolo θ_W nello spazio dei due campi di gauge neutri W_3^μ, B^μ:

$$A^\mu = B^\mu \cos\theta_W + W_3^\mu \sin\theta_W \tag{1.19}$$

$$Z^\mu = -B^\mu \sin\theta_W + W_3^\mu \cos\theta_W \tag{1.20}$$

A^μ é il campo del fotone se:

$$g \sin\theta_W = e \tag{1.21}$$
$$g' \cos\theta_W = e \tag{1.22}$$

e se:

$$Y(L) = -1 \qquad Y(e_R) = -2 \qquad Y(\nu_{eR}) = 0 \tag{1.23}$$

Piú in generale, per un campo leptonico di carica q e terza componente dell' isospin debole T_3, l' ipercarica é cosí definita:

$$Y = 2(q - T_3) \tag{1.24}$$

Z^μ, inoltre, é il campo associato al bosone vettoriale neutro mediatore dell' interazione debole (la particella Z^0).
Si noti che il neutrino destrogiro avendo carica zero, ipercarica zero ed essendo stato assegnato ad un singoletto di SU(2), non prende parte in nessun modo all' interazione elettrodebole.
Definendo un vettore colonna Ψ che contenga tutti i campi leptonici (destrogiri e levogiri) della teoria, la lagrangiana neutra puó essere cosí riscritta:

$$\mathcal{L}_n^W = e\overline{\Psi}\gamma_\mu q \Psi A^\mu + \overline{\Psi}\gamma_\mu q_z \Psi Z^\mu \tag{1.25}$$

dove e é la carica del positrone, q é la matrice diagonale delle cariche elettromagnetiche e q_z é la matrice diagonale cosí definita:

$$q_z = \frac{e}{\cos\theta_W \sin\theta_W}\left(T_3 - q\sin^2\theta_W\right) \tag{1.26}$$

In tal modo il modello puó essere facilmente esteso includendo gli altri doppietti e singoletti leptonici.
Per includere gli adroni é invece necessario considerare l' espressione della corrente adronica responsabile del decadimento β e dei decadimenti delle particelle strane:

$$\mathcal{J}^\mu_{hadr} = \cos\theta_c \overline{u}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \sin\theta_c \overline{u}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)s \tag{1.27}$$

dove $\theta_c \simeq 13^0$ é l' angolo di Cabibbo.
Se si procede in modo analogo a quanto fatto per i leptoni, definendo:

$$Q = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ s_L \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

$$T^+ = \begin{pmatrix} 0 & \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.29}$$

si trova:

$$\mathcal{J}^\mu_{hadr} = \overline{Q}\gamma^\mu T^+ Q$$

Tuttavia il commutatore $[T^+, T^-]$ dá origine a correnti del tipo $\overline{d}_L\gamma^\mu s_L$, cioé a correnti neutre che cambiano il flavour, fino ad oggi mai osservate.
Per risolvere il problema é stato introdotto da Glashow, Iliopoulus e Maiani [3] un quarto quark c, ancor prima che fosse effettivamente osservato.
La corrente adronica risulta quindi:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}^\mu_{hadr} = {} & \cos\theta_c\overline{u}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \sin\theta_c\overline{u}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)s \\ & + \cos\theta_c\overline{c}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)s - \sin\theta_c\overline{c}\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d \end{aligned} \tag{1.30}$$

che puó essere riscritta nel seguente modo:

$$\mathcal{J}^\mu_{hadr} = \left(\overline{u}_L\overline{d}'_L\right)\gamma^\mu\tau^+\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix} + (\overline{c}_L\overline{s}'_L)\gamma^\mu\tau^+\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

dove:

$$\begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \end{pmatrix} = V\begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix} \tag{1.32}$$

$$V = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \tag{1.33}$$

Considerando anche la terza (ed ultima) famiglia di quarks, la lagrangiana di interazione carica fermionica risulta in conclusione:

$$\mathcal{L}_c^W = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{f=1}^{3} \left[\overline{L}_f \gamma^\mu \tau^+ L_f + \overline{Q}_f \gamma^\mu \tau^+ Q_f \right] W_\mu^\dagger + h.c. \tag{1.34}$$

dove:

$$L_f = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

$$Q_f = \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix} \tag{1.36}$$

La lagrangiana d' interazione di corrente neutra é sempre data dall'Eq. 1.25, se nel vettore Ψ si includono tutti i campi fermionici in gioco.
Per concludere la costruzione della parte gauge invariante della lagrangiana del Modello Standard si deve introdurre anche il termine puro di Yang–Mills:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W_i^{\mu\nu} \tag{1.37}$$

dove:

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu \tag{1.38}$$

$$W_i^{\mu\nu} = \partial^\mu W_i^\nu - \partial^\nu W_i^\mu + g \epsilon_{ijk} W_j^\mu W_k^\nu \tag{1.39}$$

1.2 La rottura spontanea di simmetria

Affinché la teoria di Fermi sia riprodotta come limite a bassa energia del Modello Standard, i bosoni vettoriali di gauge devono essere massivi; infatti l' ampiezza del decadimento β del quark d, dalla teoria di Fermi, é data da:

$$\frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \overline{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d \; \overline{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e \tag{1.40}$$

mentre nel Modello Standard, trascurando per semplicitá il mixing di Cabibbo, é data da:

$$\left(\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{u}_L\gamma^\mu d_L\right)\frac{1}{p^2 - M_W^2}\left(\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{e}_L\gamma_\mu\nu_{eL}\right) \tag{1.41}$$

dove p é il momento del bosone virtuale W scambiato.
Al limite per $p \longrightarrow 0$ le precedenti equazioni devono coincidere e quindi:

$$\frac{G_\beta}{\sqrt{2}} = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{M_W^2} \tag{1.42}$$

poiché $g = \frac{e}{\sin\theta_W}$, M_W risulta $\geq 37.4\ GeV/c^2$.
Sfortunatamente i bosoni vettoriali di una teoria di gauge non possono essere massivi, inoltre se l' invarianza di gauge viene rotta esplicitamente per inserire i termini di massa, la teoria risultante non é piú rinormalizzabile.
La soluzione al problema é la cosiddetta "rottura spontanea della simmetria"o "meccanismo di Higgs", che permette di rompere la simmetria di gauge mantenendo peró la lagrangiana invariante per trasformazioni di gauge e con tutte le proprietá connesse all' invarianza (ad esempio la presenza di correnti conservate), in modo che sia garantita la rinormalizzabilitá della teoria.
La rottura spontanea della simmetria nel Modello Standard viene attuata con l' inserimento di almeno un campo scalare che si trasformi in modo non triviale sotto quella parte del gruppo di gauge che si vuole rompere spontaneamente, ma che non rompa l' invarianza $U(1)$ che corrisponde all' elettrodinamica (il fotone deve infatti rimanere a massa nulla); la rottura della simmetria deve cioé effettuarsi in tre delle 4 "direzioni" del gruppo $SU(2) \otimes U(1)$.
Il modo piú semplice é quello di assegnare un campo scalare Φ a un doppietto di rappresentazione di $SU(2)$ e imporre che una delle due componenti abbia carica elettrica nulla:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.43}$$

$$Y(\Phi) = 1 \tag{1.44}$$

Alla lagrangiana del Modello Standard verrá quindi aggiunto il termine:

$$(D^\mu\Phi)^\dagger D_\mu\Phi - V(\Phi) \tag{1.45}$$

Il potenziale scalare piú generale, consistente con l' invarianza di gauge e la rinormalizzabilitá, é espresso da:

$$V\left(\Phi\right) = m^2 \left|\Phi\right|^2 + \lambda \left|\Phi\right|^4 \tag{1.46}$$

che ha un minimo a:

$$\left|\Phi\right|^2 = -\frac{m^2}{2\lambda} = \frac{1}{2}v^2 \tag{1.47}$$

Il campo scalare Φ puó quindi essere parametrizzato nel modo seguente:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\frac{i\tau^j \theta^j(x)}{v}} \left(\begin{array}{c} 0 \\ v + H(x) \end{array} \right) \tag{1.48}$$

dove $\theta^j(x)$ e $H(x)$ sono reali.
Nella scelta di gauge unitario $\theta^j(x) = 0$, quindi:

$$V = \frac{1}{2}(2\lambda v^2)H^2 + \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4 \tag{1.49}$$

e il campo scalare di Higgs (H) deve avere massa pari a $m_H^2 = 2\lambda v^2$.
Inoltre:

$$\begin{aligned} \left(D^\mu \Phi\right)^\dagger D_\mu \Phi = & \frac{1}{2}\partial^\mu H \partial_\mu H \\ & + \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 \frac{1}{4} g^2 v^2 W^{\mu +} W_\mu^- \\ & + \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 \frac{1}{8}(g^2 + g'^2) v^2 Z^\mu Z_\mu \end{aligned} \tag{1.50}$$

In tal modo i bosoni W e Z hanno acquistato le seguenti masse:

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2 \tag{1.51}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}\left(g^2 + g'^2\right) v^2 \tag{1.52}$$

mentre il fotone rimane a massa nulla.
Combinando le equazioni precedenti con la Eq. 1.42 e utilizzando il valore

misurato della costante di Fermi, si puó calcolare il valore v di aspettazione sul vuoto della componente neutra del doppietto di Higgs:

$$v = \sqrt{\frac{1}{G_\beta \sqrt{2}}} \simeq 246.22\ GeV \tag{1.53}$$

Considerando ora i fermioni, si noti che anch' essi non possono avere banalmente massa nel Modello Standard, infatti il termine di massa per un generico campo fermionico ψ ha la seguente forma:

$$-m\overline{\psi}\psi = -m\left(\overline{\psi}_L\psi_R + \overline{\psi}_R\psi_L\right) \tag{1.54}$$

che non é invariante per trasformazioni chirali, quale é la trasformazione di gauge del Modello Standard.
L' introduzione del campo di Higgs risolve peró anche questa difficoltá.
Partendo dal settore adronico, si é visto che la lagrangiana d' interazione non é diagonale negli autostati di massa; introduciamo quindi i campi fermionici u'_f e d'_f ($f = 1,2,3$ famiglie fermioniche), combinazioni lineari generiche degli autostati di massa u_f e d_f e definiamo:

$$Q'_f = \begin{pmatrix} u'_{fL} \\ d'_{fL} \end{pmatrix} \tag{1.55}$$

$$U'_f = u'_{fR} \qquad D'_f = d'_{fR} \tag{1.56}$$

Aggiungiamo alla lagrangiana un termine d' interazione di Yukawa tra i campi fermionici e il campo di Higgs:

$$\mathcal{L}_Y^{had} = -\left(\overline{Q}'\Phi h'_D D' + \overline{D}'\Phi^\dagger h'^\dagger_D Q'\right) - \left(\overline{Q}'\Phi_c h'_U U' + \overline{U}'\Phi_c^\dagger h'^\dagger_U Q'\right) \tag{1.57}$$

dove h'_D e h'_U sono matrici 3×3 nello spazio dei generatori, e:

$$\Phi_c = \begin{pmatrix} \phi^{0\star} \\ -\phi^- \end{pmatrix} \tag{1.58}$$

Poiché $\mathcal{L}_Y^{had}$ é Lorentz e gauge invariante e rinormalizzabile, puó essere inclusa tranquillamente nella lagrangiana del Modello Standard.
Definiamo quindi dei nuovi campi per i quarks u e d:

$$u'_L = V_L^U u_L \qquad u'_R = V_R^U u_R \tag{1.59}$$

$$d'_L = V_L^D d_L \qquad d'_R = V_R^D d_R \tag{1.60}$$

dove V sono matrici unitarie tali che:

$$h_U = V_L^{U\dagger} h'_U V_R^U \qquad h_D = V_L^{D\dagger} h'_D V_R^D \tag{1.61}$$

h_U, h_D siano matrici ad elementi reali e non negativi.
Nel gauge unitario, la lagrangiana di Yukawa risulta:

$$\mathcal{L}_Y^{had} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\sum_{f=1}^{3}\left(h_D^f \overline{d}_f d_f + h_U^f \overline{u}_f u_f\right) \tag{1.62}$$

dove $h_{U,D}^f$ sono i valori della diagonale della matrice $h_{U,D}$.
La corrente adronica puó quindi essere riscritta come:

$$\mathcal{J}_{had}^{\mu} = \overline{Q}'\gamma^{\mu}\tau^{+}Q' = \sum_{f,f'=1}^{3} \overline{u}_L^f \gamma^{\mu} V_{f,f'} d_L^{f'} \tag{1.63}$$

dove $V = V_L^{U\dagger} V_L^D$ é la matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa.
Le masse dei quarks risultano:

$$m_U^f = \frac{v h_U^f}{\sqrt{2}} \qquad m_D^f = \frac{v h_D^f}{\sqrt{2}} \tag{1.64}$$

Analogamente si puó procedere per i leptoni, scrivendo il termine d' interazione di Yukawa:

$$\mathcal{L}_Y^{lept} = -\sum_{f=1}^{3} h_L^f \left(\overline{L}_f \Phi e_R^f + \overline{e}_R^f \Phi^{\dagger} L_f\right) \tag{1.65}$$

Le costanti di accoppiamento di Yukawa h_L^f possono essere determinate dai valori misurati delle masse dei leptoni; infatti utilizzando l' Eq.1.48, la precedente espressione risulta:

$$\mathcal{L}_Y^{lept} = -\sum_{f=1}^{3} \frac{h_L^f}{\sqrt{2}}(v+H)\,\overline{e}_f e_f \tag{1.66}$$

e quindi

$$m_L^f = \frac{v h_L^f}{\sqrt{2}} \tag{1.67}$$

1.3 La matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa

La corrente carica espressa dalle equazioni 1.4 e 1.63 puó essere cosí riscritta:

$$\mathcal{J}^\mu = (\overline{\nu}_e \;\; \overline{\nu}_\mu \;\; \overline{\nu}_\tau)_L \, \gamma^\mu \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L + (\overline{u} \;\; \overline{c} \;\; \overline{t})_L \, \gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \tag{1.68}$$

Dalla precedente equazione si puó notare come le interazioni deboli avvengano tra elementi appartenenti alla stessa famiglia leptonica, ma tra elementi di famiglie diverse di quarks: la V_{CKM} infatti mescola tra loro le famiglie adroniche.
La matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa é una matrice 3×3 unitaria, i cui elementi (quelli indipendenti sono solo 4: 3 angoli e una fase) non sono previsti dal Modello Standard, ma devono essere determinati sperimentalmente.
Inoltre, a causa della struttura (V–A) della lagrangiana di corrente carica, le interazioni deboli violano sia la paritá che la coniugazione di carica, ed é facile dimostrare che se la CKM ha una fase complessa é violata anche CP.
Utilizzando la parametrizzazione di Wolfenstein [4] della CKM risultano evidenti le relazioni che sussistono tra i vari elementi:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 (\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 (1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.69}$$

L' attuale conoscenza degli elementi di matrice della CKM puó essere cosí sintetizzata:

- ⋆ $|V_{ud}|$: dal confronto del decadimento β nucleare con il decadimento del muone, si trova [1]:

$$|V_{ud}| = 0.9736 \pm 0.0010 \tag{1.70}$$

- ⋆ $|V_{us}|$ puó essere valutato con due tipi di misure: la prima deriva dallo studio dei decadimenti K_{e3} ($K^+ \longrightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, $K_L^0 \longrightarrow \pi^- e^+ \nu_e$), mentre

la seconda é ottenuta dai decadimenti degli iperoni.
La media dei due risultati é [1]:

$$|V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018 \tag{1.71}$$

- $\star$ $|V_{cd}|$ é stato dedotto dalla produzione di particelle charmate dalla diffusione inelastica di neutrini su nuclei ($\nu_e d \longrightarrow \mu^- c$) [1]:

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.016 \tag{1.72}$$

- $\star$ $|V_{cs}|$ é stato determinato dai decadimenti dei mesoni charmati [1]:

$$|V_{cs}| = 1.01 \pm 0.18 \tag{1.73}$$

- $\star$ $|V_{cb}|$ puó essere valutato studiando sia i decadimenti inclusivi dei mesoni B che quelli esclusivi; combinando i risultati ottenuti con i due metodi si trova [1]:

$$|V_{cb}| = 0.041 \pm 0.003 \tag{1.74}$$

- $\star$ $\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|$ é stato determinato dallo studio dello spettro dei leptoni provenienti dai decadimenti semileptonici dei mesoni B prodotti alla $\Upsilon(4S)$ ($b \longrightarrow cl^-\overline{\nu}_l, \quad b \longrightarrow ul^-\overline{\nu}_l$); combinando le misure e tenendo conto delle incertezze teoriche [1]:

$$\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| = 0.08 \pm 0.02 \tag{1.75}$$

Inoltre dall' unitarietá della CKM segue la relazione:

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ib}^{\star} V_{id} = 0 \tag{1.76}$$

$$V_{ub}^{\star} V_{ud} + V_{cb}^{\star} V_{cd} + V_{tb}^{\star} V_{td} = 0 \tag{1.77}$$

la cui rappresentazione grafica é data da un triangolo sul piano complesso. Riscalando i lati del triangolo di $\frac{1}{|V_{cb}^{\star} V_{cd}|}$ e scegliendo la convenzione di fase

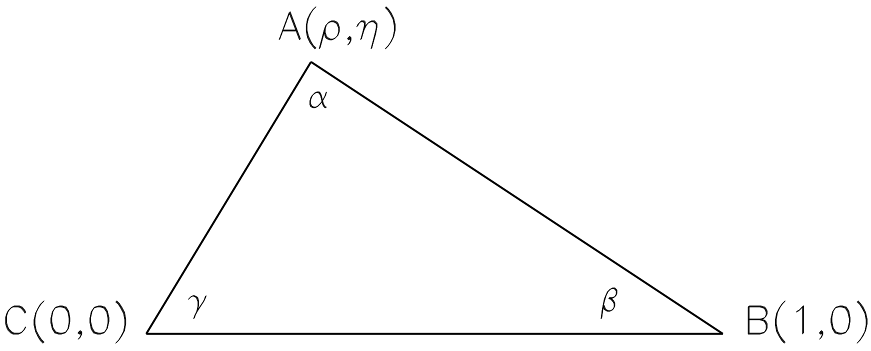


Figura 1.1: *Triangolo di unitarietá.*

che rende $V_{cb}^{\star}V_{cd}$ reale, le coordinate dei tre vertici sono quelle indicate in Fig. 1.1, mentre gli angoli risultano:

$$\alpha = arg\left(\frac{-V_{tb}^{\star}V_{td}}{V_{ub}^{\star}V_{ud}}\right) \tag{1.78}$$

$$\beta = arg\left(\frac{-V_{cb}^{\star}V_{cd}}{V_{tb}^{\star}V_{td}}\right) \tag{1.79}$$

$$\gamma = arg\left(\frac{-V_{ub}^{\star}V_{ud}}{V_{cb}^{\star}V_{cd}}\right) \tag{1.80}$$

I valori degli elementi della CKM riportati in precedenza si traducono, nella parametrizzazione di Wolfenstein, in [6]:

$$A = 0.86 \pm 0.10 \tag{1.81}$$

$$\lambda = 0.2205 \pm 0.018 \tag{1.82}$$

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.09 \tag{1.83}$$

L' ultima relazione deriva dalla misura del rapporto $\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|$ ed é rappresentata sul piano ρ, η da due cerchi centrati in (0,0) entro i quali deve trovarsi il

vertice A (Fig. 1.4).
Tuttavia ci sono altre due quantitá misurabili che limitano il triangolo di unitarietá [5], [6]:

1) $|\epsilon_k|$, il parametro di violazione di CP nel mixing del sistema $K^0 - \overline{K}^0$, puó essere calcolato considerando i diagrammi a box della Fig. 1.2:

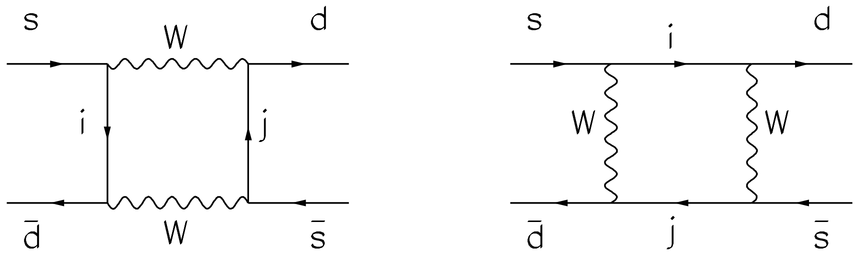


Figura 1.2: *Diagramma a box del mixing del K^0.*

$$\begin{aligned}|\epsilon_k| &= C_\epsilon B_K A^2\lambda^6\eta y_c\left(\eta_{ct} f_3(y_c, y_t) - \eta_{cc}\right) \\ &\quad + C_\epsilon B_K A^2\lambda^6\eta\eta_{tt} y_t f_2(y_t) A^2\lambda^4(1-\rho)\end{aligned} \tag{1.84}$$

dove:

- ⋆ $C_\epsilon = \frac{G_F^2 f_k^2 m_K m_W^2}{6\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} = 3.84 \times 10^4$ [1]
- ⋆ $\eta_{cc} \simeq 0.82$, $\eta_{tt} \simeq 0.62$, $\eta_{ct} \simeq 0.35$ sono i fattori correttivi di QCD
- ⋆ $B_K = 0.8 \pm 0.2$ é il fattore di bag
- ⋆ le f sono funzioni di $y_i = \frac{m_i^2}{m_W^2}$ [6].

Considerando il valore misurato di $|\epsilon_k|$ [1]:

$$|\epsilon_k| = (2.26 \pm 0.02)10^{-3} \tag{1.85}$$

si trova che il triangolo di unitarietá deve essere compreso dalle due iperboli della Fig. 1.4.

2) La differenza di massa tra gli autostati dell' interazione debole del mesone B_d^0 puó essere calcolata da diagrammi analoghi a quelli rappresentati nella Fig. 1.3 [6]:

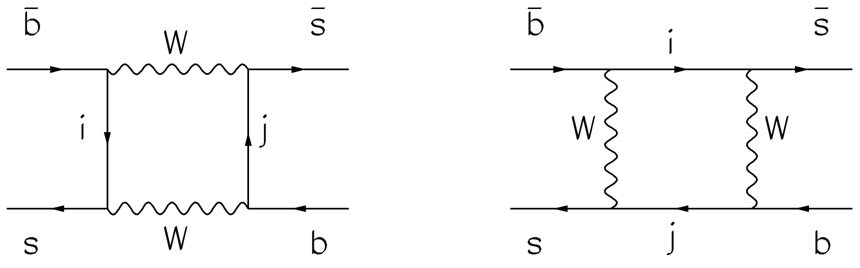


Figura 1.3: *Diagramma a box del mixing del* B_s^0.

$$\Delta m_d = \frac{G_F^2}{6\pi^2} A^2 \lambda^6 \left((1-\rho)^2 + \eta^2\right) m_t^2 m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_B F(x_t) \qquad (1.86)$$

dove $F(x_t) = \frac{S(x_t)}{x_t}$ é dell' ordine di 0.54.
Con il valore trovato a CDF [7] e a D0 [8] per la massa del top $m_t = 174.4 \pm 8.6 \ GeV/c^2$ e con $\eta_B = 0.55 \pm 0.01$, $f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}} = 210 \pm 50 \ MeV$ [6] ed il valore misurato $\Delta m_d = 0.50 \pm 0.04 \ ps^{-1}$ [1], si deduce che il triangolo deve essere compreso tra i due cerchi (centrati in B) della Fig. 1.4.

Si noti, inoltre, che il rapporto $\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s}$ contiene meno incertezze teoriche, rispetto alle quantitá Δm_d e Δm_s prese singolarmente, ed é proporzionale alla lunghezza del lato AB del triangolo di unitarietá:

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} = \frac{m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \tau_{B_d}}{m_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \tau_{B_s}} \left|\frac{V_{td}}{V_{ts}}\right|^2 \qquad (1.87)$$

dove [9]:

$$\frac{f_{B_s}^2 B_{B_s}}{f_{B_d}^2 B_{B_d}} = 1.19 \pm 0.10 \qquad (1.88)$$

La fisica dei quarks pesanti, in particolare del beauty, risulta quindi di fondamentale importanza per migliorare la nostra conoscenza della CKM e poter verificare la consistenza del Modello Standard.

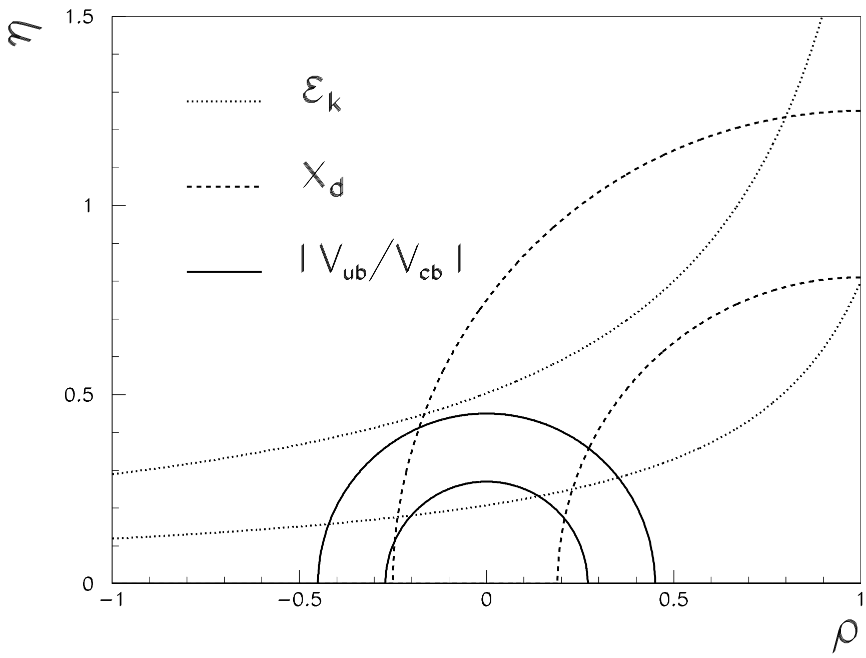


Figura 1.4: *Regione permessa del piano ρ, η. Le linee tratteggiate ed intere individuano le regioni definite dai tre vincoli descritti nel testo.*

1.4 Mixing e violazione di CP dei mesoni B^0

L' ultimo argomento che vorrei trattare in questo capitolo introduttivo é il mixing e la violazione di CP dei mesoni B^0, sia perché essa é connessa, come si é visto, alla determinazione dei parametri della CKM, sia perché nella mia analisi sperimentale ho studiato principalmente l' oscillazione dipendente dal tempo del mesone B_s^0.
I mesoni B^0, prodotti con definito valore del numero quantico "beauty", decadono tramite l' interazione debole, che non conservando beauty, permette transizioni del tipo $B^0 \longleftrightarrow \overline{B}^0$ (oscillazione o mixing del B^0).
Per determinare la loro evoluzione temporale nel proprio sistema di riferimento é utile introdurre uno spazio bidimensionale di stati base:

$$\left|B^0\right\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \left|\overline{B}^0\right\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{1.89}$$

Un generico stato al tempo t é descritto in questo spazio da una sovrapposizione di stati base:

$$|\Psi(t)\rangle = \Psi_1(t)\left|B^0\right\rangle + \Psi_2(t)\left|\overline{B}^0\right\rangle = \begin{pmatrix} \Psi_1(t), \Psi_2(t) \end{pmatrix} \tag{1.90}$$

e la sua evoluzione temporale é regolata dall' equazione di Schrödinger:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = H^{eff}\,|\Psi(t)\rangle \tag{1.91}$$

L' hamiltoniana efficace puó essere espressa tramite due matrici hermitiane M e Γ che ne rappresentano rispettivamente la parte dispersiva (dipendenza temporale degli stati stazionari) e la parte assorbitiva (decadimento):

$$H^{eff} = M - \frac{i}{2}\Gamma \tag{1.92}$$

con

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^{\star} & M_{22} \end{pmatrix} \qquad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^{\star} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \tag{1.93}$$

Si noti che se non ci fossero le interazioni deboli M sarebbe diagonale, non potendo in tal caso esserci il mixing, e, in conseguenza della stabilitá dei

mesoni B^0, Γ sarebbe nulla.
Per il teorema CPT le matrici M e Γ risultano cosí semplificate [10]:

$$M_{11} = M_{22} = m \tag{1.94}$$
$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \gamma \tag{1.95}$$

dove m e γ sono quantitá reali.
Gli stati stazionari, cioé quegli stati a vita media e massa definita, sono quindi costituiti dalle combinazioni degli elementi base $|B^0\rangle$ e $\left|\overline{B}^0\right\rangle$ che diagonalizzano l' hamiltoniana efficace; i corrispondenti autovalori sono facilmente calcolabili:

$$M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H = m - \frac{i}{2}\gamma + R \tag{1.96}$$
$$M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L = m - \frac{i}{2}\gamma - R \tag{1.97}$$

dove:

$$R = \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^\star - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^\star\right)} \tag{1.98}$$

Le differenze di massa e larghezza tra gli autostati dell' hamiltoniana risultano:

$$\Delta m = M_H - M_L = 2ReR \tag{1.99}$$
$$\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = -4ImR \tag{1.100}$$

Dai diagrammi a box della Fig. 1.3 é possibile calcolare M_{12} e Γ_{12}, e quindi trovare l' espressione, analoga a quella dell' Eq.1.86, per Δm_s.
Senza entrare nel dettaglio dei calcoli, tracceró solo le linee essenziali del metodo che viene usualmente seguito a tal scopo.
M_{12} viene calcolata considerando il limite in cui tutti gli impulsi delle particelle esterne sono nulli: in tal caso $\Gamma_{12} = 0$ ed i due diagrammi contribuiscono in ugual misura.
Definendo le quantitá (con i=u,c,t):

$$\begin{aligned} \xi_i &= V_{bi}V_{di}^\star \quad per\ il\ mesone\ B_d^0 \\ \xi_i &= V_{bi}V_{si}^\star \quad per\ il\ mesone\ B_s^0 \\ x_i &= \left(\frac{m_i}{M_W}\right)^2 \end{aligned}$$

l' ampiezza del mixing del B_s^0 risulta:

$$A = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^4 \sum_{i,j} \xi_i \xi_j \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (\overline{b}\gamma^\mu (1-\gamma_5) \frac{\gamma k + m_i}{k^2 - m_i^2} \gamma^\nu (1-\gamma_5) s \overline{b}$$
$$\gamma^\rho (1-\gamma_5) \frac{\gamma k + m_j}{k^2 - m_j^2} \gamma^\sigma (1-\gamma_5) s \frac{g^{\mu\sigma}}{k^2 - M_W^2} \frac{g^{\nu\rho}}{k^2 - M_W^2}) \tag{1.101}$$

La lagrangiana efficace é data da [11]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{-G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi 16 \sin^2\theta_W} \overline{b}\gamma^\mu (1-\gamma_5) s \overline{b}\gamma_\mu (1-\gamma_5) s \sum_{i,j} \xi_i \xi_j f(x_i, x_j) \tag{1.102}$$

Una buona approssimazione per la parte dispersiva $M_{12} = \left\langle B^0 \right| - \mathcal{L}_{eff} \left| \overline{B}^0 \right\rangle$ risulta:

$$M_{12} = \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi 16 \sin^2\theta_W} \frac{8}{3} f_B^2 \frac{m_B^2}{2m_B} B_B \xi_t^2 \left[f(x_t, x_t) - 2f(x_t, x_u)\right]$$
$$+ \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi 16 \sin^2\theta_W} \frac{8}{3} f_B^2 \frac{m_B^2}{2m_B} B_B \xi_t^2 f(x_u, x_u) \tag{1.103}$$

Per calcolare invece la parte assorbitiva dell' hamiltoniana efficace si considerano i diagrammi a box tagliati, cioé i propagatori relativi alle particelle dentro ai loop vengono sostituiti con delle δ sullo spazio delle fasi [12]:

$$\Gamma_{12} = \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi 16 \sin^2\theta_W} \frac{8}{3} f_B^2 \frac{m_B^2}{2m_B} B_B \sum_{ij=u,c} \xi_i \xi_j g(x_i, x_j, x_b) \tag{1.104}$$

Poiché g é una funzione che varia poco passando dal quark up al quark charm, si ha:

$$\sum_{ij=u,c} \xi_i \xi_j g(x_i, x_j, x_b) \simeq g \sum_{ij=u,c} \xi_i \xi_j = g \xi_t \xi_t \tag{1.105}$$

E quindi si trova per Γ_{12} la seguente approssimazione:

$$\Gamma_{12} = \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi 16 \sin^2\theta_W} \frac{8}{3} f_B^2 \frac{m_B^2}{2m_B} B_B g \xi_t \xi_t \tag{1.106}$$

Confrontando le equazione 1.103 e 1.106 si possono trarre delle importanti conclusioni:

a) Poiché in prima approssimazione $g \propto m_b^2$:

$$\begin{aligned} M_{12} &\propto \xi_t'^2 \left[f\left(x_t, x_t\right) - 2f(x_t, x_u) + f(x_u, x_u)\right] &(1.107)\\ \Gamma_{12} &\propto \xi_t'^2 m_b^2 &(1.108)\end{aligned}$$

Γ_{12} e M_{12} hanno perció la stessa fase e quindi la violazione di CP superweak non é osservabile in tale sistema [10]; ricordo a tal proposito che invece la prima evidenza di violazione di CP é stata proprio quella superweak nel sistema dei K^0 [13].

b) Vista la dipendenza dalla massa del quark top in M_{12} e del quark beauty in Γ_{12} si ha che $\Gamma_{12} \ll M_{12}$.

Per evidenziare la loro grande differenza in massa, indicheró gli autostati dell' hamiltoniana efficace con $|B_L\rangle$ e $|B_H\rangle$ (light e heavy):

$$|B_L\rangle = p\left|B^0\right\rangle + q\left|\overline{B}^0\right\rangle \tag{1.109}$$

$$|B_H\rangle = p\left|B^0\right\rangle - q\left|\overline{B}^0\right\rangle \tag{1.110}$$

dove:

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^\star - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^\star}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \tag{1.111}$$

Sostituendo le espressioni trovate per Γ_{12} e M_{12} si ha che, in buona approssimazione:

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{\xi_t^\star}{\xi_t} \quad \text{ovvero} \tag{1.112}$$

$$\left|\frac{q}{p}\right| \simeq 1 \tag{1.113}$$

Inoltre gli autostati inoltre $|B_L\rangle$ e $|B_H\rangle$ evolvono nel tempo secondo:

$$|B_L\left(t\right)\rangle = e^{-i\left(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L\right)t}\,|B_L\left(0\right)\rangle \tag{1.114}$$

$$|B_H\left(t\right)\rangle = e^{-i\left(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H\right)t}\,|B_H\left(0\right)\rangle \tag{1.115}$$

Si puó quindi valutare, ad esempio, l' evoluzione temporale di un fascio iniziale di puri $|B^0\rangle$:

$$\left|B^0_{phys}(0)\right\rangle = \left|B^0\right\rangle = \frac{1}{2p}\left(|B_L(0)\rangle + |B_H(0)\rangle\right) \tag{1.116}$$

che al tempo t diventa:

$$\begin{aligned} \left|B^0_{phys}(t)\right\rangle &= \frac{1}{2p}\left(|B_L(t)\rangle + |B_H(t)\rangle\right) \\ &= \left(f_+(t)\left|B^0\right\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)\left|\overline{B}^0\right\rangle\right) \end{aligned} \tag{1.117}$$

dove:

$$f_+(t) = e^{-\frac{t\Gamma}{2}}e^{-iMt}\cos\frac{\Delta mt}{2} \tag{1.118}$$

$$f_-(t) = e^{-\frac{t\Gamma}{2}}e^{-iMt}i\sin\frac{\Delta mt}{2} \tag{1.119}$$

con $M = \frac{M_H+M_L}{2}$ e $\Gamma = \Gamma_H = \Gamma_L$.
Analogamente lo sviluppo temporale di uno stato iniziale puro $\left|\overline{B}^0\right\rangle$ ha la seguente espressione:

$$\left|\overline{B}^0_{phys}(t)\right\rangle = \left(f_+(t)\left|\overline{B}^0\right\rangle + \frac{p}{q}f_-(t)\left|B^0\right\rangle\right) \tag{1.120}$$

Le precedenti equazioni sono particolarmente interessanti sia perché, come si vedrá in dettaglio nel capitolo successivo, dalla misura del numero di mesoni che hanno oscillato é possibile determinare Δm, sia perché da esse si determinano le espressioni delle asimmetrie dei decadimenti dei B^0 in autostati di CP ($\Longrightarrow$ *violazione di CP*).
Definendo infatti:

$$\begin{aligned} A &= \left\langle f_{CP}\left|T_w\right|B^0\right\rangle \\ \overline{A} &= \left\langle f_{CP}\left|T_w\right|\overline{B}^0\right\rangle \\ \hat{\lambda} &= \frac{q}{p}\frac{\overline{A}}{A} \end{aligned}$$

dove T_w é la matrice di transizione dell' interazione debole, si trova che :

$$\left\langle f_{CP} \left| T_w \right| B^0_{phys}(t) \right\rangle = A \left(f_+ (t) + \hat{\lambda} f_- (t) \right) \tag{1.121}$$

$$\left\langle f_{CP} \left| T_w \right| \overline{B}^0_{phys}(t) \right\rangle = A \frac{p}{q} \left(f_- (t) + \hat{\lambda} f_+ (t) \right) \tag{1.122}$$

Da cui l' espressione dell' asimmetria normalizzata dipendente dal tempo [14]:

$$\begin{aligned} a_{fCP} &= \frac{\left| \left\langle f_{CP} \left| T_w \right| B^0_{phys}(t) \right\rangle \right|^2 - \left| \left\langle f_{CP} \left| T_w \right| \overline{B}^0_{phys}(t) \right\rangle \right|^2}{\left| \left\langle f_{CP} \left| T_w \right| B^0_{phys}(t) \right\rangle \right|^2 + \left| \left\langle f_{CP} \left| T_w \right| \overline{B}^0_{phys}(t) \right\rangle \right|^2} \\ &= \frac{\left(1 - \left| \hat{\lambda} \right|^2 \right) \cos \left(\Delta m t \right) - 2 Im \hat{\lambda} \sin \left(\Delta m t \right)}{1 + \left| \hat{\lambda} \right|^2} \end{aligned} \tag{1.123}$$

L' importanza dell' equazione precedente risiede nel fatto che essa permette di determinare $Im\hat{\lambda}$ da una misura di asimmetria, e poiché $Im\hat{\lambda}$ é direttamente collegata agli elementi della matrice CKM che contribuiscono ai processi che si considerano, é chiaro come le misure di asimmetria costituiscano un validissimo test al Modello Standard.

Capitolo 2

La fisica del mesone B_s^0 a LEP

2.1 Evidenze di B_s^0

La prima evidenza sperimentale dell' esistenza del mesone B_s^0 é stata trovata alla $\Upsilon(5S)$ dalla collaborazione CUSB a CESR [15]; mentre i primi studi con statistica sufficientemente elevata sono stati fatti agli esperimenti di LEP [16], tramite i decadimenti semileptonici identificati dalla presenza, nello stesso emisfero, di un D_s e di un leptone di segno opposto ed elevato impulso trasversale rispetto alla direzione del quark b iniziale:

$$B_s^0 \longrightarrow D_s^- l^+ \nu_l \tag{2.1}$$

Fino ad oggi i mesoni B_s^0 sono stati prodotti in grande quantitá solo ai due collider Tevatron e LEP (nella prima fase i cui i fasci di elettroni e positroni s' incontravano ad un' energia nel centro di massa pari alla massa della Z^0):

- ⋆ Al collider adronico $p\overline{p}$ Tevatron, su cui operano i rivelatori CDF e D0, la sezione d' urto dei quarks beauty é piuttosto elevata ($\simeq 20\ \mu b$), ma la presenza di un notevole fondo limita lo studio del B_s^0 ai soli decadimenti in cui vengono prodotti leptoni ad alto impulso perpendicolare alla direzione del fascio (cioé decadimenti semileptonici o con una J/ψ nello stato finale).

* A LEP circa il 15% dei decadimenti della Z^0 é costituito da coppie di quarks $b\overline{b}$ che, tramite il processo di frammentazione, danno origine ad ogni tipo di adrone contenente tale quark.

Gli adroni B hanno a LEP sufficiente β relativistico da poter percorrere distanze dell' ordine di $2-3\ mm$ prima di decadere: i vertici di decadimento sono quindi sufficientemente lontani dal vertice di produzione da poter essere ricostruiti ed utilizzati per la selezione del campione.
La statistica di dati raccolta da ciascun esperimento, nella prima fase di LEP, ammonta a circa $4,000,000$ decadimenti adronici della Z^0 ($Z^0 \longrightarrow q\overline{q}$), che corrisponde a $\approx 200,000$ B_s^0 prodotti.
Questo campione ha consentito uno studio approfondito delle proprietá di produzione e decadimento del mesone B_s^0, tramite lo studio sia di decadimenti totalmente ricostruiti (essenziali per la misura della massa), sia di decadimenti parzialmente ricostruiti, come per esempio i decadimenti semileptonici.
In questo capitolo mi concentreró sullo studio del mesone B_s^0 a LEP: descriveró inizialmente il meccanismo di produzione dei quarks beauty, la formazione degli adroni B ed i loro decadimenti, concludendo con le previsioni teoriche sulla vita media e oscillazione dei mesoni B_s^0, che costituiscono l' oggetto dell' analisi sperimentale da me svolta all' esperimento DELPHI.

2.2 Produzione dei quarks beauty

I fasci di elettroni e positroni s' incontravano nella prima fase di LEP ad un' energia nel centro di massa pari alla massa del bosone Z^0 ($91.187\ GeV/c^2$ [1]); a tale energia, l' annichilazione e^+e^- in Z^0 é ovviamente favorita rispetto a quella in fotone.
Dalla lagrangiana neutra del Modello Standard, Eq. 1.25, si puó ricavare l' espressione della larghezza parziale del vertice di produzione $Z^0 \longrightarrow f\overline{f}$:

$$\Gamma_f = CN\frac{G_F M_Z^3}{24\pi\sqrt{2}}\left[g_a^2 + g_v^2\right] \tag{2.2}$$

dove C é il fattore dello spazio delle fasi, N é il fattore di colore che vale 1 per i leptoni e $3(1+\frac{\alpha_s}{\pi})$ per i quarks (includendo anche le correzioni di QCD), e

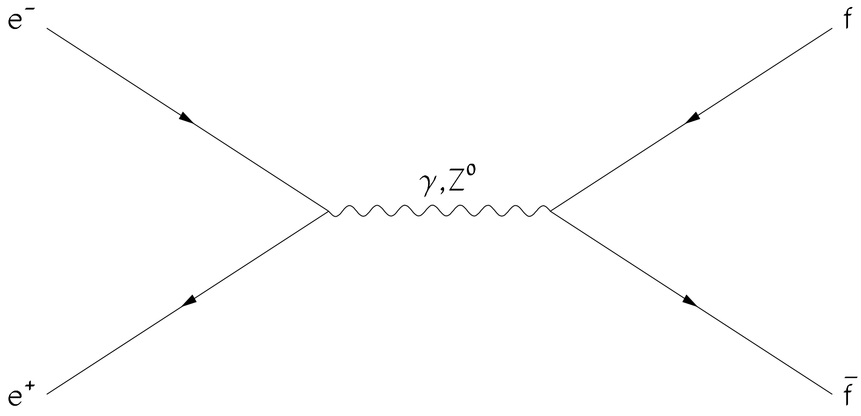


Figura 2.1: *Decadimento della Z^0.*

le costanti di accoppiamento assiale e vettoriale sono cosí definite:

$$g_a = 2T_3 \tag{2.3}$$
$$g_v = 2(T_3 - 2q\sin^2\theta_W) \tag{2.4}$$

dove T_3 é la terza componente dell' isospin debole e q é il valore assoluto della carica dei fermioni prodotti.
A causa del fattore di colore i decadimenti adronici della Z^0 (cioé in coppie di quarks) sono dominanti ed ammontano a circa il 71% del totale.
Inoltre se i quarks prodotti sono dei "beauty", g_a e g_v valgono rispettivamente:

$$g_a = -1 \tag{2.5}$$
$$g_v = 2(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W) \tag{2.6}$$

e dall' equazione 2.2 si trova che la larghezza di decadimento della Z^0 in coppie di quarks $b\overline{b}$ é predetta essere:

$$\Gamma(Z^0 \longrightarrow b\overline{b}) \simeq 360\ MeV \tag{2.7}$$

Tenendo conto anche delle correzioni elettrodeboli, dovute principalmente ai processi con scambio di quark top virtuale, e conoscendo la massa del top misurata a CDF [7] e D0 [8] si ottiene la previsione [17]:

$$\frac{\Gamma_{b\overline{b}}}{\Gamma_{had}} = 0.2155 \pm 0.0005$$

che é in buon accordo con le ultime misure fatte ai quattro esperimenti di LEP e presentati alla conferenza di Varsavia del luglio 1996 [18].

2.3 Adronizzazione dei quarks beauty

Il processo che dá origine alla formazione degli adroni osservabili nello stato finale, a partire dai quarks prodotti dalla Z^0, viene detto "frammentazione o adronizzazione".
Questo processo non puó essere calcolato con la QCD perturbativa perché coinvolge basse scale di energie alle quali α_s é elevata: sono stati, quindi, sviluppati un grande numero di modelli fenomenologici.
Dai quarks beauty hanno origine a LEP i seguenti adroni: i mesoni $B_d^0(\overline{b}d)$, $B^+(\overline{b}u)$, $B^-(b\overline{u})$, $B_s^0(\overline{b}s)$ ed i barioni di cui il piú leggero e meglio conosciuto sperimentalmente é $\Lambda_b(bud)$.
Il diagramma in Fig. 2.2 é una rappresentazione schematica del modo in cui un quark "nudo" Q dá origine a un mesone $(Q\overline{q})$ tramite la produzione di coppie quark-antiquark (in realtá costituite solo da quarks leggeri).
Normalmente si parametrizza il processo di frammentazione con una funzione di probabilitá $f(z)$, dove z é la frazione di energia e d' impulso longitudinale portato via al quark di partenza dall' adrone:

$$z = \frac{(E + p_{//})_{hadron}}{(E + p_{//})_{quark}} \tag{2.8}$$

Argomenti cinematici suggeriscono che la funzione di frammentazione per quarks pesanti sia maggiore di quella dei quarks leggeri per elevati valori di

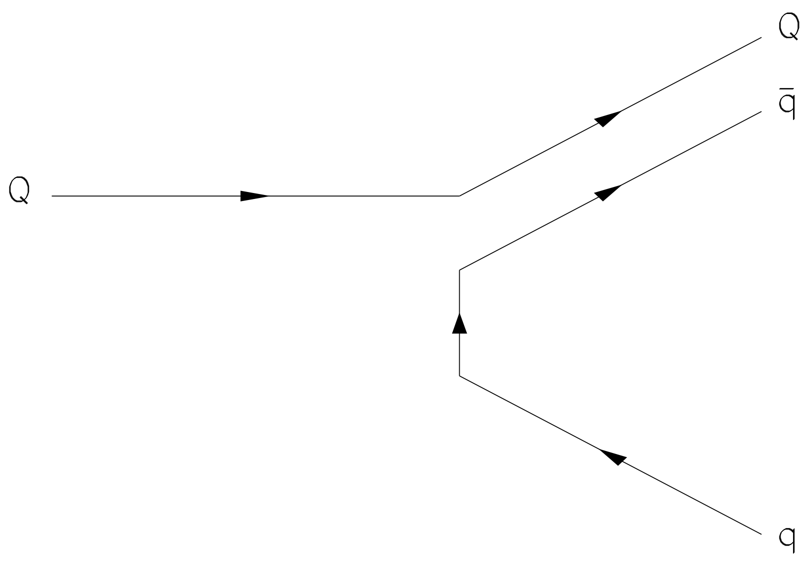


Figura 2.2: *Rappresentazione schematica del processo di frammentazione.*

z [19].
Una delle parametrizzazioni maggiormente utilizzate per i quarks pesanti é stata suggerita da Peterson [20]:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{(1-z)})^2} \tag{2.9}$$

dove ε é un parametro misurabile che dipende dal tipo di quark pesante contenuto nell' adrone.
Le simulazioni Monte Carlo sviluppate per riprodurre il processo di adronizzazione si basano, in realtá, su metodi iterativi e probabilistici [21]; l' adronizzazione viene usualmente divisa in due fasi:

1) i quarks prodotti dalla Z^0 emettono gluoni che a loro volta decadono in coppie di quarks $q\overline{q}$, dando cosí origine a una "cascata" di quarks. Questa prima fase termina quando le energie coinvolte scendono sotto la soglia di applicabilitá delle teorie perturbative;

2) inizia quindi il processo di frammentazione vero e proprio, secondo uno dei modelli fenomenologici proposti.
In questa fase la produzione di quarks pesanti é fortemente soppressa: si prevede, infatti, che le probabilitá di produzione di coppie $q\bar{q}$ con $q = (u, d, s, c)$ stiano nelle seguenti proporzioni:

$$u : d : s : c \sim 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \tag{2.10}$$

I valori di probabilitá (f_H^b) che un quark b adronizzi in un adrone H, usualmente utilizzati nelle analisi sperimentali, sono [22]:

$$f_{B^+}^b = 0.40 \pm 0.04 \tag{2.11}$$
$$f_{B_d^0}^b = 0.40 \pm 0.04 \tag{2.12}$$
$$f_{B_s^0}^b = 0.12 \pm 0.04 \tag{2.13}$$
$$f_{baryons}^b = 0.08 \pm 0.04 \tag{2.14}$$

2.4 Decadimenti degli adroni con beauty

Il Modello Standard, come si é visto nel primo capitolo, descrive accuratamente i decadimenti dei quarks; tuttavia per passare dalla descrizione in termini di quarks a quella in termini di adroni osservabili, occorre affrontare il problema dello stato legato di QCD (il quark é infatti "confinato" dentro all' adrone).
Poiché il problema non é risolvibile esattamente, é necessario ricorrere a modelli fenomenologici come il "Modello a quark spettatore"' o la "Heavy Quark Effective Theory" o la "QCD sul reticolo".
Secondo il Modello a quark spettatore, che dei tre é il piú semplice, solo il quark pesante contenuto nell' adrone decade tramite l' interazione debole, mentre il quark (o la coppia di quarks) leggero non partecipa al processo, rimanendo quindi come puro "spettatore".
La larghezza totale di decadimento di un qualunque adrone B sará quindi data dalla somma dei contributi per le transizioni $b \longrightarrow c$ e $b \longrightarrow u$, rappresentati in Fig. 2.3, ognuno dei quali a sua volta contiene una parte corrispondente al decadimento adronico ed un' altra per quello semileptonico:

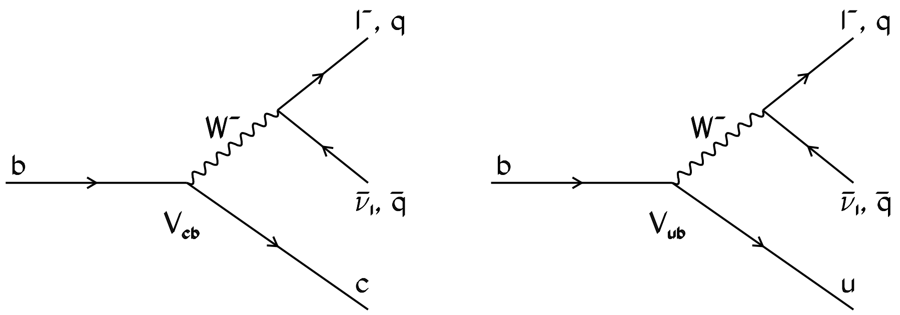


Figura 2.3: *Modello a quark spettatore.*

$$\begin{aligned}\Gamma_{tot} &= \sum_{q=u,c} \Gamma(b \longrightarrow q) \\ \Gamma(b \longrightarrow q) &= \Gamma_{sl}(b \longrightarrow q) + \Gamma_{hadr}(b \longrightarrow q)\end{aligned}$$

L' elemento di matrice per il decadimento semileptonico é dato dalla seguente espressione:

$$M_{sl}(b \longrightarrow q) = \frac{-G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} \overline{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e \qquad (2.15)$$

Quadrando M_{sl} e integrando sullo spazio delle fasi, si ottiene la larghezza del decadimento semileptonico:

$$\Gamma_{sl}(b \longrightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \left| V_{qb} \right|^2 I(\varepsilon) \qquad (2.16)$$

dove $I(\varepsilon)$ é il fattore dello spazio delle fasi che puó essere cosí sviluppato:

$$I(\varepsilon) = 1 - 8\varepsilon^2 + \varepsilon^6 - \varepsilon^8 - 24\varepsilon^4 \log \varepsilon \qquad (2.17)$$

con $\varepsilon = \frac{m_q}{m_b}$ e $I(\varepsilon) \simeq 0.5$ per $(b \longrightarrow u)$, mentre $I(\varepsilon) \simeq 0.03$ per $(b \longrightarrow c)$. Inoltre $\Gamma_{hadr}(b \longrightarrow q)$, a causa del fattore di colore, é in prima approssimazione pari a tre volte $\Gamma_{sl}(b \longrightarrow q)$.

2.4.1 Vita media: HQET

Secondo il Modello a quark spettatore tutti gli adroni contenenti lo stesso quark pesante dovrebbero avere la stessa vita media; in realtá sono state misurate vite medie molto diverse per i vari adroni charmati:

$$\tau(D^{\pm}) : \tau(D^0) : \tau(D_s^{\pm}) : \tau(\Lambda_c^{\pm}) \simeq 2.5 : 1 : 1 : 0.5 \tag{2.18}$$

Anche per gli adroni con beauty si aspettano scostamenti dal Modello a quark spettatore, ma di minor entitá: la "Heavy Quark Effective Theory", prevede per i B la seguente gerarchia di vite medie:

$$\tau(B^{\pm}) > \tau(B_d^0) \simeq \tau(B_s^0) > \tau(\Lambda_b) \tag{2.19}$$

Le differenze tra le vite medie scalano con la massa del quark pesante come $\frac{1}{m_Q^2}$, e per i B sono previste dell' ordine del 10%. Le cause di tali differenze possono essere capite, almeno qualitativamente, considerando che:

1) nel caso in cui due quarks si trovino nello stesso stato ci puó essere interferenza distruttiva e ció accade, ad esempio, nei decadimenti:

$$B^-(b\bar{u}) \rightarrow c\bar{u}d\bar{u} \quad \text{(Fig. 2.4}-b) \tag{2.20}$$
$$\Lambda_b(bud) \rightarrow c\bar{u}dud \tag{2.21}$$

Poiché non esiste un processo analogo per i mesoni B neutri, ci si aspetta che la vita media di quest' ultimi sia minore

2) per la Λ_b e per i mesoni B^0 bisogna tener conto del contributo dovuto a processi non Cabibbo soppressi con scambio di W (Fig. 2.4–*c)*; in realtá per i mesoni B^0 a causa della conservazione dell' elicitá tali processi contribuiscono poco.

3) per i mesoni $B^{\pm}$ si ha anche il processo di annichilazione (Fig. 2.4–*d)*, ma poiché $|V_{ub}|$ é molto piccolo, esso in realtá contribuisce poco.

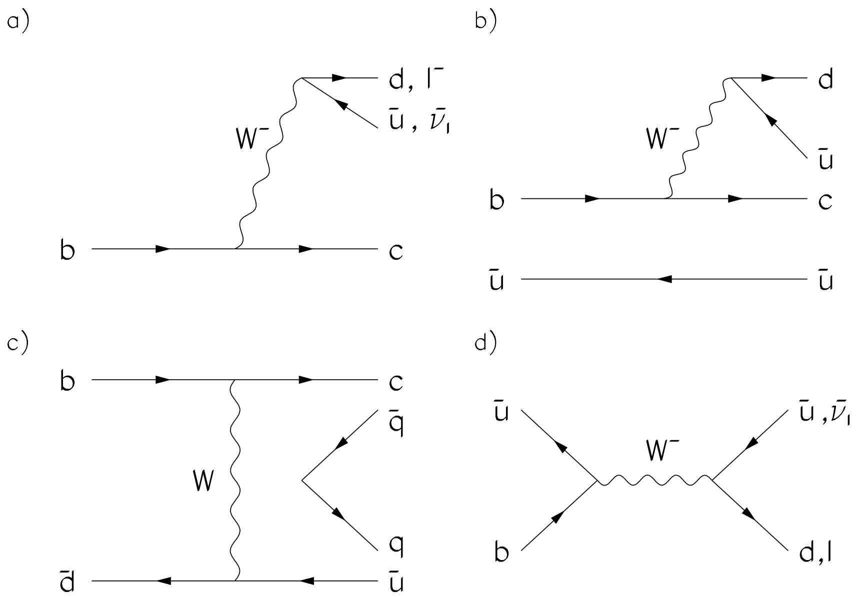


Figura 2.4: *Diagrammi di Feymann per il decadimento di adroni con beauty: a) Decadimento a quark spettatore, b) Interferenza nel decadimento del B^-, c) Decadimento con scambio di W, d) Diagramma di annichilazione.*

Tenendo conto di queste ed altre considerazioni e con l' ausilio della QCD si prevede:

$$\frac{\tau(B^{\pm})}{\tau(B_d^0)} = 1.0 + 0.05\left(\frac{f_B}{200MeV}\right)^2 \tag{2.22}$$

$$\frac{\tau(B_s^0)}{\tau(B_d^0)} \simeq 1.0 \tag{2.23}$$

$$\frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B_d^0)} \simeq 0.9 \tag{2.24}$$

Per i mesoni neutri inoltre ci si aspetta, a causa del mixing particella–antiparticella, differenze di vita media tra gli autostati dell' interazione debole.

La HQET prevede per i mesoni B_d^0:

$$\frac{\Delta\Gamma(B_d^0)}{\Gamma} < 1\% \tag{2.25}$$

e per i mesoni B_s^0 [23]:

$$\frac{\Delta\Gamma(B_s^0)}{\Gamma} \simeq 0.18 \left(\frac{f_{B_s^0}}{200\ MeV}\right)^2 \tag{2.26}$$

In questo lavoro di tesi ho misurato la vita media dei mesoni B_s^0 che, oltre ad avere una notevole importanza per la verifica dell' esattezza delle previzioni della HQET, ha permesso di accertarsi dell' accuratezza della ricostruzione del tempo di decadimento del B_s^0, necessaria per poter affrontare lo studio dell' oscillazione dipendente dal tempo.

2.4.2 Mixing $B_s^0 - \overline{B}_s^0$

Nel par. 1.4, si é visto come il meccanismo del mixing $B^0 - \overline{B}^0$ sia descritto dal Modello Standard.
In particolare ricordo l' espressione dell' evoluzione temporale di uno stato che al tempo $t = 0$ é un puro stato $|B^0\rangle$ (Eq.1.117):

$$\left|B^0_{phys}(t)\right\rangle = \left(f_+(t)\left|B^0\right\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)\left|\overline{B}^0\right\rangle\right) \tag{2.27}$$

Da questa equazione si puó calcolare una quantitá particolarmente importante dal punto di vista sperimentale, cioé la probabilitá di trovare, a partire da un fascio iniziale di puri $|B^0\rangle$, uno stato puro $|B^0\rangle$ al tempo t:

$$P_{nomix}(B^0 \longrightarrow B^0) = \left|\left\langle B^0|B^0_{phys}(t)\right\rangle\right|^2 = \frac{1}{2\tau_b}e^{-t/\tau_b}(1 + \cos\Delta mt) \tag{2.28}$$

analogamente la probabilitá di trovare un puro stato $\overline{B}^0$ al tempo t é:

$$P_{mix}(B^0 \longrightarrow \overline{B}^0) = \left|\left\langle \overline{B}^0|B^0_{phys}(t)\right\rangle\right|^2 = \frac{1}{2\tau_b}e^{-t/\tau_b}(1 - \cos\Delta mt) \tag{2.29}$$

Definendo $x_{d,s} = \Delta m_{d,s}\ \tau_{B^0_{d,s}}$, l' integrale della probabilitá di oscillazione determina il parametro di oscillazione integrato nel tempo:

$$\chi_{d,s} = \frac{x^2_{d,s}}{2(1+x^2_{d,s})} \tag{2.30}$$

Mentre alla $\Upsilon(4S)$ dalla misura di χ_d si puó calcolare con buona accuratezza x_d, al picco della Z^0 ció non é possibile, in quanto sono prodotti sia B^0_d che B^0_s e quindi:

$$\chi = f_{B^0_d}\chi_d + f_{B^0_s}\chi_s \tag{2.31}$$

é affetto dalle incertezze teoriche sui parametri di produzione dei mesoni B^0_d e B^0_s.
Inoltre dall' equazioni 2.30 risulta che χ é poco sensibile a grandi valori di x, quale é x_s; é quindi essenziale, per conoscere Δm_s, studiare l' oscillazione dipendente dal tempo.
Nella mia analisi ho trovato in realtá solo delle zone di esclusione per x_s, in quanto la statistica e l' accuratezza sul tempo di decadimento ricostruito, ottenibile a LEP (e ancor meno a Tevatron), non sono sufficienti per arrivare ad una misura di x_s.
Come é giá stato notato, il valore di Δm_s é previsto molto elevato, in realtá si puó avere un' idea piú precisa dei possibili valori che secondo il Modello Standard puó assumere Δm_s calcolando la distribuzione di probabilitá per le variabili ρ e η a partire dalle incertezze teoriche e sperimentali associate alle 3 importanti quantitá espresse dalle equazioni 1.83, 1.84, 1.86 ([24]):

$$\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|, \quad |\epsilon_k|, \quad \Delta m_d$$

La procedura seguita puó essere cosí sintetizzata:

- ⋆ si estrae un punto da una distribuzione nel piano (ρ, η);
- ⋆ si determinano i valori per i diversi parametri che compaiono nelle equazioni di $\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|$, $|\epsilon_k|$ Δm_d, utilizzando generazioni casuali di distribuzioni gaussiane;
- ⋆ con le suddette quantitá si calcolano i valori "attuali" delle tre equazioni e si confrontano con i valori misurati;

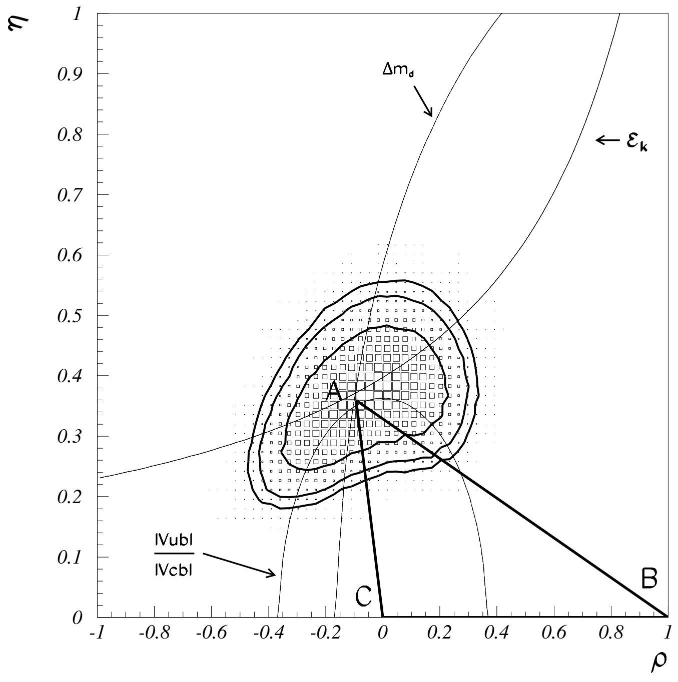


Figura 2.5: *Distribuzione della densitá di probabilitá nel piano (ρ, η): i contorni corrispondono al* 68%, 90%, 95% *del livello di confidenza.*

- $\star$ si assegna quindi un peso, assumendo che gli errori sperimentali siano distribuiti in modo gaussiano: per esempio il peso corrispondente al limite derivante dalla misura di Δm_d é cosí definito:

$$w^i(\Delta m_d) \propto \exp -((\Delta m_d(meas.) - \Delta m_d(A^i, \rho^i, \eta^i, f^i_{B_d}, B^i_{B_d}, m^i_t, \eta^i_{B_d}))^2/2\sigma^2(\Delta m_d)) \qquad (2.32)$$

  dove $\sigma(\Delta m_d)$ é l' errore sperimentale di Δm_d.
  Il peso finale é uguale al prodotto dei diversi pesi ottenuti per le tre equazioni;

- $\star$ la somma dei pesi sul piano (ρ, η) viene normalizzata e si trovano i contorni relativi al 68%, 90% e 95% del livello di confidenza riportati nella Fig. 2.5.

Inoltre utilizzando l' Eq. 1.87 di $\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s}$ ed i pesi precedentemente calcolati si puó determinare la distribuzione della densitá di probabilitá per Δm_s riportata nella Fig. 2.6.
Si noti che il 68% di livello di confidenza corrisponde all'intervallo per Δm_s compreso tra 6–11 ps^{-1}, e proprio in tale intervallo cade, come si vedrá nel seguito, il limite trovato dalla combinazione della mia analisi con le altre di DELPHI: sembra quindi che non siamo troppo lontani dal poter effettuare una misura vera e propria di Δm_s.

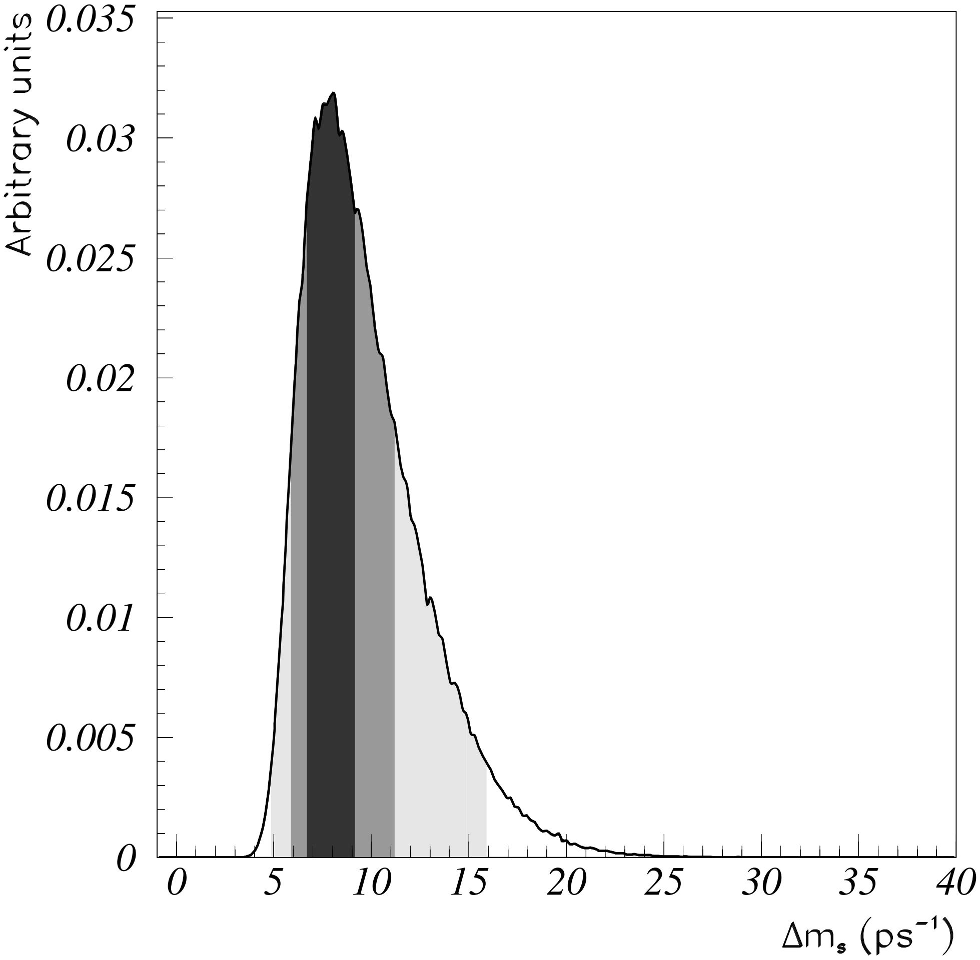


Figura 2.6: *Distribuzione della densitá di probabilitá per Δm_s: i contorni corrispondono al* 38%, 68%, 95% *del livello di confidenza.*

Capitolo 3

Il rivelatore DELPHI: ricostruzione della traiettoria delle particelle e loro identificazione

3.1 Introduzione

DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) é uno dei quattro rivelatori di LEP (Large Electron Positron collider) e presenta come caratteristiche principali un' ottima ricostruzione tridimensionale della traiettoria delle particelle ed una buona identificazione di particelle su tutto l' angolo solido. Nella Fig. 3.1 é schematizzato il rivelatore, che é sostanzialmente un cilindro di 5.2 m di raggio situato attorno all' asse dei fasci di LEP e chiuso alle estremitá da due "end-caps" mobili per permettere l' accesso ai vari sottorivelatori.
In questo capitolo forniró una sommaria descrizione dei rivelatori di DELPHI maggiormente utilizzati nella mia analisi, descrivendo anche gli algoritmi sviluppati per l' indentificazione di particelle: per ulteriori dettagli si veda [25]. Utilizzeró in seguito per la regione centrale un sistema di coordinate cilindri-

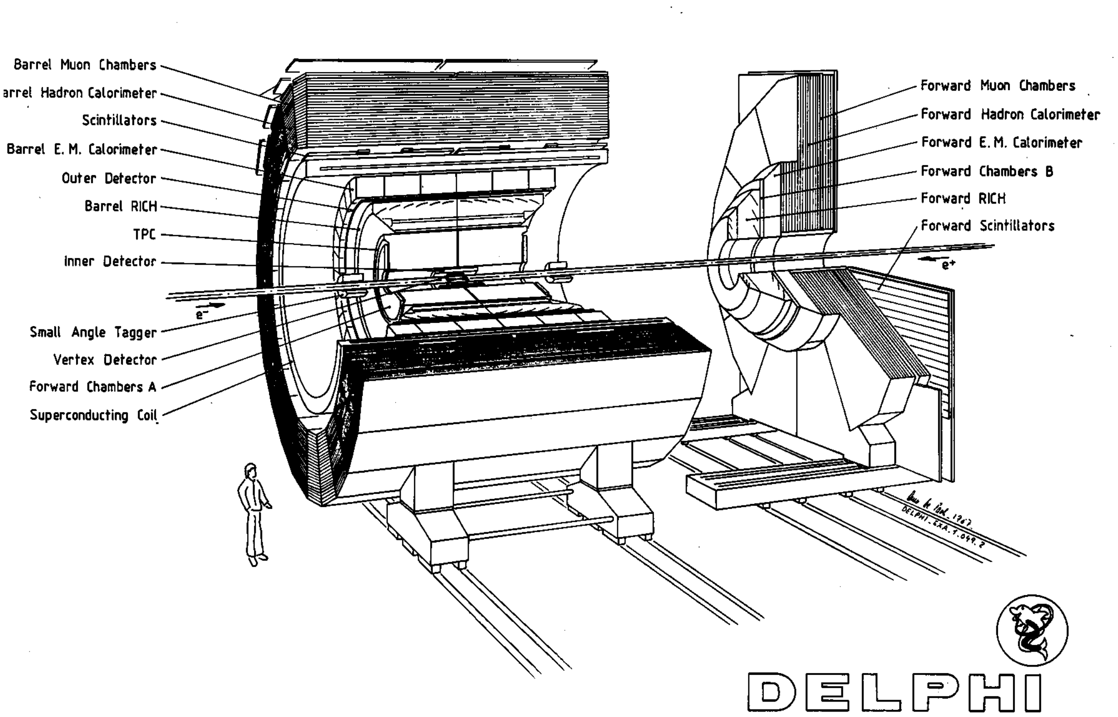


Figura 3.1: *Schema del rivelatore DELPHI.*

che $R, R\phi, z$, in cui l' asse z coincide con la direzione del fascio degli elettroni e $R\phi$ rappresenta la distanza lungo la superficie di raggio R a partire dall' angolo azimutale ϕ (l' angolo polare verrá indicato con θ), mentre per gli end-caps un sistema di coordinate ortogonali (x, y, z) in cui l' asse x é rivolto verso il centro di LEP.

3.2 Sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento di DELPHI é costituito da un numero relativamente grande di rivelatori indipendenti, che forniscono la ricostruzione della traiettoria delle particelle e la misura del loro impulso su tutto l' angolo solido, ingredienti questi essenziali per qualunque analisi fisica.
Riassumeró brevemente le caratteristiche dei vari rivelatori di posizione e le prestazioni del sistema di tracciamento nel suo insieme.

3.2.1 Rivelatore di vertice: Microvertex Detector

Il rivelatore di vertice permette la ricostruzione della traiettoria delle particelle cariche vicino al vertice d' interazione dei fasci, di conseguenza esso é particolarmente utile per lo studio delle particelle con beauty, il cui vertice di decadimento é sufficientemente lontano da quello primario da poter essere ricostruito.
Il Microvertex Detector di DELPHI (in Fig. 3.2) consiste in tre layers cilindrici coassiali di raggi 6.3, 9, e 10.9 cm.
Ciascun layer é costituito da 24 moduli, ciascuno a 4 rivelatori a microstrip al silicio (con strip parallele all' asse z e distanti 25 μm l' una dall' altra), con una sovrapposizione in ϕ tra i moduli stessi del $\simeq 10$ %.
Nel 1994 i rivelatori originali del 1° e 3° layer sono stati sostituiti con delle microstrip "double–sided", in cui le strip sono mutuamente ortogonali e disposte sulle facce opposte del rivelatore, fornendo cosí non solo la coordinata $R\phi$ del punto d' impatto della traccia, ma anche la coordinata z.
Il layer piú interno del VD copre la regione angolare in θ compresa tra $(25°, 155°)$, mentre gli altri due coprono l' intervallo $(44°, 136°)$.
La risoluzione intrinseca per singolo "hit" (elemento di traccia) di un layer é pari a $\simeq 7.6$ μm in $R\phi$; poiché la distanza tra le strip di lettura in z é variabile con θ, per ottimizzare cosí il numero di canali dell' elettronica, anche la risoluzione in z dipende dall' angolo d' incidenza della traccia: per $\theta = 90°$, ad esempio, si ha $\sigma(z) = 9$ μm.
Il VD permette di riconoscere le particelle provenienti da adroni pesanti tramite la misura del loro parametro d' impatto δ, definito come la minima distanza della traccia dal punto di collisione primaria. La risoluzione sul parametro d' impatto fornita dal VD puó essere parametrizzata nel modo

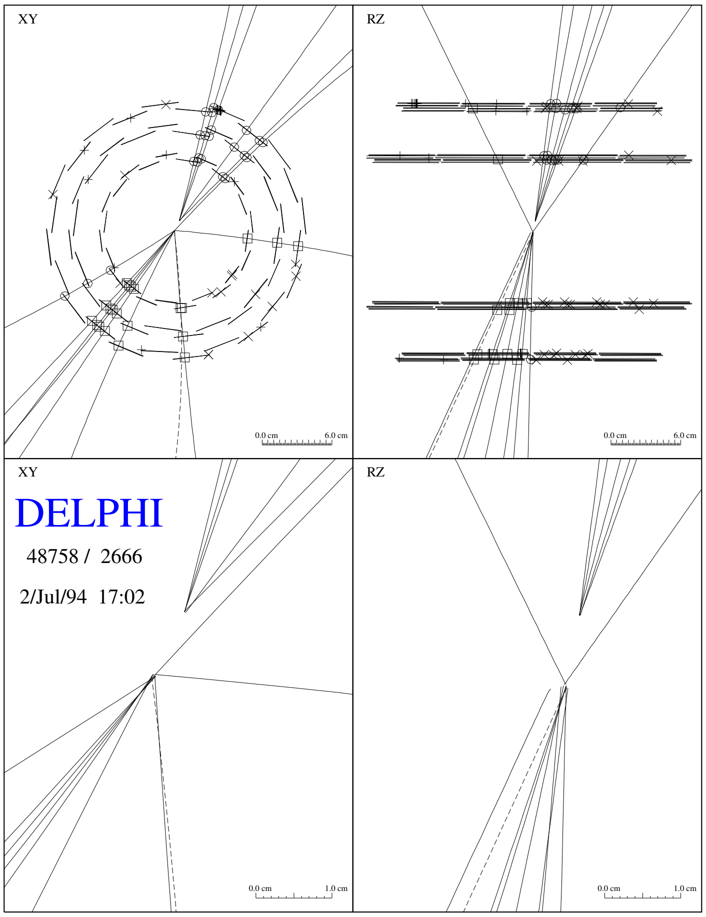


Figura 3.2: *Proiezioni xy e Rz di un decadimento adronico della Z^0 visto nel VD di DELPHI. I circoli ed i quadratini rappresentano i punti associati alla traccia mentre le croci rappresentano quelli non associati.*

seguente:

$$\sigma^2_{VD}(R\phi) = \left(\frac{\alpha_{ms}}{p\sin^{3/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_0(R\phi)$$
$$\sigma^2_{VD}(z) = \left(\frac{\alpha'_{ms}}{p\sin^{5/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_0(z)$$

dove α_{ms} e α'_{ms} sono gli errori introdotti dal multiplo scattering e σ_0 sono le risoluzioni intrinseche:

$$\begin{aligned}
\alpha_{ms} &= 65\ \mu m\ GeV/c \\
\alpha'_{ms} &= 71\ \mu m\ GeV/c \\
\sigma_0(z) &= 96\ \mu m \quad se\ 45^\circ < \theta < 55^\circ \\
\sigma_0(z) &= 39\ \mu m \quad se\ 80^\circ < \theta < 90^\circ
\end{aligned}$$

3.2.2 Inner Detector

L' Inner Detector, costituito da due cilindri concentrici di raggio 11.8 *cm* e 28 *cm* (Fig. 3.3), viene utilizzato sia per la ricostruzione delle tracce appena fuori del VD sia come trigger veloce dell' esperimento. Il rivelatore piú interno ha la geometria tipica di una jet–chamber, costituita da 24 settori azimutali che forniscono 24 punti in $R\phi$ per ogni singola traccia: una traccia con angolo polare compreso tra $(23^\circ, 157^\circ)$ viene rilevata da almeno 10 fili anodici.
La parte esterna che circonda la jet–chamber é costituita da 5 layers di camere a multifili muniti di 192 fili e catodi circolari, che forniscono una misura sia in $R\phi$ che in z della posizione della traccia in 5 punti.
Utilizzando i decadimenti $Z^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$ si é valutata una precisione sui singoli elementi di traccia pari a:

$$\begin{aligned}
\sigma(R\phi) &= 50\ \mu m \\
\sigma(\phi) &= 1.5\ mrad
\end{aligned}$$

mentre $\sigma(z)$ varia da 0.5 *mm* a 1 *mm* a seconda di θ.
Nel 1995 é entrato in funzione un ID di maggiori dimensioni: la camera piú interna ha esattamente la stessa configurazione di fili della precedente, ma copre la regione angolare compresa tra $(10^\circ, 165^\circ)$.
A circondare la jet–chamber ora ci sono 5 layers cilindrici di straw–tubes che

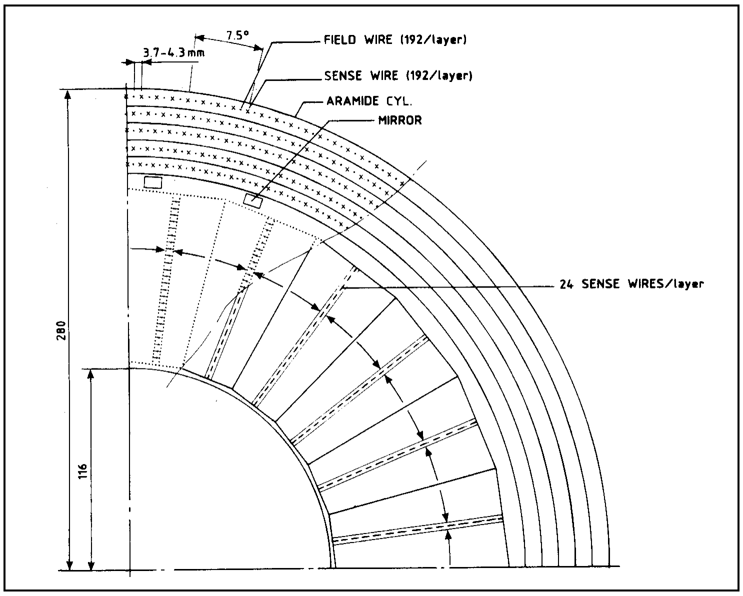


Figura 3.3: *Sezione trasversale dell'Inner Detector.*

hanno sostanzialmente la stessa funzionalitá della MWPC, ma non forniscono piú la coordinata z.
Con questo nuovo ID si é ottenuta una precisione su singolo filo di 85 μm e sugli elementi di traccia risoluzioni pari a $\sigma(R\phi) = 40$ μm e $\sigma(\phi) = 0.89$ $mrad$.

3.2.3 Time Projection Chamber

É il rivelatore tracciante piú importante di DELPHI, esso infatti permette di ricostruire in 3 dimensioni la traiettoria delle particelle, risolvendo anche eventi di topologia complessa.
La TPC, il cui principio di funzionamento si basa sulla perdita di energia per ionizzazione, sintetizza in realtá le prestazioni di una camera a multifili e di una camera a drift. Il rivelatore, rappresentato in Fig. 3.4, é costituito da due cilindri coassiali di raggio rispettivamente 28 cm e 122 cm che coprono la regione polare compresa tra $(20°, 160°)$.
Il volume compreso tra i due cilindri é riempito da una miscela di $Ar - CH_4$

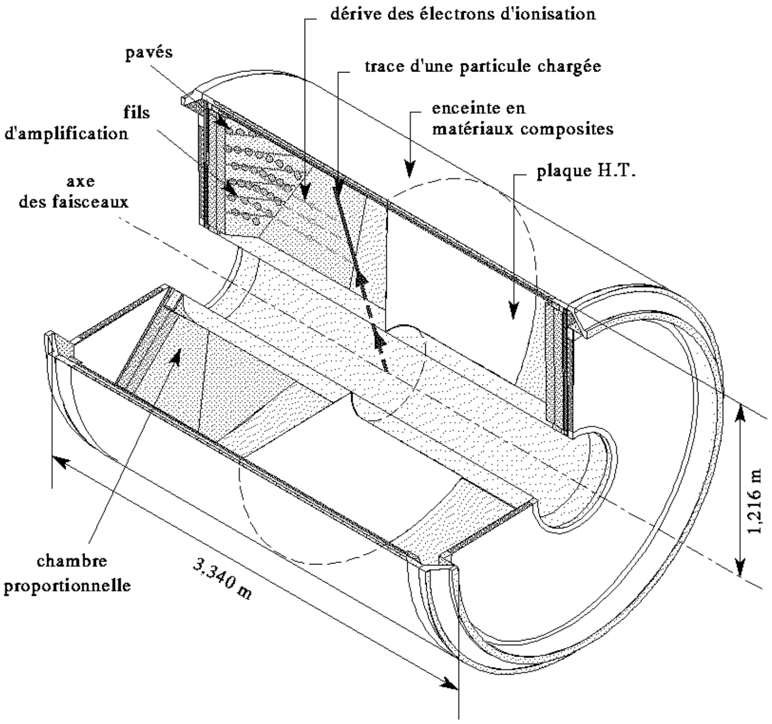


Figura 3.4: *Schema della Time Projection Chamber di DELPHI.*

(80% Ar e 20% CH_4) alla temperatura di 28° ed a pressione atmosferica: la velocitá di drift degli elettroni al suo interno risulta di 66.94 $mm/\mu s$.
Le basi non in comune dei due cilindri sono divise in 6 settori azimutali, ciascuno dei quali é composto da 192 fili di campo e 16 pad circolari di raccolta ad alto potenziale.
Una particella che attraversa la TPC ionizza producendo elettroni liberi di muoversi verso gli end–caps: la coordinata z di una traccia viene quindi ricavata dalla misura del tempo di drift, mentre R e ϕ vengono calcolate dalla posizione dell' anodo colpito e dal segnale indotto sul segmento catodico.
La risoluzione, su singolo hit, per tracce da decadimenti $Z^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$ é 250 μm in $R\phi$ e 880 μm in z, la capacitá di separare due tracce vicine é di

$\simeq 1\ cm$.

3.2.4 Outer Detector

L' Outer Detector, posto tra il RICH ed il calorimetro elettromagnetico, é costituito da 5 layers di tubi di drift, situati a raggi compresi tra ($197\ cm$, $206\ cm$), che forniscono le coordinate $R\phi$ e z nella regione polare compresa tra $(42°, 138°)$.
L' OD inoltre collabora con l' ID per il trigger veloce dell' esperimento in $R\phi$ e z.
Le risoluzioni su singolo punto fornite dall' OD sono:

$$\begin{aligned}\sigma(R\phi) &= 110\,\mu m \\ \sigma(z) &= 3.5\,cm\end{aligned}$$

3.2.5 Forward Chamber A

Le Forward Chamber A si trovano negli end–caps, in corrispondenza con la TPC, ad una distanza media dal punto d' interazione di $|z| = 160\ cm$.
Ciascuna FCA é costituita da 3 moduli di camere a drift, i cui fili anodici sono ruotati di 120° in modo da fornire l' informazione spaziale in 3 diverse direzioni.
La copertura angolare della FCA é pari a $11° < \theta < 32°$ e $148° < \theta < 169°$ e le precisioni su singolo punto sono:

$$\begin{aligned}\sigma(x) &= 290\,\mu m \\ \sigma(y) &= 240\,\mu m \\ \sigma(\theta) &= 8.5\,mrad \\ \sigma(\phi) &= 24\,mrad \qquad (mediato\ \ su\ \ \theta)\end{aligned}$$

3.2.6 Forward Chamber B

La FCB sono sostanzialmente camere a drift situate negli end–caps a una distanza di $|z| = 275\ cm$ dal punto d' interazione e coprenti le regioni angolari:

$11° < \theta < 36°$ e $144° < \theta < 169°$.
Le risoluzioni su singolo punto sono pari a:

$$\begin{aligned}\sigma(xy) &= 150\ \mu m \\ \sigma(\theta) &= 3.5\ mrad \\ \sigma(\phi) &= \frac{4}{\sin\theta}\ mrad\end{aligned}$$

3.2.7 Prestazioni del sistema tracciante

L' impulso delle particelle cariche viene determinato dalla curvatura della loro traiettoria nel campo magnetico di 1.23 T fornito dal solenoide superconduttore.
La componente dell' impulso sul piano $R\phi$ é infatti:

$$p(R\phi) = \frac{q\rho B}{c} \tag{3.1}$$

L' incertezza sulla misura dell' impulso é in realtá determinata sia dalla risoluzione spaziale sui singoli punti rilevati dai traccianti, sia dal numero di punti misurati.
In eventi $Z^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$ é stata valutata la risoluzione sull' impulso misurato nella zona centrale tramite VD, ID, TPC e OD:

$$\sigma(\frac{1}{p}) = 0.57 \cdot 10^{-3}\ \ (GeV/c)^{-1}$$

mentre con TPC, FCA e FCB nella zona in avanti:

$$\sigma(\frac{1}{p}) = 1.31 \cdot 10^{-3}\ \ (GeV/c)^{-1}$$

3.3 Identificazione di adroni carichi

L' identificazione degli adroni carichi viene ottenuta dalla misura della perdita di energia nella TPC e dalle informazioni fornite dal RICH.

3.3.1 Perdita di energia per ionizzazione

La perdita di energia per ionizzazione (per unitá di lunghezza di materiale attraversato) é ben rappresentata, per particelle relativistiche, dalla formula di Bethe–Block:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{3.2}$$

dove:

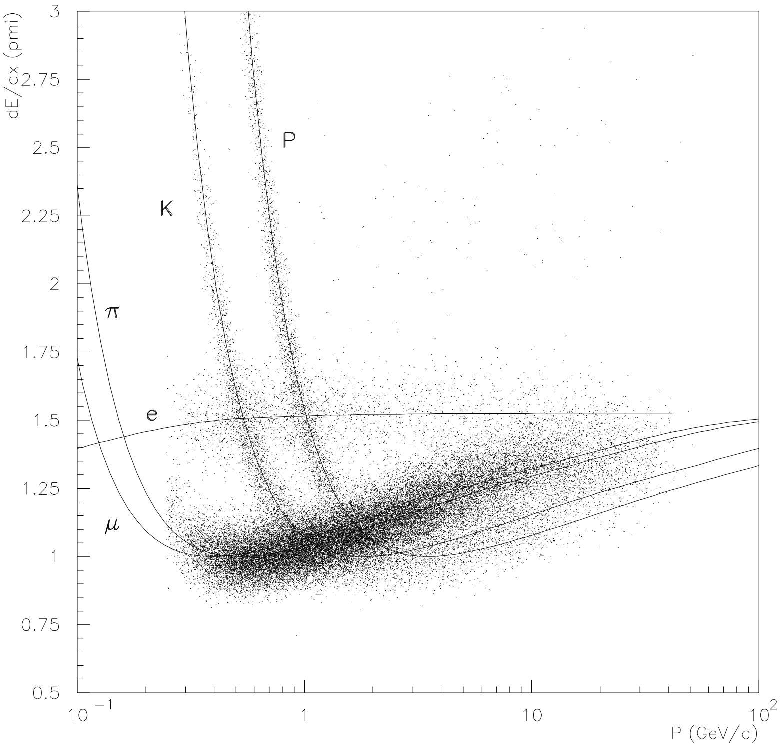


Figura 3.5: *Andamento del dE/dx nella TPC in funzione dell' impulso.*

- $K = 0.3071\ MeV cm^2 g^{-2}$

- z é la carica della particella incidente
- Z ed A sono rispettivamente il numero atomico ed il peso atomico del materiale attraversato
- m_e é la massa dell' elettrone
- I é il potenziale medio di ionizzazione
- $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ della particella incidente
- δ é un parametro di correzione che tiene conto degli effetti di densitá

	tracce in eventi $q\bar{q}$ con:		leptonici
	$0.2 < p < 1\ GeV/c$	$p > 1\ GeV/c$	$p = 45.6\ GeV/c$
barrel ($\vert cos\theta\vert < 0.7$)	82%	61%	97%
forward ($\vert cos\theta\vert > 0.7$)	78%	67%	97%

Tabella 3.1: *Frazione di tracce ricostruite con almeno 30 campionamenti di dE/dx.*

La Fig. 3.5 riporta i valori di $\frac{dE}{dx}$ in funzione di p per i vari tipi di particelle che attraversano la TPC: si noti che il valore del plateu relativistico risulta essere 1.52 ($m.p.i$) e la risoluzione media stimata sui dati é dell' ordine del 7.4 %, il che equivale ad una separazione tra π e K a livello di 1σ, se $p > 2\ GeV/c$. Richiedendo almeno 30 misure della perdita di energia per singola traccia si trovano le efficienze per i vari campioni di dati riportate nella Tab. 3.1.

3.3.2 Rivelatori Ring Imaging Cherenkov

Una delle scelte peculiari di DELPHI é stata quella di affidare l' identificazione delle particelle cariche, oltre che a misure di perdita di energia per ionizzazione, a rivelatori basati sull' effetto Cherenkov, posti sia nella zona centrale (BRICH Fig. 3.6) sia negli end–caps (FRICH: operante solo dal 1994). Una particella carica che attraversa un dielettrico con velocitá maggiore della velocitá della luce in quel mezzo, produce un cono di luce Cherenkov il cui

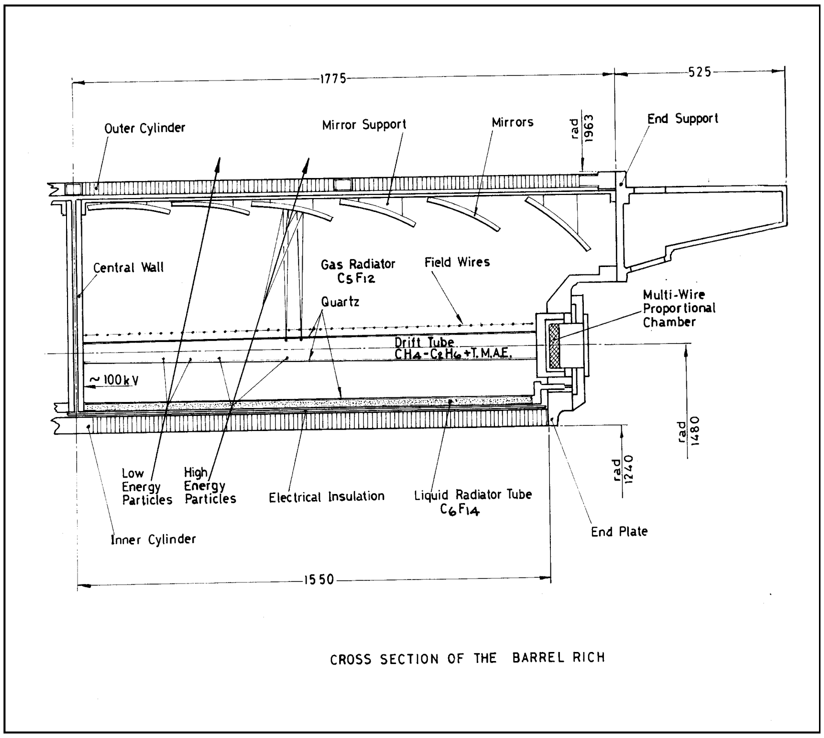


Figura 3.6: *Sezione trasversale del rivelatore Barrel RICH.*

l' angolo di apertura θ_c dipende dalla massa e dall' impulso della particella secondo la relazione:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n}\sqrt{1 + \frac{M^2}{p^2}} \tag{3.3}$$

dove n é l' indice di rifrazione del materiale radiante. Sia nel BRICH sia nei FRICH ci sono due mezzi radianti di differente indice di rifrazione, in modo da identificare le particelle in un ampio intervallo d' impulso: il radiatore liquido é per tutti i rivelatori una miscela di C_6F_{14} che permette di identificare particelle di impulso compreso tra $0.7 < p < 8\ GeV/c$, mentre il rivelatore gassoso é una miscela C_4F_{10} nei FRICH e C_5F_{12} nel BRICH che identifica particelle d' impulso $2.5 < p < 25\ GeV/c$.
I fotoni emessi nei radiatori per effetto Cherenkov vengono o prima riflessi

	B liq	B gas	F liq	F gas
N. fotoel. per traccia	14	8	7	8
Ang. Cherenkov ($mrad$)	666	62.3	675	55
Prec. per fotoel. ($mrad$)	13.3	4.3	11.4	2.5
Prec. per traccia ($mrad$)	5.2	1.5	5.0	1.2

Tabella 3.2: *Numero di fotoelettroni, angoli Cherenkov, e precisioni ottenute nei radiatori liquidi e gassosi del BRICH e dei FRICH.*

da specchi parabolici e poi focalizzati, o focalizzati direttamente in camere a drift (48 nel BRICH e 24 nei FRICH), il cui gas é stato arricchito con un materiale fotoassorbente alle frequenze Cherenkov; l' angolo θ_c viene cosí determinato dalla misura della posizione dei fotoelettroni prodotti.
Il potere d' identificazione del RICH dipende dall' accuratezza della misura dell' angolo θ_c e dal numero di fotoelettroni rilevati: nella Tab. 3.2 sono riportate le risoluzioni sull' angolo θ_c calcolate in eventi $Z^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$.
L' algoritmo d' identificazione degli adroni nel RICH si articola nei seguenti passi:

- ⋆ si determina l' impulso della particella con i rivelatori traccianti;
- ⋆ la traccia ricostruita viene estrapolata fino al RICH;
- ⋆ si calcola il numero di fotoelettroni attesi per 5 ipotesi di massa (e, μ, π, K, p) tenendo conto dell' impulso della traccia e dell' angolo d' incidenza sul rivelatore;
- ⋆ se in corrispondenza della traccia estrapolata si trova un anello di fotoelettroni, si determina θ_c e lo si confronta con il valore atteso nelle 5 ipotesi di massa.

Nella Fig. 3.7 sono riportate le distribuzioni dell' angolo θ_c in funzione dell' impulso per eventi adronici nel gas e nel liquido.
Se invece il numero di fotoelettroni prodotti non é compatibile con la produzione di luce Cherenkov, l' identificazione puó avvenire solo con veto.
Utilizzando entrambe le informazioni (θ_c e veto) l' algoritmo fornisce una

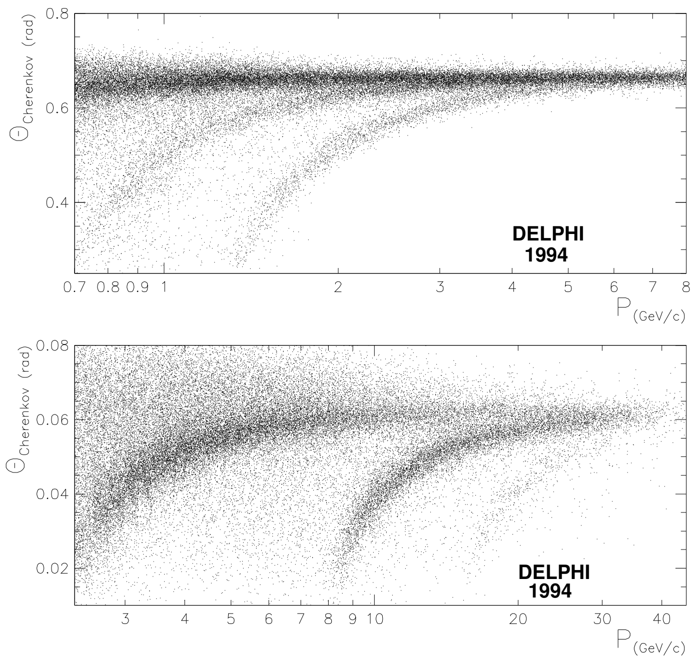


Figura 3.7: *Angolo Cherenkov medio per traccia in funzione del momento per radiatore liquido (in alto) e per radiatore gassoso (in basso).*

risposta positiva o negativa per il riconoscimento di un π e 3 livelli di identificazione per i K e p (loose, standard, tight) le cui efficienze variano dal 70% al 50%, con fattori di reiezione tra 3 e 15.

3.3.3 Identificazione combinata

Nella mia analisi ho in realtá utilizzato un algoritmo d' identificazione che combina le informazioni fornite dalla TPC e dal RICH. Sono stati ridefiniti 3 livelli di identificazione per i protoni e kaoni, con un aumento di efficienza del 10% e raddoppiamento del fattore di reiezione.
É stato inoltre definito un nuovo livello ("very loose") che comprende tutte le

particelle non compatibili con l' ipotesi di pione, utile per un' identificazione, se pur approssimativa, di elevata efficienza.

3.4 Identificazione di elettroni

Gli elettroni attraversando un mezzo materiale perdono energia, oltre che per ionizzazione, soprattutto per radiazione di fotoni secondo il processo di "Bremsstrahlung".
L' identificazione degli elettroni nella regione centrale di DELPHI é basata sulla misura della perdita di energia per ionizzazione nella TPC e sull' informazione fornita dall' HPC sulla forma e rilevanza del deposito elettromagnetico.

3.4.1 High density Projection Chamber

Il calorimetro elettromagnetico della zona centrale di DELPHI é costituito da 6 cilindri coassiali di raggio interno 208 cm, raggio esterno 260 cm e lunghi 90 cm: ciascun cilindro é suddiviso radialmente in 24 moduli e copre la regione polare tra $(43°, 137°)$. Ciascun modulo (Fig. 3.8) é sostanzialmente una piccola TPC con layers di materiale ad alta densitá immersi in un volume di gas $(Ar - CH_4)$: i layers sono costituiti da strati di fili di piombo (che equivalgono a 18 lunghezze di radiazione) trapezoidali avvolti attorno a supporti di carbonio, le cui estremitá vengono mantenute a potenziali differenti per fornire il campo di drift.
L' elettrone che attraversa l' HPC, interagendo con il piombo, irradia fotoni che a loro volta producono coppie $e^+ \; e^-$, dando origine ad uno sciame di e^+, e^-, γ: i fotoelettroni, che vengono prodotti nella camera a drift in un secondo tempo, sono trasportati dal campo elettrico alle pareti di ciascun modulo, dove l' elettronica provvede alla lettura del tempo di drift e del segnale indotto sui pad di raccolta (proporzionale all' energia del deposito elettromagnetico).
In tal modo si ha una ricostruzione tridimensionale del deposito d' energia: due coordinate sono date dalla posizione dei pad catodici delle camere proporzionali, mentre la terza coordinata é data dal tempo di drift.

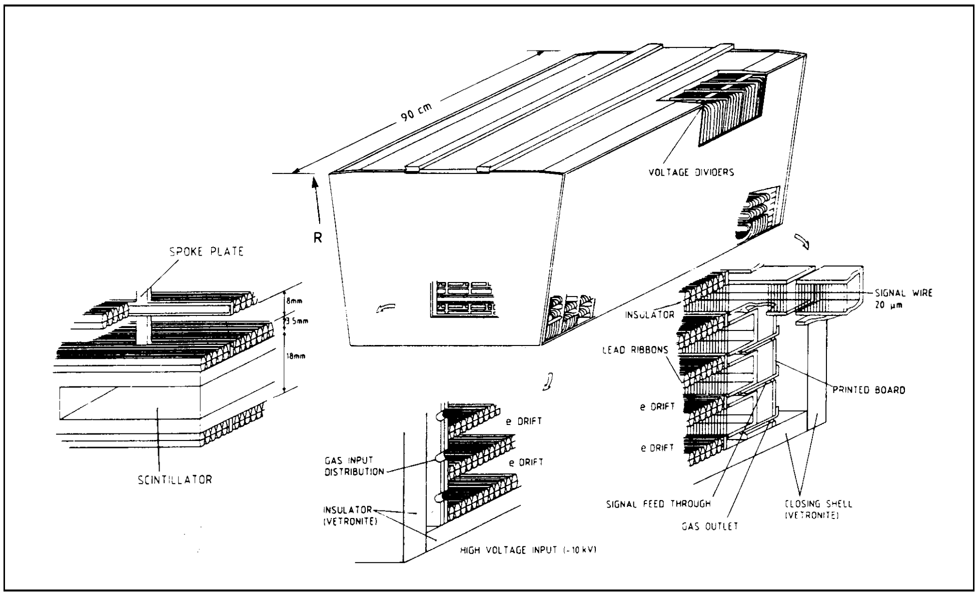


Figura 3.8: *Vista di una modulo della High density Projection Chamber e dettagli.*

La risoluzione sulla misura dell' energia del deposito elettromagnetico nell'HPC é data da:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.321}{\sqrt{E}} + 0.043 \qquad (E \ in \ GeV) \tag{3.4}$$

L' algoritmo d' identificazione degli elettroni utilizza le seguenti variabili:

$\frac{E}{p}$: poiché un elettrone deposita nel calorimetro tutta la sua energia, ci si aspetta che il rapporto fra l' energia depositata e l' impulso misurato sia 1; al contrario lo sciame prodotto da un adrone non é ben contenuto nel calorimetro quindi per esso $\frac{E}{p} < 1$;

$\Delta z, \Delta\phi$: Δz é la distanza tra la coordinata z dell' asse dello sciame nel calorimetro e la coordinata z del punto d' interazione della traccia estrapolata. $\Delta\phi$ é l' analoga distanza misurata lungo la direzione radiale.
$\Delta z, \Delta\phi$ sono mediamente piú piccoli per gli sciami elettromagnetici, che sono meglio definiti spazialmente di quelli adronici;

χ_E^2: lo sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico puó essere cosí parametrizzazto:

$$\frac{dE}{dX} = \frac{E_0 (Xb)^a e^{-(Xb)}}{\Gamma(a+1)} \tag{3.5}$$

dove E é l' energia rilasciata, E_0 l' energia iniziale dell' elettrone, X é la distanza percorsa espressa in lunghezza di radiazione, a e b sono dei parametri determinabili sperimentalmente.
$\frac{dE}{dX}$ viene misurata nei nove piani del calorimetro e confrontata con quella attesa per un elettrone di uguale impulso. La variabile:

$$\chi_E^2 = \sum_{layer} \left(\frac{\left(\frac{\Delta E}{\Delta X}\right)_{teo} - \left(\frac{\Delta E}{\Delta X}\right)_{sp}}{\sigma\left(\frac{dE}{dX}\right)} \right)^2 \tag{3.6}$$

assumerá valori bassi se la particella in esame ha una buona probabilitá di essere un elettrone.

3.4.2 Identificazione combinata

Poiché gli elettroni sono rilevati dal calorimetro elettromagnetico al di sopra di una soglia di sensibilitá che corrisponde a circa 1 GeV in energia, nell' algoritmo d' identificazione combinata l' informazione della perdita di energia per ionizzazione nella TPC puó essere utilizzata solo come veto, richiedendo che sia sufficientemente elevata.
Si definisce con tutte le suddette variabili una probabilitá combinata per tre livelli di identificazione, le cui efficienze e probabilitá di misidentificazione sono riportate nella Tab. 3.3.

Identificazione	Efficienza %	Prob. misident. %
loose	85	1.6
standard	65	0.4
tight	60	0.1

Tabella 3.3: *Identificazione di elettroni con $p > 3$ GeV/c in eventi adronici.*

3.5 Identificazione di muoni

I muoni hanno una bassa probabilitá d' interazione perció possono attraversare anche materiali ad alta densitá senza venire assorbiti e perdendo energia solo per ionizzazione.
Per questo motivo, i muoni possono essere distinti dalle altre particelle tramite camere di ionizzazione situate nella regione piú esterna del rivelatore, raggiungibili quasi esclusivamente da loro.

3.5.1 Camere a μ

Nella regione centrale di DELPHI ci sono tre rivelatori per l' identificazione dei muoni, disposti in strati cilindrici a diverse profonditá radiali: il primo é situato all' interno del calorimetro adronico ed é composto da tre piani di camere proporzionali, gli altri due sono invece costituiti da due piani di camere e si trovano all' esterno del calorimetro.
Poiché i fili anodici delle camere sono paralleli all' asse z, la coordinata $R\phi$ viene calcolata dalla misura del tempo di drift, con un' accuratezza di $\sigma(R\phi) = 1.5\ mm$; dal tempo di propagazione del segnale indotto sul catodo viene invece calcolata la coordinata z della traccia, con un' accuratezza di $\sigma(z) = 10\ mm$.
La regione polare coperta da tali rivelatori é: $53° < \theta < 88°$ e $91.5° < \theta < 127°$.
Per ció che concerne la regione in avanti, a distanze di $|z| = 465.5\ cm$ e $|z| = 502.5\ cm$ dal punto d' interazione, sono posti due rivelatori per lato, ciascuno dei quali é a sua volta costituito da due camere a fili.
I fili anodici di una camera sono disposti parallelamente all' asse x, mentre quelli dell' altra parallelamente all' asse y; le risoluzioni spaziali che si trovano con questa configurazione sono dell' ordine di $1\ mm$ nella regione angolare polare compresa tra $(20°, 42°)$ e $(138°, 160°)$.

3.5.2 Algoritmo d' identificazione

Come é giá stato detto, la maggior parte delle particelle che raggiungono le camere a μ sono dei veri muoni, vi é peró una piccola percentuale di adroni

che nel calorimetro adronico danno origine a particelle che possono raggiungere le camere (Punch–through background).
Per eliminare questo fondo é stato sviluppato un algoritmo che identifica i muoni sulla base di una buona associazione tra le traccia estrapolate dai rivelatori di posizione e gli hit rilevati nella camere a μ.
L' associazione viene effettuata con un fit tra le coordinate z e $R\phi$ determinate nelle camere e le corrispondenti coordinate della traccia estrapolata, cercando di minimizzare il $\chi^2 = \chi^2_{ext} + \chi^2_{\mu}$, dove χ^2_{ext} é calcolato tra la traccia estrapolata e quella fittata e χ^2_{μ} tra la traccia fittata e gli hit nelle camere.
L' algoritmo fornisce quattro livelli d' identificazione: "very loose", "loose", "standard", "tight" che corrispondono a differenti tagli nel χ^2 e diverso numero di hit minimi richiesti nelle camere piú esterne.
Le efficienze di identificazione, calcolate in eventi $Z^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$, e le probabilitá di misidentificazione determinate utilizzando eventi $Z^0 \longrightarrow \tau^+\tau^-$ con $\tau \longrightarrow 3\pi\nu_\tau$, sono riportati in Tab. 3.4.

Identificazione	Efficienza %	Prob. misident. %
very loose	95.9 ± 0.1	5.4 ± 0.2
loose	94.8 ± 0.1	1.5 ± 0.1
standard	86.1 ± 0.2	0.7 ± 0.1
tight	76.0 ± 0.2	0.4 ± 0.1

Tabella 3.4: *Identificazione dei muoni.*

Capitolo 4

L' analisi dei dati

4.1 Introduzione

I segnali elettronici, provenienti da ciascun rivelatore di DELPHI durante la presa dati, vengono letti da un programma di acquisizione che produce i cosiddetti "raw–data": questi dati vengono elaborati dal programma di analisi Delana (DELPHI Data Analysis Program [26]) che attua la ricostruzione delle tracce e dei depositi di energia nei calorimetri, fornendo cosí una preliminare descrizione dell' evento dalla quale partire per l' analisi fisica che si vuole intraprendere.
Delana é organizzato in una sequenza di chiamate a moduli indipendenti, ciascuno dei quali produce informazioni specifiche che vengono salvate in una struttura organizzata in banche, in modo che il risultato di un determinato passo sia accessibile a tutti passi successivi.
La struttura logica del programma puó essere cosí schematizzata:

1) Pattern Recognition di primo livello: per ciascun rivelatore un modulo software legge le informazioni caricate durante la presa dati, le calibra opportunamente e le elabora con algoritmi diversi per ogni tipo di rivelatore.
   In tal modo si ricostruiscono gli elementi di traccia (gli "hits") in ciascun rivelatore di posizione e le cariche depositate nei calorimetri. Si

cerca, quindi, una buona associazione tra gli elementi di traccia dei vari rivelatori di posizione, ricostruendo le tracce che vengono quindi estrapolate fino ai calorimetri.

2) Pattern Recognition di secondo livello: i rivelatori di posizione, esclusa la TPC, ed i calorimetri rianalizzano i loro dati originari sulla base delle informazioni raccolte nel passo precedente; si assegna quindi, con una certa probabilitá, la massa ad ogni traccia carica o sciame neutro.

3) Infine viene applicato un filtro preliminare per selezionare solo gli eventi che hanno una qualche probabilitá di essere veri decadimenti della Z^0.

Gli eventi simulati, che costituiscono un importante ausilio in ogni analisi fisica, vengono prodotti dal programma Delsim (DELPHI event generation and detector simulation [27]) e processati con lo stesso programma di ricostruzione (Delana), in modo che risultino in buon accordo con i dati reali.
Una volta ricostruite le tracce é giá possibile, pur mancando l' identificazione di particelle, analizzare le caratteristiche generali dell' evento: si puó infatti selezionare un campione di eventi adronici, in particolare di eventi $b\bar{b}$ tramite la ricostruzione di vertici primari e secondari, ed identificare in tali eventi particelle a vita media molto lunga (V^0).

4.2 Eventi adronici

Come é giá stato detto, i mesoni B_s^0 sono originati dal processo di adronizzazione dei quarks b, prodotti dal decadimento della Z^0: $e^+e^- \longrightarrow Z^0 \longrightarrow b\bar{b}$.
Il primo passo della mia analisi consisteva nella selezione di un campione di decadimenti adronici della Z^0 caratterizzati dalla presenza di un elevato numero di tracce cariche e di una notevole energia depositata nei calorimetri.
A tal scopo occorre prima di tutto isolare (in ogni evento) un campione di tracce cariche ben misurate secondo i seguenti criteri:

- $\star$ impulso $p > 0.4\ GeV/c$;
- $\star$ errore relativo sulla misura dell' impulso minore del 100%;
- $\star$ distanza minima della traccia dal punto d' interazione in direzione radiale minore di 4 cm;

$\star$ distanza minima della traccia dal punto d' interazione lungo la direzione del fascio minore di 10 cm;

$\star$ lunghezza della traccia maggiore di 30 cm.

L' evento viene classicato come adronico se:

$\star$ il totale delle tracce cariche che passano i criteri suddetti é maggiore o uguale a 5;

$\star$ la somma delle energie delle tracce cariche é maggiore del 12% dell' energia totale disponibile nel centro di massa.

L' efficienza stimata in [28] per questa selezione é:

$$(96.3 \pm 0.4)\%$$

Dai dati raccolti a DELPHI dal 1991 al 1995, sono stati cosí selezionati $\approx 4,000,000$ di eventi adronici.

4.3 Eventi $b\bar{b}$

Il tagging di eventi $e^+e^- \longrightarrow Z^0 \longrightarrow b\bar{b}$ é basato su una precisa ricostruzione della posizione del vertice primario e su una corretta stima dei parametri d' impatto delle tracce rispetto a tale vertice.

4.3.1 Ricostruzione del vertice primario

Per ogni evento adronico il vertice primario viene ricostruito con un fit, utilizzando solo le tracce che soddisfano alle seguenti condizioni:

$\star$ almeno 2 hits rilevati nel VD;

$\star$ $\left(\sum_{hits} \frac{d_i^2}{\sigma_{VD}^2}\right) \frac{1}{N_{VD}} \leq 4$, dove d_i é la minima distanza della traccia i–$esima$ dal punto rilevato nel VD, σ_{VD} é la risoluzione di singolo punto del VD e N_{VD} é il numero di hits associati alla traccia;

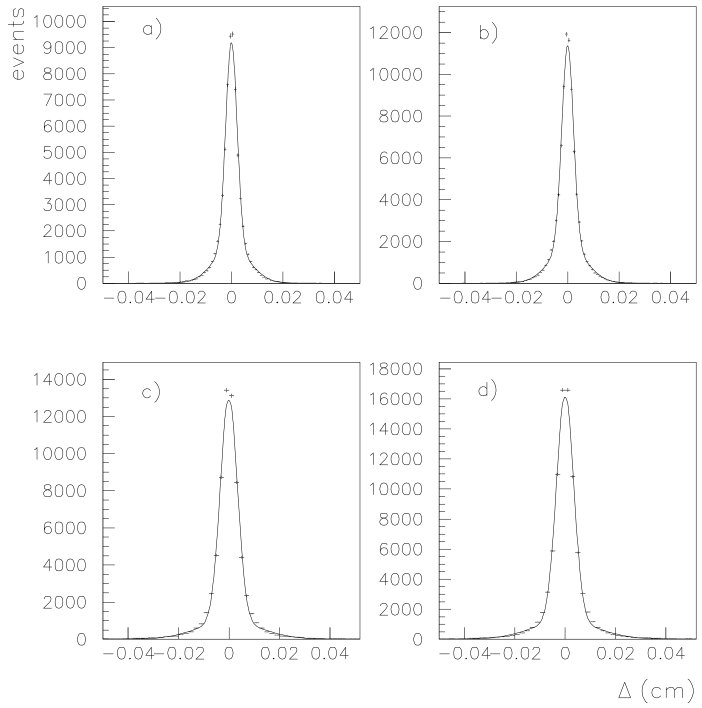


Figura 4.1: *Differenze tra la posizione del vertice ricostruito e quella del vertice generato per eventi da quarks leggeri per la coordinata x a), e per la coordinata z b), e per eventi da quarks b per la coordinata x c) e z d).*

⋆ $\frac{\delta}{\sigma} > 0.05$, dove δ é la minima distanza della traccia dalla "beamspot" (la zona d' interazione) e σ é il suo errore.

Per trovare le coordinate V_i del vertice primario si minimizza la seguente funzione:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{\overline{d}_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y,z} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2} \tag{4.1}$$

dove $\overline{d}_a$ é la distanza della traccia *a–esima* dal vertice, σ_a é il suo errore, b_i e σ_i^b sono rispettivamente la posizione e la larghezza della beamspot (la

beamspot, misurata ad intervalli di 200 eventi, vincola in tal modo il fit).
Il fit viene effettuato in maniera iterativa, escludendo ad ogni iterazione la traccia che contribuisce maggiormente alla differenza $\chi^2(N_{tr}) - \chi^2(N_{tr} - 1)$ sopra una certa soglia Δ_{max}.
Nel caso in cui vengano escluse via via tutte le tracce (ció succede in realtá nell' 1% dei casi) la beamspot viene assunta come vertice primario.
Nella Fig. 4.1 é rappresentata la differenza tra la coordinata x e z del vertice ricostruito e le corrispondenti coordinate del vertice generato, stimata in un campione di eventi simulati da quarks leggeri $(a - b)$ e da quarks b $(c - d)$: le risoluzioni trovate sono $\simeq$ 20 μm per i quarks leggeri e $\simeq$ 35 μm per i quarks b (in entrambi le direzioni); questa differenza é dovuta al fatto che nel caso dei b c' é sempre almeno una particella prodotta con elevato parametro d' impatto che peggiora la determinazione del vertice primario.

4.3.2 L' algoritmo di selezione di eventi $b\bar{b}$

L' algoritmo di selezione di eventi $b\bar{b}$ si basa sul fatto che gli adroni contenenti quarks b hanno vita media lunga e massa elevata, la maggior parte dei loro prodotti di decadimento ha perció parametri d' impatto grandi.
Il metodo descritto in [29] consiste nel definire una probabilitá $Prob(b - tagging)_N$ che le N tracce dell' evento considerato provengano dal vertice primario.
In eventi $b\bar{b}$, $Prob(b - tagging)$ avrá un picco sullo zero, mentre per eventi da quarks leggeri sará distribuita uniformente tra 0 e 1.
Tale probabilitá, inoltre, puó essere calcolata utilizzando tutte le tracce dell' evento $(Prob(b - tagging)^{evento})$ o solo quelle di un emisfero $(Prob(b - tagging)^{hem})$.
Come si vedrá in seguito questa variabile é stata da me utilizzata per aumentare la percentuale di eventi $b\bar{b}$ del mio campione.

4.4 Ricostruzione dei vertici secondari

Nella mia analisi ho cercato di selezionare i decadimenti semileptonici del mesone B_s^0: a tal fine ho ricostruito la "pseudotraccia" di un D_s dai suoi pro-

dotti di decadimento e l' ho intersecata con una traccia leptonica; per questo motivo é stato essenziale sviluppare un buon metodo di ricostruzione di vertici. In DELPHI la direzione e l' impulso di una traccia sono caratterizzati da 5 quantitá: $\varepsilon_{R\phi}, \varepsilon_z, \theta, \phi, R_{xy}$; le prime due sono le proiezioni del parametro d' impatto su $R\phi$ e sull' asse z, θ e ϕ sono rispettivamente l' angolo polare e azimutale della direzione iniziale della traccia e R_{xy} é la curvatura della traccia sul piano perpendicolare all' asse del fascio (quest' ultimo parametro é nullo per le tracce neutre, per le quali l' impulso é quindi determinato solo dal deposito energetico).
Ai 5 parametri di traccia suddetti é associata una matrice di covarianza (5×5) che definisce gli errori su ciascun parametro e le correlazioni tra i parametri stessi.
Per determinare il vertice "comune" a N particelle si minimizza il χ^2 relativo alla distanza tra il vertice stesso e le tracce estrapolate al vertice, nello spazio dei parametri di traccia.
Ricostruito il vertice, i parametri delle N particelle vengono ricalcolati imponendo che le loro tracce passino effettivamente dal vertice.
Infine sommando vettorialmente i quadrimpulsi delle N particelle uscenti dal vertice ricostruito e tenendo conto dei parametri di traccia e dei loro errori, si determina la "pseudotraccia" che ha originato il vertice.

4.5 Ricostruzione dei K^0

In due dei canali di decadimento del D_s studiati compaiono dei K^0: tali adroni (cosí come le Λ^0) decadono in coppie di particelle di carica opposta, molto lontano dal loro vertice di produzione (hanno infatti vita media lunga $\approx 10^{-10}\ s$).
I candidati Λ^0 e K^0 (detti V^0) vengono identificati, in un evento adronico, considerando tutte le coppie di particelle di carica opposta e ricostruendo per ciascuna coppia un vertice.
Un candidato, cosí trovato, é una "V^0 loose" se soddisfa alle seguenti condizioni:

- ⋆ $\Delta\phi < 0.1\ rad$, dove $\Delta\phi$ é l' angolo, nel piano perpendicolare all' asse del fascio, tra l' impulso della V^0 e la linea che unisce il vertice primario al secondario;

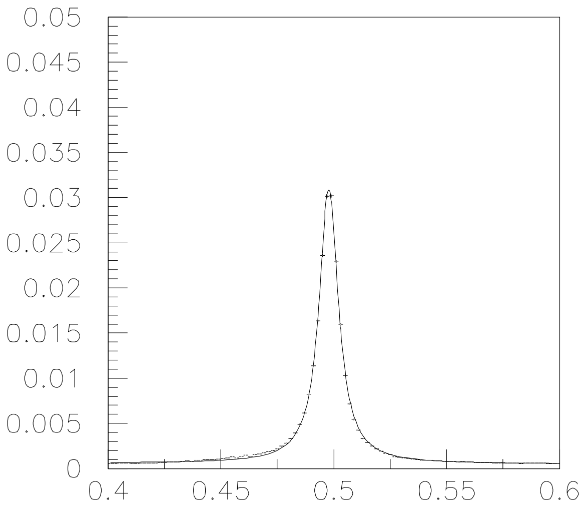


Figura 4.2: *Distribuzione di massa invariante (GeV/c^2) per il campione di K^0 "tight"selezionato nei dati raccolti da DELPHI nel 1994. Il numero totale di eventi é normalizzato al numero totale di Z^0 adroniche.*

- ⋆ $d_{xy} > 2\sigma(d_{xy})$, dove d_{xy} é la separazione radiale tra il vertice primario e il secondario nel piano xy e $\sigma(d_{xy})$ é il suo errore;
- ⋆ la probabilitá del χ^2 del vertice secondario > 0.001;
- ⋆ $p_T^i > 0.02\ GeV/c$, dove p_T é l' impulso trasversale di ciascuna particella proveniente dalla V^0, rispetto alla linea di volo della V^0 stessa;
- ⋆ la massa invariante nell' ipotesi di e^+e^- (per le particelle uscenti della V^0) $> 0.16\ GeV/c^2$;
- ⋆ se il vertice di decadimento della V^0 é stato ricostruito all' esterno del VD, in tale rivelatore non devono esserci hits associati alle due particelle.

Se oltre ai precedenti, il candidato soddisfa anche ai seguenti criteri, si ha una "V^0 standard":

* $\star$ $\Delta\phi < (0.01 + \frac{0.02}{p_T})$, dove p_T é la componente perpendicolare all' asse del fascio dell' impulso della V^0, espressa in GeV/c;
* $\star$ $R > 4\sigma$;
* $\star$ probabilitá del χ^2 del vertice della $V^0 > 0.01$.

Per i candidati standard viene inoltre calcolata la massa invariante nell' ipotesi di $\pi^+\pi^-$ per il K^0 e $p\pi^-$ ($\overline{p}\pi^+$) per la Λ ($\overline{\Lambda}$); se la coppia é consistente entro una deviazione standard con entrambe le ipotesi di K^0 e Λ, viene scelta quella che ha il "pull" di massa minore (cioé il modulo della differenza tra massa calcolata e la massa nominale, diviso per il suo errore).
Un "K^0 tight" deve soddisfare alle ulteriori condizioni seguenti:

* $\star$ $0.35 < m_{\pi\pi} < 0.65\ GeV/c^2$;
* $\star$ la probabilitá che il K^0 sia decaduto entro la distanza tra i vertici deve essere compresa tra 0.02 e 0.95;
* $\star$ $\left| m_{K^0} - m_{K^0}^{PDG} \right| < 2\sigma$.

Nella mia analisi ho utilizzato solo i K^0 tight la cui efficienza di selezione, mediata su tutto lo spettro d' impulso, é $\approx 36\%$ e la contaminazione $\approx 10\%$. Nella Fig. 4.2 é rappresentata la distribuzione in massa invariante del campione di K^0 tight selezionato nei dati del 1994.

Capitolo 5

Selezione degli eventi

5.1 Introduzione

La vita media e l' oscillazione del mesone B_s sono state studiate utilizzando i decadimenti semileptonici[1]:

$$\overline{B}_s^0 \longrightarrow D_s^+ l^- \overline{\nu}_l \tag{5.1}$$

con $l = e, \mu$.
L' analisi é stata effettuata sui dati raccolti da DELPHI nella prima fase di LEP (dal 1991 al 1995), che corrispondono a circa $4,000,000$ decadimenti adronici della Z^0.
Sul suddetto campione ho selezionato eventi in cui un leptone e un D_s di segno opposto erano presenti nello stesso emisfero.
A causa dell' elevata massa del quark b, il leptone proveniente dal decadimento semileptonico diretto ($b \longrightarrow c l^- \overline{\nu}_l$) puó essere distinto da quelli da quarks leggeri per l' elevato impulso ed impulso trasversale rispetto alla direzione del jet a cui appartiene.
Ricordo che per "jet" s' intende l' insieme delle particelle che sono originate

[1]Qui e nel seguito verrá indicato solo il decadimento semileptonico del $\overline{B}_s^0$, sottointendendo ovviamente anche il suo coniugato di carica.

dalla frammentazione di quarks o gluoni prodotti dall' interazione primaria $e^+e^- \longrightarrow Z^0 \longrightarrow q\overline{q}(g)$.
L' algoritmo utilizzato da DELPHI [30] per la ricostruzione dei jets si basa su una distanza tra le tracce cosí definita:

$$d_{ij} = \frac{2p_i^2 p_j^2(1 - cos\theta_{ij})}{(p_i + p_j)^2} \tag{5.2}$$

Inizialmente ogni traccia costituisce un insieme o cluster a se stante, si considera poi uno qualunque di questi clusters e lo si unisce a quello per cui d_{ij} é minima, iterando la procedura fino a che la minore delle d_{ij} non risulta maggiore di una certa soglia d_{cut} a cui corrisponde una molteplicitá di jets definita.
Lo studio dei decadimenti semileptonici del B_s é particolarmente vantaggioso in quanto essi sono contaminati quasi esclusivamente dal fondo combinatorio, essendo basso il contributo di altri processi fisici che renderebbero piú difficoltosa l' analisi.
Il "rovescio della medaglia" é dato dal fatto che i decadimenti semileptonici sono solo il 20% dei decadimenti del B_s.
Per questo motivo ho cercato di sfruttare al massimo la statistica a disposizione, ricostruendo il D_s nei seguenti canali di decadimento (5 adronici e 2 semileptonici):

- ◇ decadimenti adronici

$$\begin{array}{ll}
D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+ & , \phi \longrightarrow K^+K^- \\
D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^+ & , \overline{K}^{\star 0} \longrightarrow K^-\pi^+ \\
D_s^+ \longrightarrow K_S^0K^+ & , K_S^0 \longrightarrow \pi^+\pi^- \\
D_s^+ \longrightarrow f_0(980)\pi^+ & , f_0(980) \longrightarrow \pi^+\pi^- \\
D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^{\star +} & , \overline{K}^{\star 0} \longrightarrow K^-\pi^+, K^{\star +} \longrightarrow K_S^0\pi^+
\end{array}$$

- ◇ decadimenti semileptonici

$$\begin{array}{ll}
D_s^+ \longrightarrow \phi e^+\nu_e & , \phi \longrightarrow K^+K^- \\
D_s^+ \longrightarrow \phi\mu^+\nu_\mu & , \phi \longrightarrow K^+K^-
\end{array}$$

5.2 Decadimenti semileptonici del $\overline{B}_s^0$ con il D_s^+ ricostruito nei suoi canali adronici

5.2.1 Decadimenti del D_s^+ in $\phi\pi^+$ e $\overline{K}^{\star 0}K^+$

Il punto di partenza per lo studio dei decadimenti $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$ e $D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^+$ é la ricostruzione dei mesoni ϕ e $\overline{K}^{\star 0}$ rispettivamente nei decadimenti $\phi \longrightarrow K^+K^-$, con $Br\,(\phi \longrightarrow K^+K^-) = (49.1 \pm 0.9)\%$ [1] e $\overline{K}^{\star 0} \longrightarrow K^-\pi^+$, con $Br\left(\overline{K}^{\star 0} \longrightarrow K^-\pi^+\right) \approx 2/3$ per la simmetria dello spin isotopico. Lo spazio delle fasi accessibile al decadimento della ϕ é assai minore di quello del $\overline{K}^{\star 0}$, perció le larghezze naturali delle due risonanze sono diverse (la larghezza della ϕ é $\Gamma^{PDG}(\phi) = (4.43 \pm 0.05)\ MeV/c^2$ e quella del $\overline{K}^{\star 0}$ é $\Gamma^{PDG}(\overline{K}^{\star 0}) = (49.8 \pm 0.8)\ MeV/c^2$ [1]). Il campione di $\overline{K}^{\star 0}$, a paritá di efficienza della selezione, risulta perció affetto da un maggior fondo combinatorio rispetto a quello di ϕ. Nella Fig. 5.1 sono rappresentate rispettivamente le distribuzioni di massa invariante per coppie di particelle di carica opposta nell' ipotesi K^+K^- e $K^-\pi^+$, selezionate, in tutta la statistica a disposizione, richiedendo:

- ⋆ almeno un punto associato nel VD per ciascuna traccia carica
- ⋆ per la ϕ almeno uno dei due kaoni identificato come "standard K" dall' algoritmo d' identificazione combinata descritto nel Par. 3.3.3, mentre il K^- di decadimento da $\overline{K}^{\star 0}$ identificato come "tight"
- ⋆ l' impulso della combinazione K^+K^- ($K^-\pi^+$) maggiore di 4 GeV/c (5 GeV/c).

Ho quindi effettuato un fit su ciascuna delle distribuzioni di massa invariante utilizzando una Breit–Wigner per descrivere la risonanza e una polinomiale per il fondo combinatorio:

$$A\frac{\Gamma}{2\pi}\frac{1}{(x - M_{ris})^2 + \Gamma^2/4} + (ax + bx^2 + cx^3)(x - x_0)^d \qquad (5.3)$$

dove x_0 é somma delle masse nominali delle due particelle che compongono la risonanza, M_{ris} é il valore di massa fittata e Γ la larghezza sperimentale della risonanza.

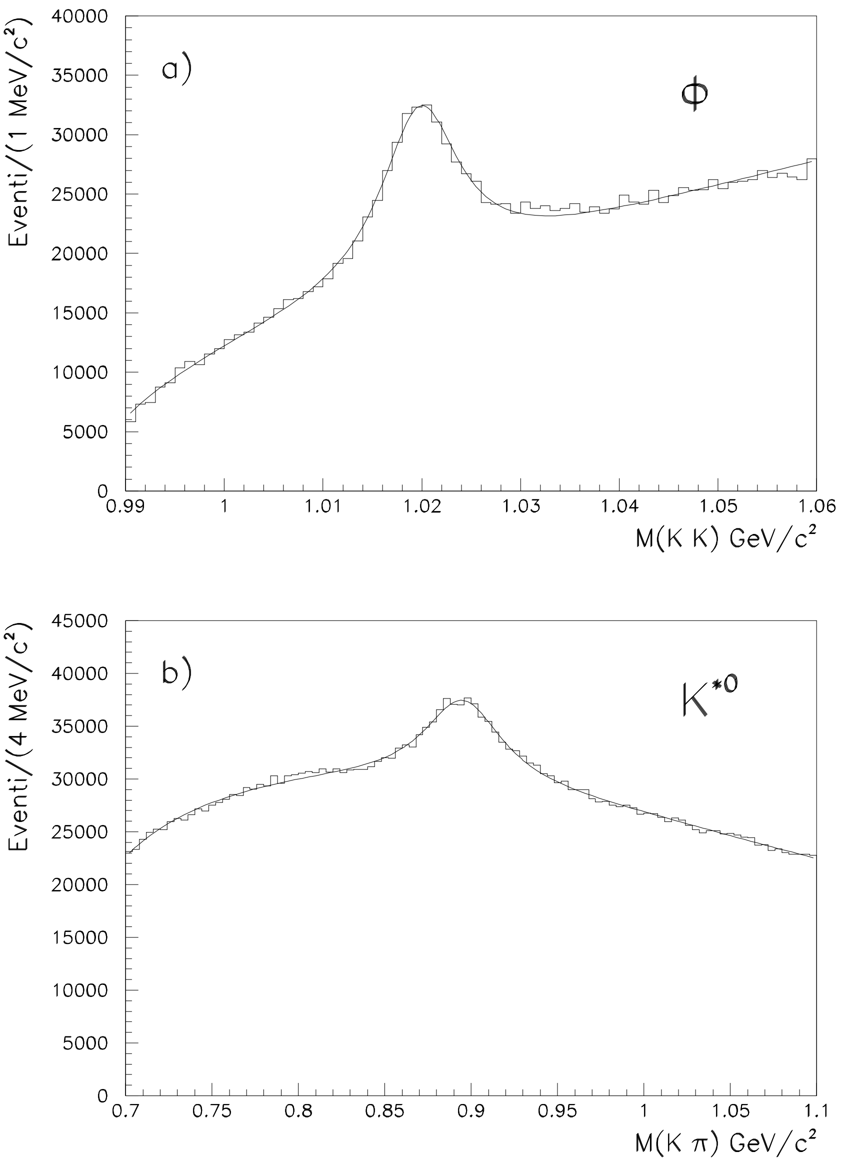


Figura 5.1: *Distribuzione di massa invariante per coppie di particelle di carica opposta nell' ipotesi K^+K^- a) e $K^-\pi^+$ b).*

I valori di massa e larghezza ottenuti per la ϕ e il $\overline{K}^{\star 0}$ dal fit e i rispettivi valori medi mondiali [1] risultano essere:

$$M(\phi) = (1019.8 \pm 0.3)\ MeV/c^2$$
$$M^{PDG}(\phi) = (1019.413 \pm 0.008)\ MeV/c^2$$
$$\Gamma(\phi) = (9.7 \pm 0.1)\ MeV/c^2$$
$$\Gamma^{PDG}(\phi) = (4.43 \pm 0.05)\ MeV/c^2$$

$$M(\overline{K}^{\star 0}) = (895.1 \pm 0.3)\ MeV/c^2$$
$$M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0}) = (896.10 \pm 0.28)\ MeV/c^2$$
$$\Gamma(\overline{K}^{\star 0}) = (56 \pm 1)\ MeV/c^2$$
$$\Gamma^{PDG}(\overline{K}^{\star 0}) = (49.8 \pm 0.8)\ MeV/c^2$$

Si noti che, mentre le masse sono in accordo con le medie mondiali, le larghezze fittate sono maggiori a causa del contributo della risoluzione sperimentale.
Il secondo passo dell' analisi consiste nella ricostruzione del vertice di decadimento del D_s tramite un fit con tutte le possibili combinazioni di tre tracce cariche presenti nello stesso emisfero (ciascuna delle quali deve essere associata ad almeno un hit nel VD) che soddisfano alle seguenti condizioni[2]:

$\diamond$ $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$

- $\star$ $p(K^\pm) > 1\ GeV/c$ e $p(\pi^+) > 1\ GeV/c$
- $\star$ $\left|M(K^+K^-) - M^{PDG}(\phi)\right| < 9\ MeV/c^2$
- $\star$ $p(\phi) > 4\ GeV/c$
- $\star$ $p(D_s^+) > 5\ GeV/c$
- $\star$ $\chi^2_{vert}(D_s^+) < 40$[3]

$\diamond$ $D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0} K^+$

[2]Alcuni tagli sono diversi per i dati degli anni (91–93) e (94–95) in modo da ottimizzare l' identificazione fornita dal rivelatore BRICH, completamente operativo solo dal 1994.

[3]Il numero di gradi di libertá é $2N - 3$ dove N sono le particelle uscenti dal vertice.

- $\star$ $p(K^-) > 1\ GeV/c$ e $p(\pi^+) > 1\ GeV/c$
- $\star$ $p(K^+) > 2\ (1)\ GeV/c$ per i dati 91–93 (94–95)
- $\star$ $\left|M(K^-\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0})\right| < 50\ MeV/c^2$
- $\star$ $p(\overline{K}^{\star 0}) > 5\ GeV/c$
- $\star$ $p(D_s^+) > 7\ GeV/c$
- $\star$ $\chi^2_{vert}(D_s^+) < 40$

dove l' impulso e la massa delle risonanze sono stati calcolati dal fit sul vertice del D_s.
I suddetti tagli, cosí come quelli riportati nel seguito sia per la ricostruzione di uno stato risonante sia per la riduzione del fondo, sono stati suggeriti da un dettagliato confronto dei dati Monte Carlo generati per il segnale e per il fondo. Non entreró nei dettagli di questo confronto per non appesantire troppo l' esposizione dell' analisi.
Ritornando ai criteri di selezione utilizzati per $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$ e $D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^+$, il fondo combinatorio puó essere ridotto sensibilmente utilizzando l' identificazione combinata di particelle: per $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$ ho richiesto che almeno uno dei due kaoni fosse identificato come "very loose", mentre per il decadimento $D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^+$ il K^+, compagno della risonanza, é stato richiesto come "very loose" ("loose") per i dati 91–93 (94–95), in modo da diminuire la contaminazione dal decadimento $D^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}\pi^+$.
Il K^- proveniente da $\overline{K}^{\star 0}$ deve inoltre soddisfare ai criteri di identificazione:

- $\star$ "standard" se:
  $40\ MeV/c^2 < \left|M(K^-\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0})\right| < 50\ MeV/c^2$
- $\star$ "loose" se:
  $30\ MeV/c^2 < \left|M(K^-\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0})\right| < 40\ MeV/c^2$
- $\star$ "very loose" se:
  $\left|M(K^-\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0})\right| < 30\ MeV/c^2$

La scelta di applicare un' identificazione piú stretta quando il valore della massa calcolata del $\overline{K}^{\star 0}$ é lontana dal valore nominale, é dovuta al fatto che,

a causa del tipico andamento di Breit–Wigner della risonanza, il rapporto segnale rumore é decisamente peggiore nelle code.
Questo taglio causa ovviamente una distorsione nello spettro di massa del $\overline{K}^{\star 0}$, ma lascia invariato lo spettro di massa del D_s^+ che é l' unico rilevante per l' analisi.
L' identificazione del K é stata inoltre utilizzata come veto per il pione proveniente dal $\overline{K}^{\star 0}$.
Dallo studio delle distribuzioni angolari delle 3 particelle coinvolte nel decadimento sono stati determinati dei criteri di selezione atti a ridurre ulteriormente il fondo combinatorio.
Poiché il D_s é uno pseudoscalare, il suo decadimento a due corpi sará isotropo, mentre il fondo, combinazione random di tracce, risulterá in generale piú asimmetrico.
I candidati sono perció stati selezionati richiedendo:

$$\cos\eta > -0.9(-0.8) \tag{5.4}$$

dove η é l' angolo, calcolato nel sistema a riposo del D_s^+, tra la direzione del $\pi^+(K^+)$ e la linea di volo del D_s^+ nel sistema del laboratorio.
Inoltre, poiché nei decadimenti considerati il mesone D_s^+ decade in un vettore $\phi(\overline{K}^{\star 0})$ e uno pseudoscalare $\pi^+(K^+)$, dalla conservazione dell' elicitá segue che l' angolo ψ, calcolato nel sistema a riposo del mesone vettore, tra la direzione dei prodotti di decadimenti di tale vettore e quella dello pseudoscalare ha un andamento del tipo $\cos^2\psi$ (Fig. 5.2).
Gli eventi sono stati perció selezionati richiedendo in entrambi i canali:

$$|\cos\psi| > 0.5(0.4) \tag{5.5}$$

per i dati 91–93 (94–95).

Per aumentare la percentuale di eventi D_s^+ provenienti da adroni B, ho utilizzato un debole taglio nella probabilitá di $b-tagging$, calcolata nell' emisfero opposto al candidato (Par. 4.3.2):

$$Prob(b-tagging)^{opp} < 0.2 \tag{5.6}$$

Nella Fig. 5.3 sono mostrati rispettivamente le distribuzioni di massa invariante per i candidati $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$ e $D_s^+ \longrightarrow \overline{K}^{\star 0}K^+$ cosí selezionati, sui quali ho applicato un fit con la funzione dell' Eq. 5.7, che é composta da una

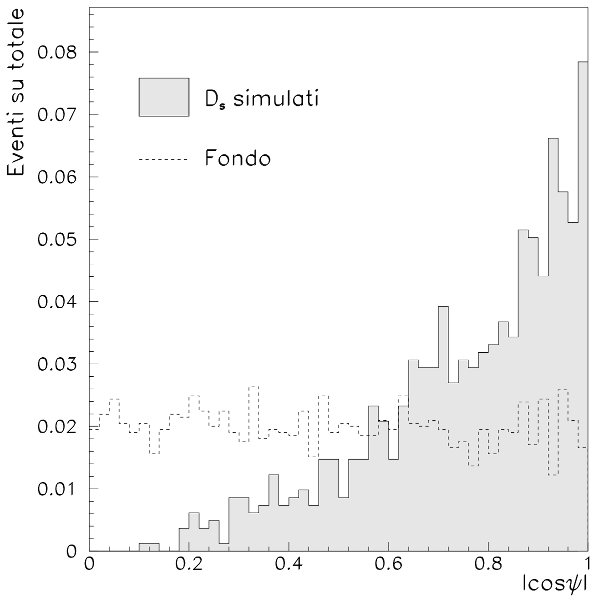


Figura 5.2: *Distribuzione di $|cos\psi|$ per veri mesoni D_s^+ (istogramma in neretto) e per il fondo combinatorio.*

somma incoerente di un esponenziale, per descrivere il fondo combinatorio, e di due gaussiane di ugual larghezza, che parametrizzano i contributi dei decadimenti del D_s^+ e del D^+ nello stesso stato finale (questi ultimi sono in realtá Cabibbo soppressi e sono visibili solo nello spettro del D_s^+ in $\phi\pi^+$):

$$A_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma^2}} + A_2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma^2}} + e^{a+bx} \tag{5.7}$$

Dai valori di massa e larghezza dei candidati D_s, calcolati dal fit e riportati in tabella 5.1, si noti che entrambi i valori di massa risultano compatibili con la media mondiale che é $M^{PDG}(D_s^+) = 1.9685 \pm 0.0006\ GeV/c^2$ [1], mentre le larghezze risentono degli effetti di risoluzione sperimentale (la larghezza del dec. debole é ovviamente trascurabile).

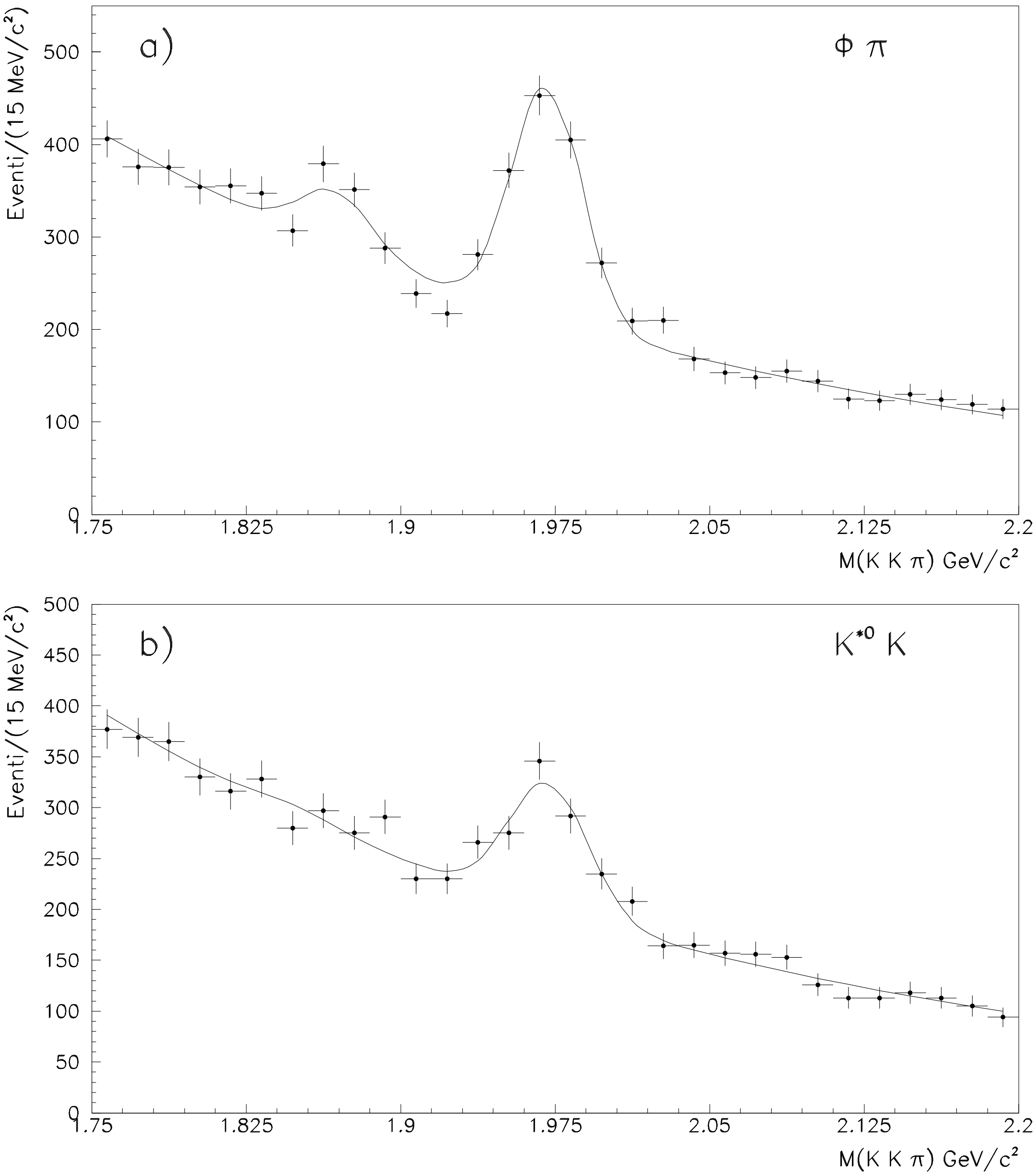


Figura 5.3: *Distribuzione di massa invariante per le tre particelle* $KK\pi$ *nell' ipotesi di* $\phi\pi^+$ *a) e di* $\overline{K}^{*0}K^+$ *b).*

Canale	Massa del D_s^+	Larghezza del D_s^+
$\overline{K}^{*0}K^+$	$1.972 \pm 0.002\ GeV/c^2$	$0.019 \pm 0.003\ GeV/c^2$
$\phi\pi^+$	$1.971 \pm 0.001\ GeV/c^2$	$0.017 \pm 0.001\ GeV/c^2$

Tabella 5.1: *Massa e larghezza dei D_s^+ ricostruiti in $\phi\pi^+$ e $\overline{K}^{*0}K^+$.*

5.2.2 Decadimenti del D_s in $K_S^0K^+$

Il K_S^0 é stato ricostruito considerando tutte le combinazioni di coppie di particelle di carica opposta e applicando i criteri di selezione "tight" descritti nel Par. 4.5.
A causa delle inevitabili incertezze nell' estrapolazione della pseudotraccia del K_S^0 fino al suo vertice di produzione, ho applicato al suddetto campione un "mass constraint fit", cioé il fit dei due pioni é stato rifatto imponendo che la massa del K_S^0 ricostruita fosse uguale a quella nominale $(497.672 \pm 0.031)\ MeV/c^2$ [1] e ricalcolando in tale ipotesi i parametri di traccia del K_S^0.
La traiettoria del K_S^0 e la traccia del K^+, associata ad almeno un hit nel VD, sono state richieste compatibili con un unico vertice avente $\chi^2_{vert}(D_s^+) < 20$.
Per ridurre il fondo combinatorio ho inoltre applicato i seguenti criteri cinematici:

- $\star$ $p(K^+) > 3\ GeV/c$
- $\star$ $p(K_S^0) > 2\ GeV/c$
- $\star$ $p(D_s^+) > 9\ GeV/c$
- $\star$ $Prob(b - tagging)^{opp} < 0.2$

Il valore della massa del D_s^+, determinato dal fit della Fig. 5.4, é $1.959 \pm 0.033\ GeV/c^2$, considerevolmente minore di quello nominale a causa della correzione solo parziale della perdita di energia dei due pioni; la larghezza $(0.017 \pm 0.003\ GeV/c^2)$ é invece in buon accordo con la risoluzione media dei due canali precedentemente discussi.

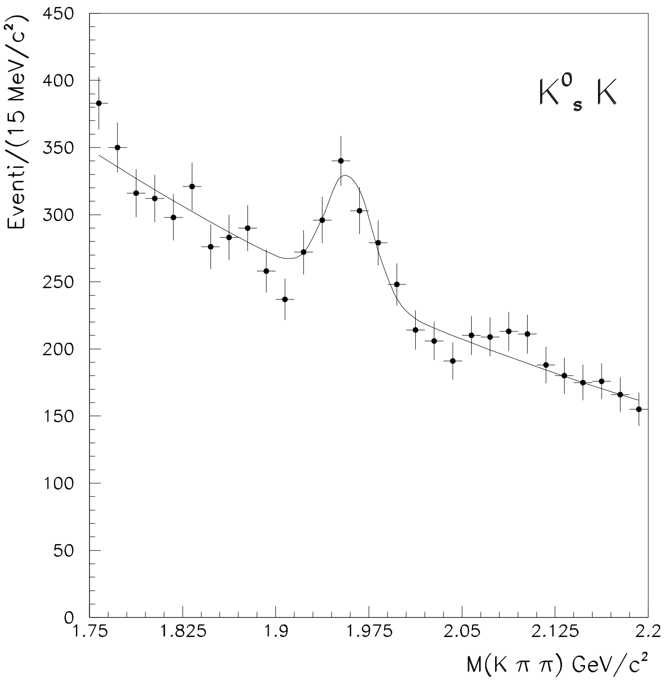


Figura 5.4: *Distribuzione di massa invariante delle coppie* K_S^0 K^+ *(delle tre particelle* $\pi\pi K$*).*

5.2.3 Decadimenti del D_s in $\overline{K}^{\star 0} K^{\star +}$

Considerando solo i decadimenti del $\overline{K}^{\star 0}$ in $K^-\pi^+$ e del $K^{\star +}$ in $K_S^0\pi^+$ ho selezionato i candidati D_s^+ ricostruendo un K_S^0 con il metodo descritto nel paragrafo precedente e cercando un vertice comune tra la sua traiettoria, due tracce dello stesso segno e un "K loose" di segno opposto, tutte presenti nello stesso emisfero.
Ciascuna delle tre tracce cariche doveva essere associata ad almeno un hit nel VD, in modo da migliorare la risoluzione sul vertice di decadimento del D_s.
Ho quindi applicato i seguenti tagli cinematici per ridurre il fondo combina-

torio:

- $\star$ $p(\pi^+) > 0.5\ GeV/c$
- $\star$ $p(K^-) > 1\ GeV/c$
- $\star$ $\left|M(K^-\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star 0})\right| < 50\ MeV/c^2$
- $\star$ $\left|M(K^0_S\pi^+) - M^{PDG}(\overline{K}^{\star +})\right| < 50\ MeV/c^2$
- $\star$ $p(D_s^+) > 9\ GeV/c$
- $\star$ $\chi^2_{vert}(D_s^+) < 20$
- $\star$ $Prob(b-tagging)^{opp} < 0.2$

Tuttavia il fondo rimane ancora cosí elevato da non permettere l' osservazione del picco di massa del D_s^+; solo con la ricostruzione del vertice del B_s (e quindi l' associazione con un leptone di carica diversa) si ottiene un campione sufficientemente puro su cui poter misurare vita media e oscillazione.

5.2.4 Decadimenti del D_s in $f_0(980)\pi^+$

I candidati D_s sono stati ricostruiti tramite un fit su tutte le possibili combinazioni di 3 tracce cariche presenti nello stesso emisfero; il vertice doveva avere $Prob(\chi^2_{vert}(D_s^+)) > 5\%$.
Sono stati inoltre applicati i seguenti tagli cinematici:

- $\star$ almeno un hit associato a ciascuna traccia nel VD
- $\star$ almeno una traccia con $p > 1.5\ GeV/c$
- $\star$ ciascuna traccia con un valore della perdita di energia nella TPC compatibile entro 3σ con l' ipotesi di pione
- $\star$ $\left|M(\pi^+\pi^-) - M^{PDG}(f_0(980))\right| < 100\ MeV/c^2$
- $\star$ $p(D_s^+) > 10\ GeV/c$
- $\star$ $Prob(b-tagging)^{opp} < 0.2$

Anche in questo caso non é possibile osservare il D_s senza l' associazione con il leptone.

5.2.5 Correlazioni $D_s^{\pm} - l^{\mp}$

Utilizzando la posizione del vertice di decadimento del D_s, il suo impulso ed i relativi errori, si é determinata la pseudotraccia del D_s; il candidato B_s viene ricostruito tramite un fit di vertice tra la traiettoria della pseudotraccia e quella di un leptone di carica opposta presente nello stesso emisfero.
I leptoni utilizzati sono elettroni e muoni selezionati dai criteri di identificazione "loose" descritti rispettivamenti nel Par. 3.3.3 e 3.5.2 e possono essere cosí classificati:

1) leptoni diretti da adroni B: $b \longrightarrow l^- \overline{\nu}_l$;

2) leptoni diretti da adroni D: $c \longrightarrow l^+ \nu_l$;

3) leptoni da decadimenti in cascata di adroni B: $b \longrightarrow c \longrightarrow l^+ \nu_l$;

4) leptoni di fondo cioé leptoni da decadimenti di adroni contenenti quarks leggeri, da J/ψ o γ, o adroni erroneamente identificati come leptoni.

Come é stato anticipato nell' introduzione a questo capitolo, una variabile che permette di distinguere i leptoni delle diverse categorie é l' impulso trasversale rispetto alla direzione del jet a cui il leptone appartiene; in realtá il potere di separazione di tale variabile migliora se si calcola la direzione del jet escludendo la traccia del leptone stesso $\Longrightarrow p_t^{out}$. In Fig. 5.5 é riportata la distribuzione di p_t^{out} in eventi simulati per le varie categorie: per arricchire il campione di leptoni da decadimenti diretti di B é stato utilizzato il taglio $p_t^{out} > 1.1\ GeV/c$ e l' impulso del leptone é stato richiesto essere $p > 3\ GeV/c$. Per migliorare la risoluzione del vertice del B_s ricostruito, ho inoltre selezionato tracce leptoniche associate ad almeno un hit nel VD.
Ulteriori soppressioni del fondo fisico e combinatorio sono state ottenute richiedendo:

- $\star$ $3 < M(D_s^{\pm} - l^{\mp}) < 5.5\ GeV/c^2$
- $\star$ $p(D_s^{\pm} - l^{\mp}) > 14\ GeV/c$
- $\star$ $\chi^2_{vert}(D_s^{\pm} - l^{\mp}) < 20$
- $\star$ $Prob(b - tagging)^{same} > 0.1$

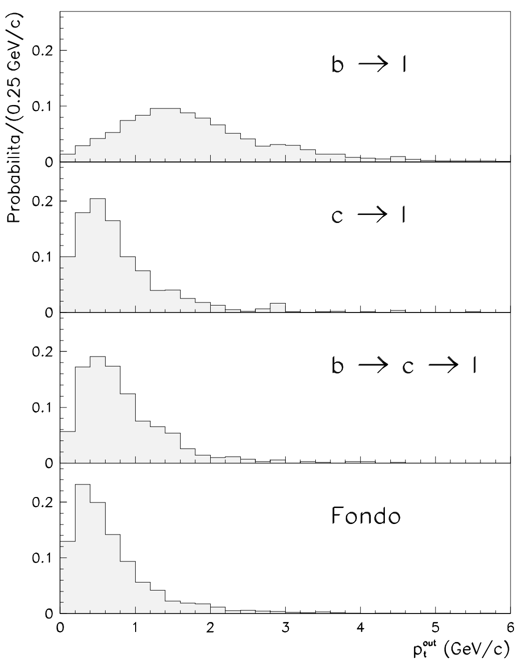


Figura 5.5: *Distribuzioni delle densitá di probabilitá in funzione dell' impulso trasverso p_t^{out} per varie classi di leptoni: leptoni diretti da B, leptoni diretti da D primario, leptoni da decadimenti in cascata di B e leptoni di fondo.*

dove con $Prob(b - tagging)^{same}$ si intende la probabilitá che le tracce che accompagnano il $D_s - l$ nello stesso emisfero provengano dal vertice primario: il taglio in questa variabile sopprime sostanzialmente il contributo dei decadimenti in cascata.
Nella regione di massa del D_s si é osservato un chiaro eccesso di combinazioni di segno giusto (ovvero D_s e l di segno opposto) in ciascun canale di decadimento del D_s, mentre nessun eccesso viene osservato nelle combinazioni di segno sbagliato, come si vede nelle Fig. 5.6 e Fig. 5.7. Sulle singoli distribuzioni é stato applicato un fit con la funzione espressa dalla Eq. 5.7.
Fissando la massa del D^+ al suo valore nominale [1] (1.8693 ± 0.0005 GeV/c^2) si é trovato, dal fit sulla distribuzione globale rappresentata in Fig. 5.8-*b)*, un totale di 128 ± 15 decadimenti adronici del D_s, associati a leptoni di se-

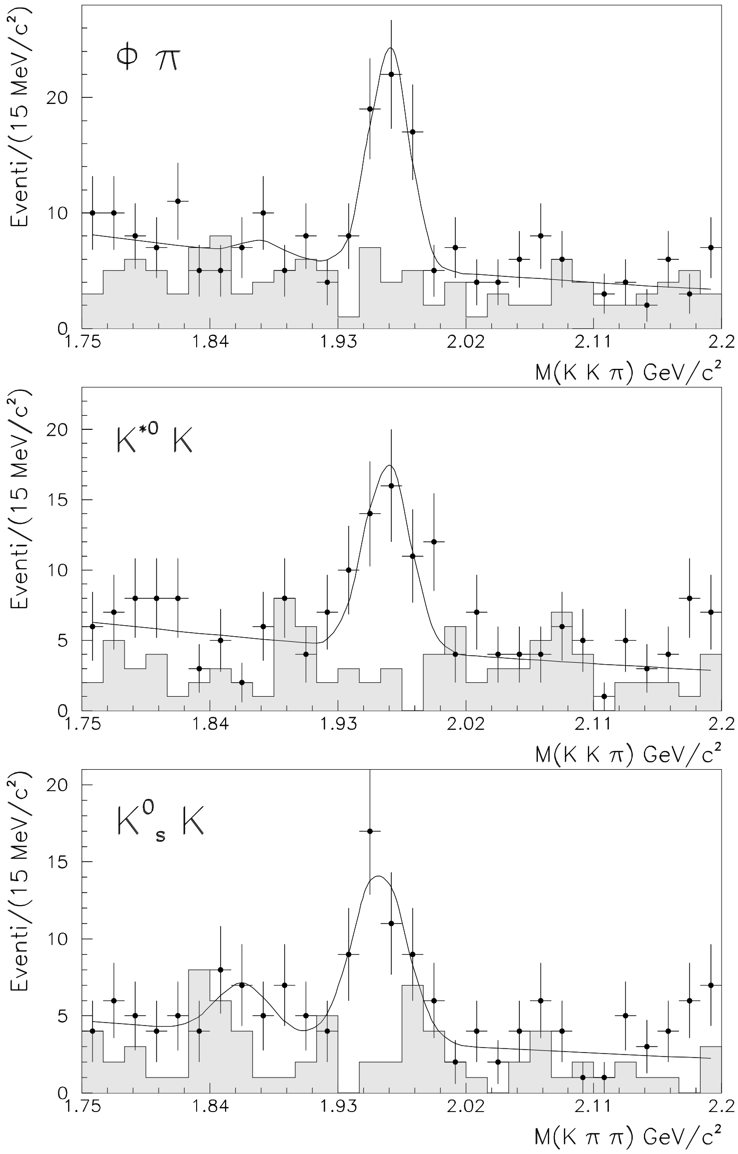


Figura 5.6: *Distribuzione di massa invariante per i candidati* D_s *nei tre modi di decadimento* $\phi\pi^+$, $\overline{K}^{*0}K^+$ $K^0_S K^+$ *per combinazioni* $D_s^{\pm}l^{\mp}$. *L' istogramma piú scuro rappresenta le combinazioni di segno sbagliato* $D_s^{\pm}l^{\pm}$.

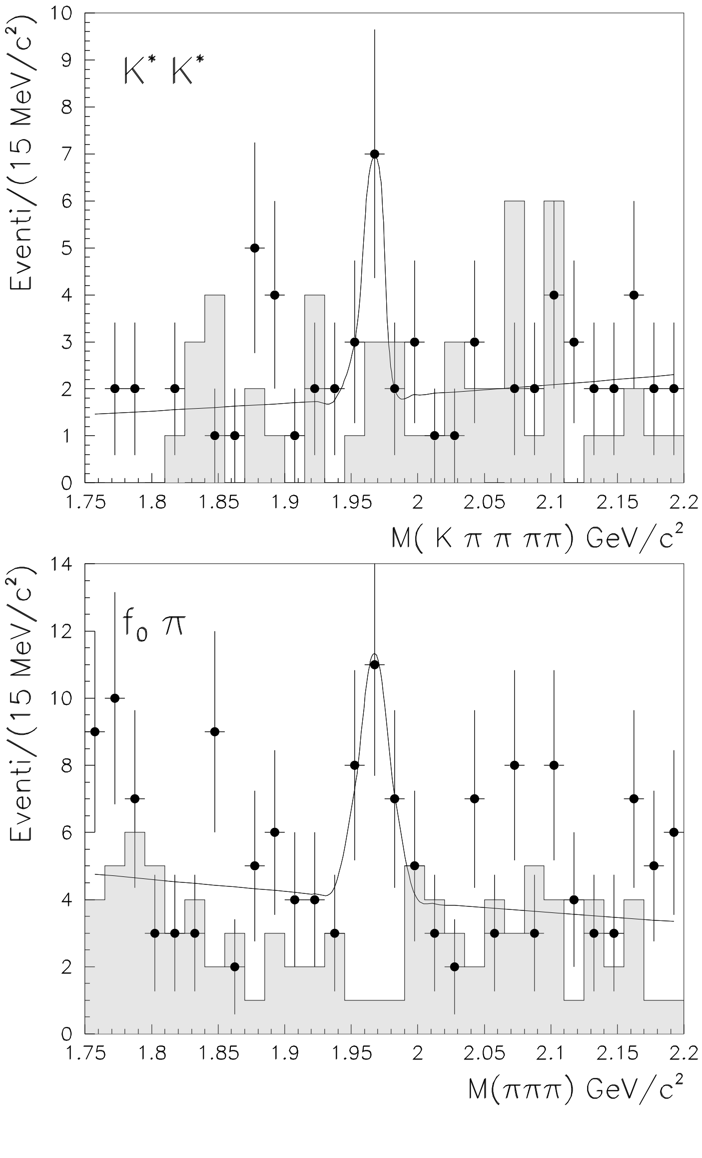


Figura 5.7: *Distribuzione di massa invariante per i candidati D_s nei due modi di decadimento $f_0(980)\pi^+$ e $\overline{K}^{\star 0}K^{\star +}$ per combinazioni $D_s^{\pm}l^{\mp}$. L' istogramma piú scuro rappresenta le combinazioni di segno sbagliato $D_s^{\pm}l^{\pm}$.*

gno opposto, centrati alla massa di 1.965 ± 0.002 GeV/c^2 (compatibile con il suo valore nominale di [1] $M(D_s^+)^{PDG} = 1.9685 \pm 0.0006$ GeV/c^2) ed una larghezza di 16 ± 2 MeV/c^2.
Nella Tab. 5.2 sono riportati il numero di eventi, in ciascun canale di decadimento, e la percentuale di fondo in $\pm 2\sigma$ dal valore della massa fittata del D_s; si noti che come "Totale adron." ho indicato il numero di eventi determinati dal fit sulla distribuzione totale della Fig. 5.8-*b)*, e non la somma degli eventi trovati nei singoli canali.

5.3 Decadimenti semileptonici del $\overline{B}_s^0$ con il D_s^+ ricostruito nei suoi canali semileptonici

I candidati:

$$\begin{aligned} &\overline{B}_s^0 \longrightarrow D_s^+ l^- \overline{\nu}_l \\ &D_s^+ \longrightarrow \phi l^+ \nu_l \ , \ \phi \longrightarrow K^+ K^- \end{aligned} \tag{5.8}$$

sono stati ricostruiti cercando tutte le combinazioni $\phi l^+ l^-$ presenti nello stesso emisfero. I mesoni ϕ sono stati selezionati richiedendo gli stessi tagli cinematici utilizzati nel canale di decadimento $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$, ma con un' identificazione piú elevata per i K (almeno uno dei due K doveva essere identificato come "loose"). In questo decadimento occorre inoltre assegnare correttamente i due leptoni: ho scelto di assegnare il leptone con $M(\phi l) < M^{PDG}(D_s)$ al D_s, mentre quello con $M(\phi l) > M^{PDG}(D_s)$ al B_s (nel seguito verranno perció indicati come l_{B_s} e l_{D_s}); gli eventi nei quali per entrambi i leptoni si abbia $M(\phi l) < M^{PDG}(D_s)$ o, sempre per entrambi, $M(\phi l) > M^{PDG}(D_s)$, non vengono considerati.
Sono stati applicati ulteriori tagli di selezione:

- ⋆ se i due leptoni sono dello stesso tipo, la loro massa invariante deve essere inconsistente con quella di una J/ψ o ψ' o fotone
- ⋆ $p(l_{B_s}) > 3$ GeV/c
- ⋆ $p(l_{D_s}) > 1$ GeV/c

Canale	Numero di ev.	fondo/Tot
$\phi\pi^+$	44 ± 8	0.32 ± 0.05
$\overline{K}^{\star 0} K^+$	36 ± 7	0.35 ± 0.06
$K_S^0 K^+$	35 ± 7	0.33 ± 0.06
$f_0(980)\pi^+$	14 ± 5	0.48 ± 0.12
$\overline{K}^{\star 0} K^{\star +}$	6 ± 3	0.35 ± 0.14
Totale adron.	128 ± 15	0.42 ± 0.06
$\phi l^+ \nu_l$	38 ± 11	0.38 ± 0.06

Tabella 5.2: *Numero di eventi e rapporto del fondo/totale per i candidati D_s ricostruiti nei loro modi di decadimento adronici e semileptonici.*

- $\star$ $p_t^{out}(l_{B_s}) > 1.2\ GeV/c$

Con la traccia del leptone assegnato al D_s e la traiettoria della pseudotraccia ϕ si é effettuato un fit per ricostruire il vertice di decadimento del D_s; il vertice di decadimento del B_s é stato infine determinato imponendo che la traiettoria del D_s e il leptone rimanente formino un vertice comune. I vertici cosí ricostruiti dovevano inoltre avere $\chi^2_{vert}(D_s^+) < 50$ e $\chi^2_{vert}(B_s) < 20$.
Ulteriori soppressioni del fondo sono state ottenute richiedendo:

- $\star$ $2.5 < M(\phi ll) < 5.5\ GeV/c^2$
- $\star$ $Prob(b - tagging)^{opp} < 0.2$

Inoltre gli eventi di questo canale sono caratterizzati da una grande energia mancante, dovuta alla presenza di due neutrini: l' energia mancante nell' emisfero di ϕll é calcolabile come differenza tra l' energia del fascio e l' energia visibile, come si vedrá meglio in 6.2.2:

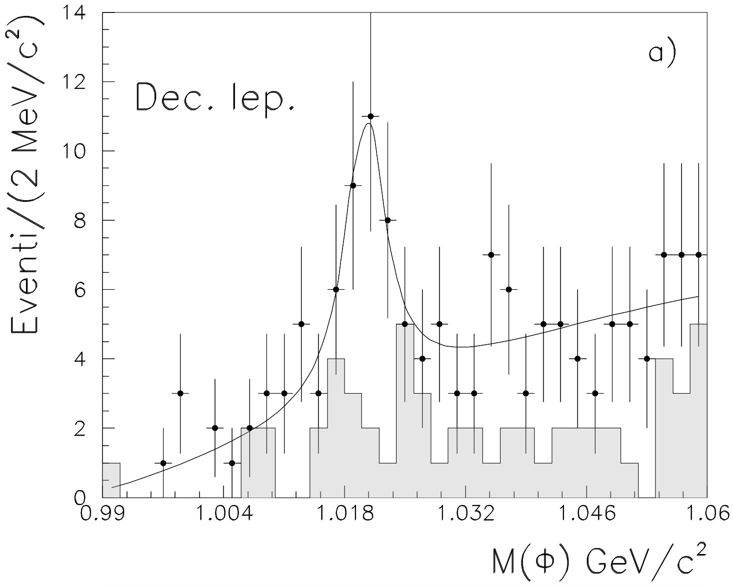
$$\begin{aligned} E_{miss} &= E_{tot} - E_{vis} \\ E_{tot} &= E_{beam} + \frac{M^2_{same} - M^2_{opp}}{4E_{beam}} \end{aligned} \tag{5.9}$$

Ho richiesto quindi che:

- $\star$ $E_{miss} > 0$

$\star$ $\sqrt{\left(\frac{E_{miss}}{10}\right)^2 + \left(\frac{p(l_{B_s})}{5}\right)^2} > 1$

Quest' ultimo taglio equivale sostanzialmente a $E_{miss} > 10\ GeV$ a meno che l' impulso del leptone da B_s sia molto elevato, nel qual caso l' impulso del neutrino puó anche essere basso.
Gli eventi selezionati mostrano un chiaro eccesso di combinazioni di segno giusto nella regione di massa della ϕ: sulla distribuzione di massa invariante dei due kaoni é stato applicato un fit utilizzando una Breit–Wigner per descrivere la risonanza e una polinomiale per il fondo combinatorio (Eq. 5.3).
Nella Fig. 5.8 é rappresentata la opportuna distribuzione di massa invariante per il candidato D_s selezionato nei suoi decadimenti adronici e semileptonici accompagnato da un leptone di segno opposto.
Dal fit sui canali semileptonici risultano 38 ± 11 eventi centrati a una massa di $1.020 \pm 0.001\ GeV/c^2$ (compatibile con il valore medio mondiale [1] $1019.413 \pm 0.008\ MeV/c^2$) ed una larghezza di $6 \pm 2\ MeV/c^2$, con una percentuale di fondo, calcolata in $\pm 1\Gamma$ dal valore di massa fittata, di 0.38 ± 0.06, come riportato in Tab. 5.2.



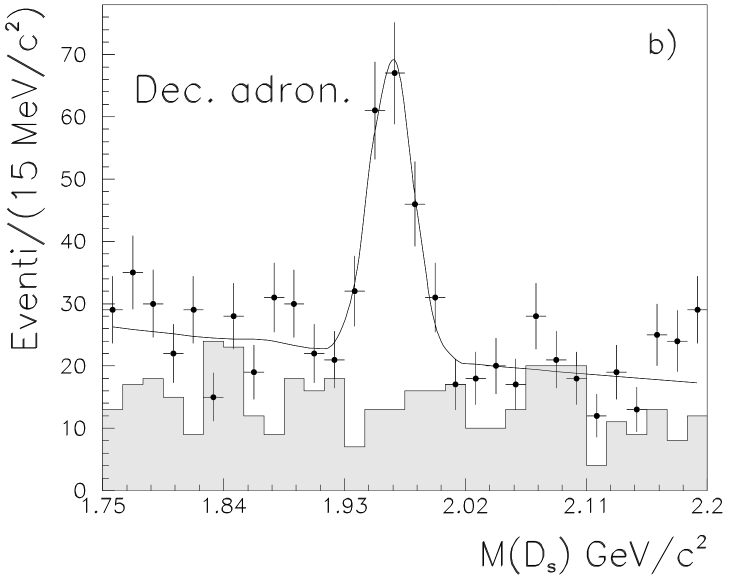


Figura 5.8: *Distribuzione di massa invariante, per i modi di decadimento semileptonici a) e adronici b), per i candidati D_s accompagnati da leptoni di segno opposto. L' istogramma piú scuro rappresenta le combinazioni $D_s - l$ di stesso segno.*

Capitolo 6

Misura della vita media del B_s

6.1 Composizione del campione

La vita media del mesone B_s é stata determinata sugli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ selezionati nell' intervallo $\pm 2\sigma$ ($\pm 1\Gamma$) attorno alla massa misurata del D_s (ϕ). Per valutare il contributo dei vari processi fisici e del fondo combinatorio, ho utilizzato i rates di produzione e i branching ratios riportati nella Tab. 6.1. Gli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ con il D_s ricostruito nel decadimento $D_s \longrightarrow X_{fin}$ (dove

Quantitá misurate	Valore	Ref.
$R_{b\bar{b}} = \Gamma_{Z^0 \to b\bar{b}} / \Gamma_{Z^0 \to hadrons}$	0.2202 ± 0.0020	[31]
$B_1 = Br(b \to \overline{B}_s^0 \to D_s^+ l^- \overline{\nu}_l) Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$	$(3.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	[32]
$B_2 = Br(B_{u,d} \to D_s^{\pm} X) Br(D_s^{\pm} \to \phi\pi^{\pm})$	$(3.66 \pm 0.22) \cdot 10^{-3}$	[33]
$B_{bcl} = Br(b \to c \to l^+)$	$(8.22 \pm 0.42) \cdot 10^{-2}$	[31]

Tabella 6.1: Rates di produzione e branching ratios utilizzate nell' analisi.

X_{fin} é uno degli stati finali $\phi\pi^+, \overline{K}^{\star 0} K^+, K_S^0 K^+, f_0(980)\pi^+, \overline{K}^{\star 0} K^{\star +}, \phi l^+ \nu_l$ consistono in:

$\mathbf{B_s}$: il numero di decadimenti semileptonici da B_s é espresso da:

$$N_{B_s} = 2R_{b\overline{b}} \cdot Br(b \to \overline{B}_s^0 \to D_s^+ l^- \overline{\nu}_l) \cdot Br(D_s^+ \to X_{fin}) \cdot \epsilon_{X_{fin}}^{B_s} \tag{6.1}$$

dove $\epsilon_{X_{fin}}^{B_s}$ é l' efficienza di selezione.
Prendendo come riferimento il decadimento $D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+$ e con i valori della Tab. 6.1, si trova:

$$N_{B_s} = 2R_{b\overline{b}} B_1 \frac{Br(D_s^+ \to X_{fin})}{Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)} \epsilon_{X_{fin}}^{B_s} \tag{6.2}$$

Escluso il fondo combinatorio, si ha una percentuale dell' ordine del 90% nell' intervallo $\pm 2\sigma$ ($\pm 1\Gamma$) di eventi $\overline{B}_s^0 \longrightarrow D_s^+ l^- \overline{\nu}_l$, comprendendo anche $\overline{B}_s^0 \longrightarrow D_s^{\star +} l^- \overline{\nu}_l$ per i quali il $D_s^{\star +}$ decade quasi nel 100% dei casi in $D_s^+ \gamma$.

$\mathbf{D_s D}$: gli eventi $B \longrightarrow \overline{D}^{(\star)} D_s^{(\star)+} X$ seguiti dai decadimenti semileptonici $\overline{D}^{(\star)} \longrightarrow l^- \overline{\nu}_l X$, danno origine a correlazioni $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ di segno giusto (come quelle dei decadimenti semileptonici di B_s):

$$\begin{aligned} N_{D_s D} &= 2R_{b\overline{b}} \cdot Br(b \to B_{ud} \to D_s^+ X) \cdot Br(D_s^+ \to X_{fin}) \cdot Br(D \to lX) \cdot \epsilon_{X_{fin}}^{D_s D} \\ &= 2 \cdot R_{b\overline{b}} \cdot B_2 \cdot B_{cl} \frac{Br(D_s^+ \longrightarrow X_{fin})}{Br(D_s^+ \longrightarrow \phi\pi^+)} \epsilon_{X_{fin}}^{D_s D} \end{aligned} \tag{6.3}$$

dove é stato utilizzato il branching ratio inclusivo dei leptoni in cascata da adroni B misurato a LEP.
Ci si aspetta approssimativamente lo stesso numero di eventi B_s e di eventi $D_s D$, ma per quest' ultimi l' efficienza di selezione é molto minore a causa dell' elevato impulso trasversale richiesto al leptone e del taglio sulla probabilitá del $b-tagging$ nello stesso emisfero del candidato.
Il rapporto tra le due efficienze é stato determinato sugli eventi simulati ed é risultato:

$$\begin{aligned} R_{D_s D} &= \frac{\epsilon_{X_{fin}}^{D_s D}}{\epsilon_{X_{fin}}^{B_s}} = 0.110 \pm 0.010 \quad \text{per i dec. adr. del } D_s \\ R_{D_s D} &= \frac{\epsilon_{X_{fin}}^{D_s D}}{\epsilon_{X_{fin}}^{B_s}} = 0.105 \pm 0.016 \quad \text{per i dec. semil. del } D_s \end{aligned} \tag{6.4}$$

Rifl : il decadimento $\overline{B}_{ud} \longrightarrow D^+ l^- \overline{\nu}_l X$, seguito da $D^+ \longrightarrow \overline{K}^{*0} \pi^+$ o da $D^+ \longrightarrow K^0_S \pi^+$, con il pione erroneamente identificato come kaone, puó simulare un decadimento semileptonico del B_s.
Poiché la cinematica dei decadimenti suddetti é molto simile a quella dei decadimenti del D_s^+ in $\overline{K}^{*0} K^+$ e $K^0_S K^+$, gli eventi di fondo dovuti a tale "riflessione cinematica" si accumulano secondo una distribuzione piuttosto larga ($\approx 200\ MeV/c^2$) centrata poco al di sopra della regione di massa del D_s^+.
Nel Monte Carlo si é determinato il rapporto tra gli eventi di questo fondo fisico e i veri decadimenti semileptonici del B_s:

$$\begin{aligned} R_{rifl} &= \frac{N_{rifl}}{N_{B_s}} = 0.069 \pm 0.025 \quad \text{per } \mathrm{K^0_S K^+} \\ R_{rifl} &= \frac{N_{rifl}}{N_{B_s}} = 0.054 \pm 0.015 \quad \text{per } \mathrm{\overline{K}^{*0} K^+} \end{aligned} \tag{6.5}$$

Comb : la frazione di eventi di fondo combinatorio presente nel campione selezionato é stata valutata dal fit sulla distribuzione in massa e risulta (come giá dalla Tab. 5.2):

$$\begin{aligned} f_{comb} &= 0.42 \pm 0.04 \quad \text{per i dec. adr. del } D_s \\ f_{comb} &= 0.38 \pm 0.06 \quad \text{per i dec. semil. del } D_s \end{aligned} \tag{6.6}$$

D$_s$K : i decadimenti $\overline{B} \longrightarrow D_s^+ K X l^- \overline{\nu}_l$ danno origine ad eventi $D_s^\pm - l^\mp$ di segno giusto, tuttavia, poiché fino ad oggi non c' é stata nessuna evidenza sperimentale di tali processi, ho trascurato il loro eventuale contributo al campione studiato.

Falsi lep. : il fondo dovuto ad eventi $D_s l$, in cui il leptone é in realtá un adrone misidentificato, contribuisce in ugual misura alle correlazioni di segno giusto ($D_s^\pm l^\mp$) e a quelle di segno sbagliato ($D_s^\pm l^\pm$): poiché la distribuzione dei $D_s^\pm l^\pm$ é piatta attorno alla massa del D_s o della ϕ, l' entitá di questo fondo é senz' altro trascurabile.

Dalle relazioni scritte in precedenza é possibile calcolare le percentuali dei vari fondi fisici presenti nel segnale g_{B_s}, $g_{D_s D}$, g_{rifl} (dopo la sottrazione del fondo combinatorio) riportate in Tab. 6.2:

$$\begin{aligned} g_{B_s} &= \frac{N_{B_s}}{N_{D_sD} + N_{B_s} + N_{rifl}} \\ &= \frac{B_1}{B_1 \cdot (1 + R_{rifl}) + B_2 \cdot B_{cl} \cdot R_{D_sD}} \end{aligned} \tag{6.7}$$

$$\begin{aligned} g_{D_sD} &= \frac{N_{D_sD}}{N_{D_sD} + N_{B_s} + N_{rifl}} \\ &= \frac{B_2 \cdot B_{cl} \cdot R_{D_sD}}{B_1 \cdot (1 + R_{rifl}) + B_2 \cdot B_{cl} \cdot R_{D_sD}} \end{aligned} \tag{6.8}$$

$$\begin{aligned} g_{rifl} &= \frac{N_{rifl}}{N_{D_sD} + N_{B_s} + N_{rifl}} \\ &= \frac{B_1 \cdot R_{rifl}}{B_1 \cdot (1 + R_{rifl}) + B_2 \cdot B_{cl} \cdot R_{D_sD}} \end{aligned} \tag{6.9}$$

Si noti che nelle funzioni di likelihood utilizzate per valutare la vita media

Canale	g_{B_s}	g_{D_sD}	g_{rifl}
$\phi\pi^+$, $f_0(980)\pi^+$, $\overline{K}^{\star 0}K^{\star +}$	0.90 ± 0.02	0.10 ± 0.02	0
$\overline{K}^{\star 0}K^+$	0.86 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.05 ± 0.01
$K_S^0K^+$	0.85 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.06 ± 0.02
$\phi l^+\nu_l$	0.91 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0

Tabella 6.2: *Percentuale di eventi da processi fisici in $\pm 2\sigma$ ($\pm 1\Gamma$) attorno alla massa del D_s (ϕ) dopo la sottrazione del fondo combinatorio.*

e l' oscillazione del B_s, compariranno in realtá le percentuali:

$$\begin{aligned} f_{B_s} &= (1 - f_{comb})g_{B_s} \\ f_{D_sD} &= (1 - f_{comb})g_{D_sD} \\ f_{rifl} &= (1 - f_{comb})g_{rifl} \\ f_{comb} & \end{aligned} \tag{6.10}$$

6.2 Ricostruzione del tempo proprio del B_s

Per ciascun evento il tempo proprio di decadimento del B_s é stato determinato dalla lunghezza di decadimento misurata L_{B_s} e dall' impulso stimato p_{B_s} (ricordo che il valor medio delle misure di massa del B_s é $m_{B_s} = 5369.6 \pm 2.4\ MeV/c^2$ [1]):

$$t_{B_s} = \frac{L_{B_s} m_{B_s}}{p_{B_s}} \tag{6.11}$$

6.2.1 Lunghezza di decadimento del B_s

La lunghezza di decadimento del B_s é stata calcolata come:

$$L_{B_s} = \frac{L_{xy}}{\sin\theta_{B_s}} \tag{6.12}$$

dove L_{xy} é la distanza tra il vertice primario e il vertice di decadimento del B_s misurata nel piano perpendicolare alla direzione del fascio, e θ_{B_s} é l' angolo polare del vettore impulso del sistema $D_s l$.
Tale procedura é stata utilizzata anche per i dati del $1994-95$, per i quali il VD aveva fornito in realtá anche la coordinata z, perché la maggior precisione raggiunta in tale direzione si riflette anche in una migliore ricostruzione dei vertici nel piano xy.
La precisione ottenuta sulla lunghezza di volo é abbastanza simile per tutti i canali di decadimento studiati tranne che per i $\overline{B}^0_s \longrightarrow D_s^+ l^- \overline{\nu}_l$ con $D_s^+ \longrightarrow K^0_S K^+$, per il quale la presenza di una particella a vita media lunga peggiora notevolmente la risoluzione sul vertice del D_s^+.
Nella Fig. 6.1 ho riportato le risoluzioni ottenute su eventi MC di decadimenti semileptonici di B_s con il D_s^+ ricostruito in $\phi\pi^+, \overline{K}^{\star 0} K^+$ (che assumo essere uguali a quelle dei decadimenti del D_s in $f_0(980)\pi^+, \overline{K}^{\star 0} K^{\star +}$) e in $K^0_S K^+$, relativi agli anni 1991–93 e 1994–95; in questa figura sono evidenti sia le differenze di risoluzioni sopra menzionate tra i canali, sia il miglioramento apportato dal nuovo VD.
Sulle distribuzioni di risoluzione dei campioni MC (compreso $\phi l^+ \nu_l$ 1994–95) é stato applicato un fit usando la funzione:

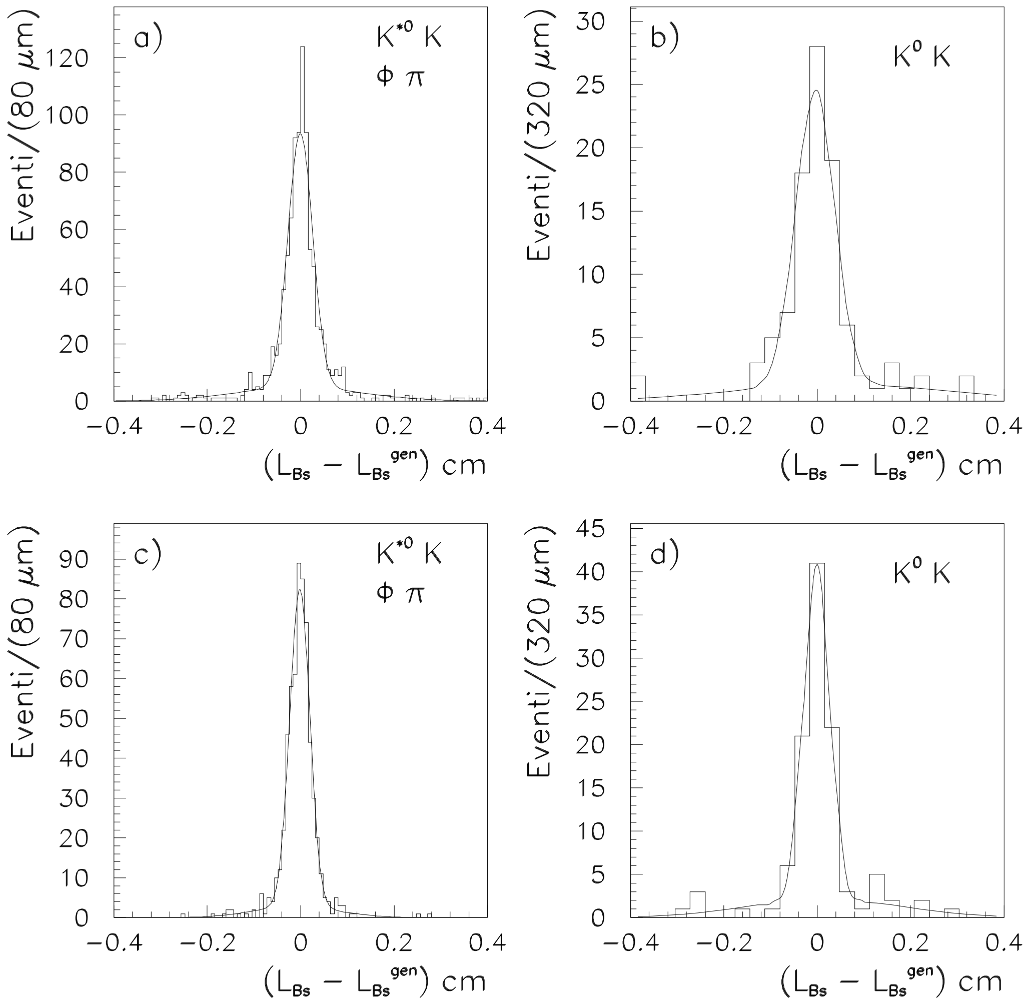


Figura 6.1: *Risoluzioni della lunghezza di volo studiate in eventi MC di decadimenti semileptonici di B_s con il D_s^+ ricostruito in $\phi\pi^+$, $\overline{K}^{*0}K^+$ per gli anni 1991–93 a) e 1994–95 c) e in $K_S^0K^+$ per gli anni 1991–93 b) e 1994–95 d).*

$$A_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1{}^2}} + (1 - A_1) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma_2{}^2}} \tag{6.13}$$

I valori medi delle gaussiane (x_1 e x_2) sono risultati compatibili con lo zero ed i parametri A_1, σ_1, σ_2 sono riportati in Tab. 6.3. L' errore sulla lunghezza

Canale	A_1	σ_1	σ_2
$\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ 1991–93	(79 ± 3) %	(265 ± 15) μm	(1.3 ± 0.1) mm
$\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ 1994–95	(87 ± 3) %	(214 ± 10) μm	(887 ± 90) μm
$K^0_S K^+$ 1991–93	(76 ± 8) %	(412 ± 67) μm	(2.3 ± 1.0) mm
$K^0_S K^+$ 1994–95	(75 ± 6) %	(272 ± 29) μm	(1.6 ± 0.4) mm
$\phi l^+ \nu_l$ 1994–95	(73 ± 6) %	(245 ± 26) μm	(1.1 ± 0.1) mm

Tabella 6.3: *Parametri A_1, σ_1, σ_2 dei fits sulle distribuzioni di risoluzione in lunghezza di volo di campioni MC di decadimenti semileptonici del $\overline{B}^0_s$, con il D^+_s che decade in $\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$, $K^0_S K^+$ e $\phi l^+ \nu_l$.*

di volo, dovuto all' incertezza sui vertici primario e secondario e sull' angolo polare, é stato determinato evento per evento:

$$\begin{aligned} \sigma_L &= \sqrt{\left(\frac{\sigma(L_{xy})}{L_{xy}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\sin\theta}}{\sin\theta}\right)^2}\, L \\ &= \sqrt{\left(\frac{\sigma(L_{xy})}{L_{xy}}\right)^2 + (R(\sigma_{\sin\theta}))^2}\, L \end{aligned} \tag{6.14}$$

In realtá, l' errore sull' angolo polare contribuisce poco sulla risoluzione finale (che é dell' ordine del 20%) ed ho perció considerato per esso una risoluzione media: $R(\sin\theta) \simeq 1.5\%$.
Per verificare che l' errore sulla lunghezza di volo sia stimato correttamente, ho valutato per veri eventi B_s MC il cosiddetto "pull" della lunghezza di volo ovvero:

$$\frac{L_{xy} - L_{xy}^{gen}}{\sigma(L_{xy})} \tag{6.15}$$

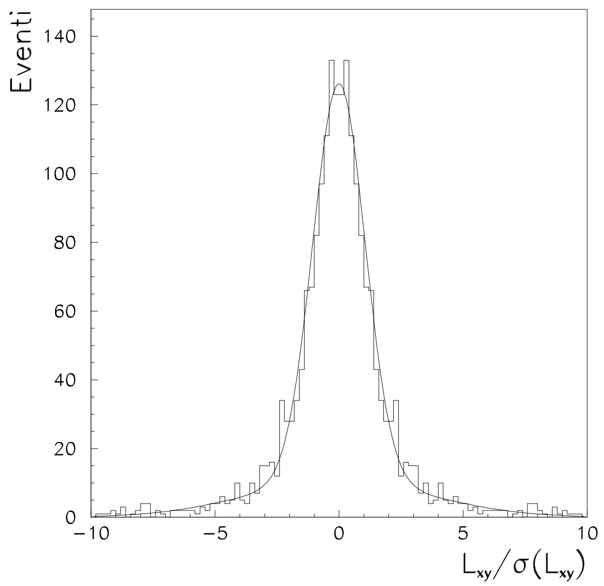


Figura 6.2: *Distribuzione del "pull" di L_{xy} per un campione di fondo selezionato nei dati reali.*

Tale rapporto é distribuito come una gaussiana di σ uguale a 1.23, indipendentemente dal canale considerato, il che significa che l' errore sulla lunghezza di volo é stato sottostimato (il pull deve avere $\sigma = 1$ se gli errori sono corretti); ho quindi corretto per tale fattore l' errore sulla lunghezza di volo del B_s.
Ho inoltre controllato se vi fossero differenze tra i dati reali e simulati valutando il pull della lunghezza di volo sui dati reali per eventi da quarks leggeri, per i quali $L_{gen} \simeq 0$.
Tali eventi sono stati selezionati nel campione di correlazioni $D_s l$ di segno sbagliato su tutto l' intervallo di massa considerato e quelle di segno giusto nelle "side–bands", cioé al di fuori dell' intervallo di massa del D_s^+ e del D^+ (per i dec. adronici del D_s) e della ϕ (per i dec. semileptonici del D_s); ho inoltre richiesto $Prob(b - tagging)^{evento} > 0.5$ ed ho considerato solo gli eventi con lunghezza di volo misurata negativa, in modo da sopprimere ulteriormente il contributo dei decadimenti di quarks pesanti.

Nella Fig. 6.2 é rappresentato il pull ottenuto simmetrizzando la distribuzione negativa per gli eventi selezionati nel modo suddetto; applicando un fit con una funzione analoga a quella dell' Eq. 6.13 ho determinato le seguenti deviazioni standard per le due gaussiane:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= (1.05 \pm 0.03)\% \quad \text{per il 80\% degli eventi} \\ \sigma_2 &= (2.7 \pm 0.4)\% \qquad \text{per il 20\% degli eventi} \end{aligned} \tag{6.16}$$

Se si applica alla distribuzione suddetta un fit con una sola gaussiana, invece si trova:

$$\sigma = 1.20 \pm 0.04$$

Ho quindi riscalato ulteriormente l' errore sulla lunghezza di volo di un fattore 1.05, mentre nello studio delle sistematiche ho considerato tutto l' intervallo di variazione dell' errore $[1.23, 1.23 \cdot 1.2]$

6.2.2 Impulso del B_s

Poiché nel decadimento semileptonico del B_s viene perso un neutrino, il punto di partenza per valutare l' impulso del candidato consiste nella determinazione dell' energia perduta ("missing energy") nell' emisfero del $D^{\pm}l^{\mp}$ come:

$$\begin{aligned} E_{miss} &= E_{tot} - E_{vis} \\ E_{tot} &= E_{beam} + \frac{M^2_{same} - M^2_{opp}}{4E_{beam}} \end{aligned} \tag{6.17}$$

dove l' energia visibile E_{vis} é stata calcolata dalle tracce cariche con $p > 0.2\ GeV/c$ e dai depositi elettromagnetici con $E > 0.5\ GeV$, presenti nello stesso emisfero del candidato, e M_{same} ed M_{opp} sono le masse invarianti rispettivamente nello stesso emisfero ed in quello opposto.
L' ultimo termine con le masse invarianti é stato introdotto per tener conto degli eventi mal ricostruiti e di quelli con piú di due jets.
In eventi MC $\overline{B}^0_s \longrightarrow D^+_s l^- \overline{\nu_l}$ con $D^+_s \longrightarrow \phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ ho studiato la dipendenza della risoluzione della "missing energy" dall' energia del sistema D_sl (Fig. 6.3–*b)*, e ho valutato l' energia del neutrino E^{corr}_{ν} come:

$$E^{corr}_{\nu} = E_{miss} + aE_{D_sl} + b \tag{6.18}$$

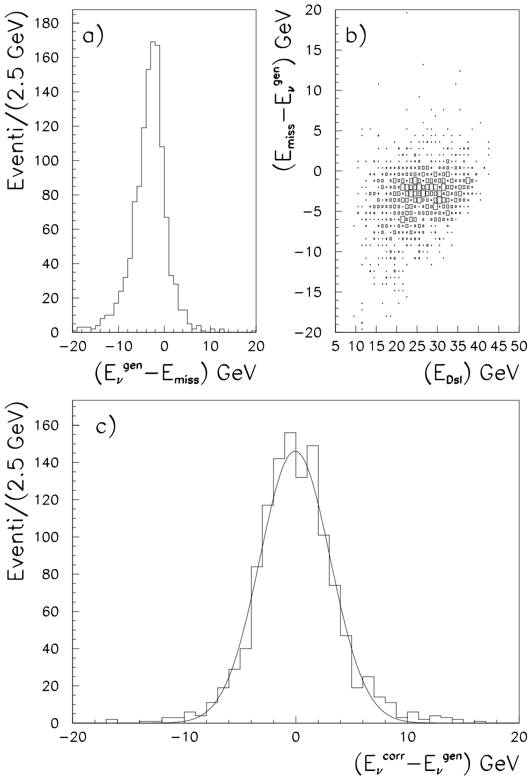


Figura 6.3: *a) Risoluzione di E_{miss}, b) dipendenza della risoluzione di E_{miss} dall' energia del $D_s l$ e c) risoluzione di E_ν^{corr}.*

dove:

$$\begin{aligned} a &= 0.214 \pm 0.008 \\ b &= -8.78 \pm 0.31\ GeV \end{aligned} \tag{6.19}$$

La risoluzione sull' energia del neutrino cosí corretta E_ν^{corr} é $3.14 \pm 0.09\ GeV$ (Fig. 6.3–*c*).
L' energia del B_s potrebbe quindi essere calcolata come somma di $E_{D_s l}$ e di E_ν^{corr}, ma é necessario tener conto anche della perdita di energia dovuta al fotone emesso nei decadimenti $\overline{B}_s^0 \longrightarrow D_s^{\star +} l^- \overline{\nu}_l$ dove $D_s^{\star +} \longrightarrow D_s^+ \gamma$; ho quindi introdotto, a tal scopo, un' ulteriore correzione che parametrizza la

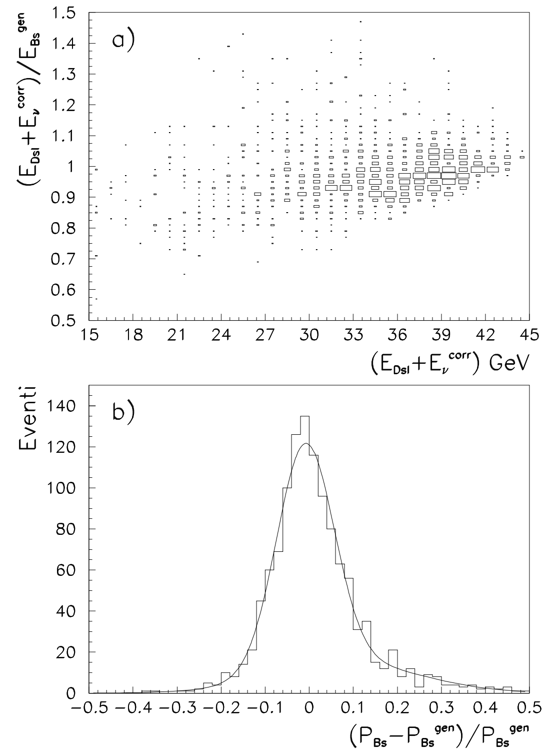


Figura 6.4: *a) Dipendenza della risoluzione dell' energia del* B_s *da* $(E_{D_sl} + E_\nu^{corr})$*, b) risoluzione relativa dell' impulso del* B_s*.*

dipendenza evidente nella Fig. 6.4–*a)*:

$$E_{B_s} = \frac{E_{D_sl} + E_\nu^{corr}}{c(E_{D_sl} + E_\nu^{corr}) + d} \tag{6.20}$$

con:

$$\begin{aligned} c &= 0.0040 \pm 0.0006 \; (GeV)^{-1} \\ d &= 0.849 \pm 0.025 \end{aligned} \tag{6.21}$$

La risoluzione relativa sull' impulso del B_s (calcolato ovviamente come $p_{B_s} = \sqrt{E_{B_s}^2 - m_{B_s}^2}$) é $\simeq$ 7.9%, come dalla Fig. 6.4–*b)*; applicando ad essa un fit

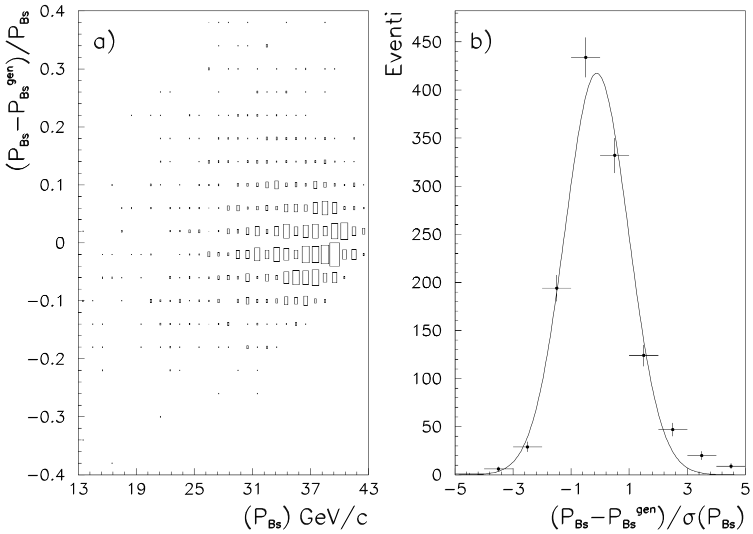


Figura 6.5: *a) Dipendenza della risoluzione di p_{B_s} dall' impulso stesso, b) distribuzione del "pull" di p_{B_s} in eventi MC.*

con due gaussiane (Eq.6.13), le corrispondenti deviazioni standard risultano:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= (6.5 \pm 0.3)\% \quad \text{per il 74\% degli eventi} \\ \sigma_2 &= (17 \pm 1)\% \quad\quad \text{per il 26\% degli eventi} \end{aligned} \tag{6.22}$$

L' errore sull' impulso del B_s non é definito evento per evento, tuttavia poiché la risoluzione é correlata all' impulso stesso (Fig. 6.5–*a*), una definizione dell' errore puó essere ricavata dalla parametrizzazione gaussiana della distribuzione della risoluzione suddetta e risulta ben descritto da una funzione decrescente dell' impulso:

$$\frac{\sigma_{p_{B_s}}}{p_{B_s}} = \alpha p_{B_s} + \beta \tag{6.23}$$

con:

$$\begin{aligned} \alpha &= -0.036 \pm 0.005 \; c/GeV \\ \beta &= 0.20 \pm 0.02 \end{aligned} \tag{6.24}$$

L' errore $\sigma_{p_{B_s}}$ cosí determinato risulta ben definito in quanto il pull sugli eventi MC ha $\sigma = 1.04 \pm 0.04$ (Fig. 6.5–b).
Poiché per la ricostruzione dell' impulso del B_s sono state utilizzate pesantemente le informazioni MC, é stato necessario verificare l' accordo con i dati reali; ho confrontato quindi la distribuzione dell' impulso di eventi B_s MC con quella dei dati reali, ottenuta sottraendo alla distribuzione dell' impulso nella regione di segnale la corrispondente distribuzione per il fondo (segno sbagliato e side–bands).
Nella Fig. 6.6 sono riportate le distribuzioni cosí ottenute, i cui valori medi differiscono di:

$$(1.2 \pm 0.8) \; GeV/c \tag{6.25}$$

Il valore centrale é stato utilizzato per riscalare l' impulso MC, mentre l' incertezza sperimentale é stata tenuta in conto nella valutazione dell' errore sistematico.
Tutta la procedura descritta in questo paragrafo é stata seguita anche per gli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ con il D_s ricostruito nei suoi decadimenti semileptonici.
La risoluzione ottenuta sull' energia dei neutrini, dopo una correzione analoga a quella dell' Eq.6.18, é risultata:

$$\frac{\sigma_{\nu}^{corr}}{E_{\nu}^{corr}} = (2.5 \pm 0.1)\% \tag{6.26}$$

e le deviazioni standard delle due gaussiane con le quali é stato applicato il fit sulla distribuzione della risoluzione relativa dell' impulso del B_s sono (Eq.6.13):

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= (6.5 \pm 0.6)\% \quad \text{per il 79\% degli eventi} \\ \sigma_2 &= (17 \pm 2)\% \quad \text{per il 21\% degli eventi} \end{aligned} \tag{6.27}$$

compatibile quindi con quella trovata per i D_s ricostruiti nei modi adronici.

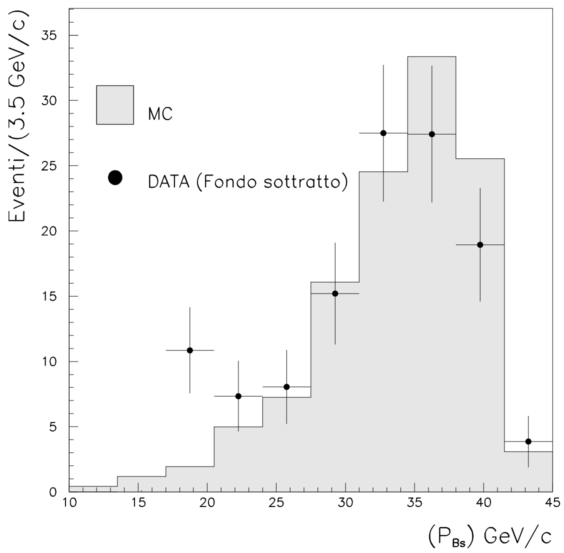


Figura 6.6: *Confronto tra la distribuzione di p_{B_s} nei dati reali e in quelli simulati.*

6.3 Fit di vita media

La vita media del B_s e la distribuzione del fondo combinatorio sono state fittate simultaneamente.
Il campione di segnale é costituito da 265 eventi $D_s^{\pm}-l^{\mp}$ situati nell' intervallo di $\pm 2\sigma$ $(\pm 1\Gamma)$ centrato sul valore di massa misurato del D_s (ϕ), mentre le proprietá del fondo combinatorio sono state studiate sul campione di eventi $D_s^{\pm}-l^{\mp}$ al di fuori della zona di segnale e sul campione di eventi $D_s^{\pm}-l^{\pm}$.
La funzione di likelihood utilizzata é:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N^{segnale}} \mathcal{P}_{segnale}(t_i, \sigma_{t_i}) \prod_{j=1}^{N^{fondo}} \mathcal{P}_{fondo}(t_j, \sigma_{t_j}) \tag{6.28}$$

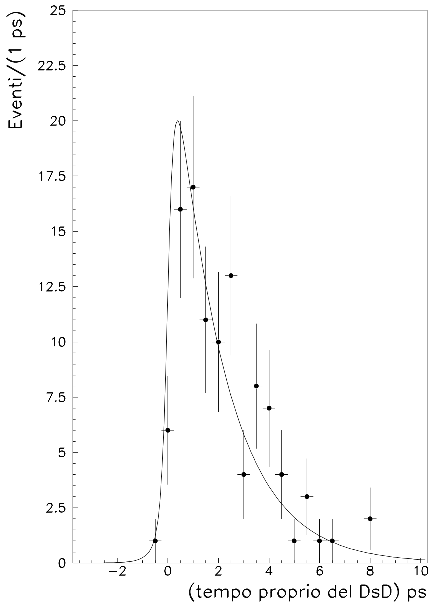


Figura 6.7: *Fit di vita media su un campione di eventi D_sD Monte Carlo.*

dove:

$$\mathcal{P}_{segnale} = f_{B_s} P_{B_s} + f_{D_sD} P_{D_sD} + f_{rifl} P_{rifl} + f_{comb} P_{comb}$$
$$\mathcal{P}_{fondo} = f_{comb} P_{comb} \tag{6.29}$$

Le grandezze f sono state definite nel Par. 6.1 e sono mantenute fisse nel fit, mentre le funzioni P di densitá di probabilitá relative a ciascuna categoria di eventi sono:

◇ La densitá di probabilitá per il segnale da B_s é la convoluzione di una funzione esponenziale di vita media τ_{B_s} (ovviamente parametro libero del fit) e di una gaussiana che parametrizza gli effetti di risoluzione sperimentale:

$$P_{B_s} = G(t, \sigma_t) \otimes exp(t, \tau_{B_s}) \tag{6.30}$$

◇ La densitá di probabilitá per il D_sD é stata parametrizzata come:

$$P_{D_sD} = G(t, \sigma_t) \otimes exp(t, \tau_{D_sD}) \tag{6.31}$$

dove τ_{D_sD} é la vita media efficace per gli eventi $B \longrightarrow D_sD$, per i quali l' impulso del B é sistematicamente sottostimato, ed é stata calcolata in un campione di eventi simulati (Fig. 6.7):

$$\tau_{D_sD} = (2.12 \pm 0.20)\ ps \tag{6.32}$$

- ◇ La densitá di probabilitá per il fondo da riflessioni cinematiche é:

$$P_{rifl} = G(t, \sigma_t) \otimes exp(t, \tau_{rifl}) \tag{6.33}$$

dove per τ_{rifl} ho scelto [1]:

$$\tau_{rifl} = \tau_{B_d} = (1.56 \pm 0.06)\ ps \tag{6.34}$$

in quanto questo fondo proviene principalmente dai decadimenti di B_d^0.

- ◇ La densitá di probabilitá per il fondo combinatorio é stata cosí parametrizzata:

$$P_{comb} = \alpha G(t, \sigma_t) + \beta G(t, \sigma_t) \otimes exp(t, \tau_+) + (1 - \alpha - \beta) G(t, \sigma_t) \otimes exp(-t, \tau_-) \tag{6.35}$$

dove il primo termine rappresenta il fondo proveniente dal vertice primario, il secondo quello da particelle a vita media lunga, mentre l' esponenziale negativo tiene conto degli effetti di risoluzione che possono portare a lunghezze di volo negative.
I parametri $\alpha, \beta, \tau_+, \tau_-$ sono lasciati liberi di variare nel fit.

La vita media trovata dal fit di likelihood é (Fig. 6.8):

$$\tau_{B_s} = 1.52^{+0.17}_{-0.15}\ (stat.)\ ps \tag{6.36}$$

ed i parametri che descrivono l' andamento del fondo combinatorio risultano:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.22 \pm 0.02 \\ \beta &= 0.065 \pm 0.009 \\ \tau_+ &= 1.43 \pm 0.06\ ps \\ \tau_- &= 1.13 \pm 0.16\ ps \end{aligned} \tag{6.37}$$

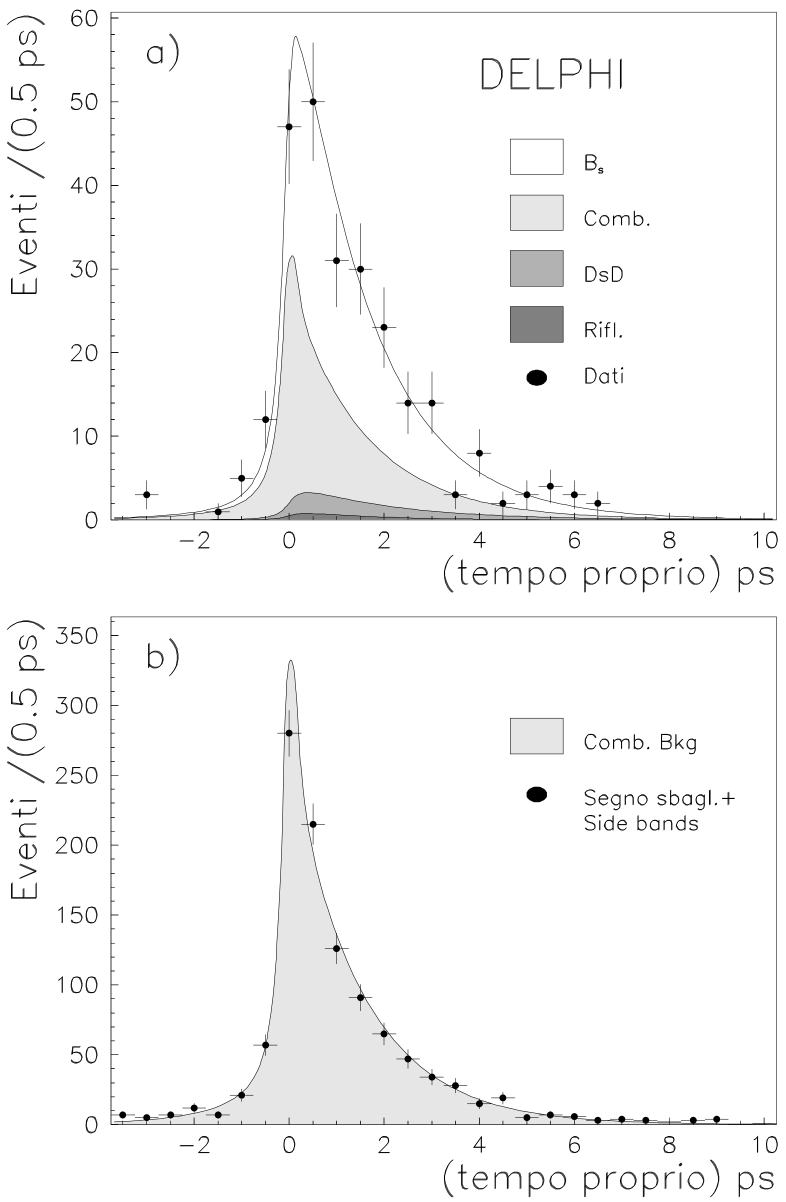


Figura 6.8: *a) Distribuzione del tempo proprio del B_s per eventi $D_s^{\pm}l^{\mp}$ nella regione di massa del D_s (o della ϕ), b) distribuzione del tempo proprio del fondo combinatorio.*

6.4 Sistematiche della misura di vita media

La bontá del fit di vita media é stata verificata su un campione di decadimenti semileptonici di B_s, generati con $\tau_{B_s}^{gen} = 1.6$ ps, per i quali la vita media misurata é risultata 1.59 ± 0.04 ps, compatibile quindi con quella generata.
Tuttavia per tener conto dell' eventuale distorsione introdotta dal fit (-0.01 ± 0.04 ps) ho riscalato la vita media misurata sui dati di $+0.01$ ps, mentre l' errore 0.04 ps é stato incluso nei sistematici. Inoltre ho considerato le seguenti

Sorgenti di errore sistematico	Variazione di τ_{B_s} (ps)
f_{comb}	$^{+0.022}_{-0.025}$
parametrizzazione del fondo	± 0.016
f_{refl}	< 0.001
τ_B	± 0.002
f_{D_sD}	$^{-0.005}_{-0.004}$
τ_{D_sD}	$^{+0.021}_{-0.015}$
p_{B_s} Dati/MC	± 0.04
σ_L Dati/MC	± 0.02
Possibile distorsione del fit	± 0.04
Totale	± 0.07

Tabella 6.4: Errori sistematici della misura di vita media del B_s.

sorgenti di errore sistematico sulla misura:

- ⋆ Fondo combinatorio: ho variato di 1σ la percentuale del fondo combinatorio per i modi adronici e semileptonici del D_s, trovando le variazioni sulla vita media misurata riportate in Tab. 6.4.
  Ho inoltre utilizzato solo eventi di segno sbagliato o solo side–bands per la distribuzione del fondo combinatorio considerato nel fit, valutando una variazione di $\Delta\tau_{B_s} = \pm 0.016$ ps.

- ⋆ Riflessioni e D_sD: per tener conto delle sistematiche associate ai fondi fisici ho variato sia le vite medie che compaiono nelle distribuzioni di probabilitá, sia le percentuali assunte per tali fondi, entro i loro errori, trovando i valori riportati in Tab. 6.4.

- ⋆ Lunghezza di volo del B_s: come giá anticipato nel Par. 6.2.1 ho variato il fattore di scala MC e dati nell' intervallo $[1, 1.2]$, valutando cosí $\Delta\tau_{B_s} = \pm 0.02\ ps$.

- ⋆ Impulso del B_s: a causa della differenza tra dati e MC (Eq. 6.25) ho variato nel fit di likelihood il valore dell' impulso del B_s ricostruito di $\pm 0.8\ GeV/c$, valutando cosí $\Delta\tau_{B_s} = \pm 0.04\ ps$.

Nella tabella Tab. 6.4 ho riportato tutti i contributi all' errore sistematico ed infine la vita media del B_s é risultata:

$$\tau_{B_s} = 1.53^{+0.17}_{-0.15}\ (stat.) \pm 0.07\ (sist.)\ ps \qquad (6.38)$$

Capitolo 7

Studio dell' oscillazione del sistema $B_s^0 - \overline{B}_s^0$

7.1 Introduzione

Come si é visto nei primi capitoli, é necessario studiare la dipendenza temporale della oscillazione (o mixing) $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ per misurare Δm_s, o almeno porre ad esso un limite inferiore.
Per determinare la probabilitá che un mesone B_s^0 abbia oscillato o non abbia oscillato occorre conoscere:

- ⋆ se la particella in questione al tempo $t = 0$ era un mesone o un antimesone, ovvero se il quark in cui é decaduta la Z^0 era un b o un $\overline{b}$;
- ⋆ se la particella che decade al tempo t é un mesone o un antimesone, ovvero se il quark contenuto nell' adrone al momento del decadimento é un b o un $\overline{b}$;
- ⋆ il valore del tempo proprio di decadimento del mesone.

Per valutare Δm_s ho utilizzato lo stesso campione $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ sul quale ho misurato la vita media del mesone B_s^0; esso, come si vedrá nel seguito, é risultato particolarmente adatto all' analisi dell' oscillazione in quanto permette di ricavare con buona precisione tutti e tre gli ingredienti fondamentali suddetti.

7.2 Tagging del quark in produzione e in decadimento

Il metodo utilizzato parte dalla considerazione che all' energia della Z^0 a LEP i quarks b e $\overline{b}$ sono emessi, di norma, in direzioni opposte: ciascun evento puó quindi essere diviso in due emisferi determinati, ad esempio, dall' asse di sfericitá $\vec{e_s}$ cosí definito:

$$e_s = \frac{3}{2} \times \frac{min\left\{\sum_i p_{T,i}^2\right\}}{\sum_i p_i^2} \tag{7.1}$$

dove:

$$P_{T,i} = |\vec{p_i} \wedge \vec{e_s}| \tag{7.2}$$

In ciascun emisfero ho quindi calcolato la carica media che é direttamente collegata alla carica del quark originale:

$$Q_{hem} = \frac{\Sigma_i q_i \left(\vec{p_i} \cdot \vec{e_s}\right)^k}{\Sigma_i \left(\vec{p_i} \cdot \vec{e_s}\right)^k} \tag{7.3}$$

dove q_i e $\vec{p_i}$ sono rispettivamente la carica e l' impulso della traccia $i\text{–}esima$ e k é stato scelto pari a 0.6, per ottimizzare la separazione tra le distribuzioni di Q_{hem} per quarks b e $\overline{b}$.
Nella Fig. 7.1 é rappresentato un esempio di frammentazione di un quark b in un mesone B^- e in un B_d^0: nel primo caso la carica $Q_1(B^-) < 0$ riflette direttamente la carica del quark b iniziale, mentre la seconda particella prodotta ha carica opposta $Q_2(\pi^+) > 0$ ma impulso minore di quello del B^- quindi: $Q_1p_1 + Q_2p_2 < 0$; nel secondo caso invece $Q_1 = 0$, mentre la seconda particella riproduce la carica del quark ed ha una grande probabilitá di avere impulso maggiore di quello della terza che invece ha carica opposta: $Q_1p_1 + Q_2p_2 + Q_3p_3 \leq 0$.

Nella mia analisi, in realtá, per determinare il segno del quark in produzione, ho utilizzato:

$$Q^{tot} = Q^{opp}_{hem} - Q^{same}_{hem} \text{ (senza } \mathrm{D_s l}) \tag{7.4}$$

dove Q^{same}_{hem} é stata calcolata considerando tutte le tracce presenti nell' emi-

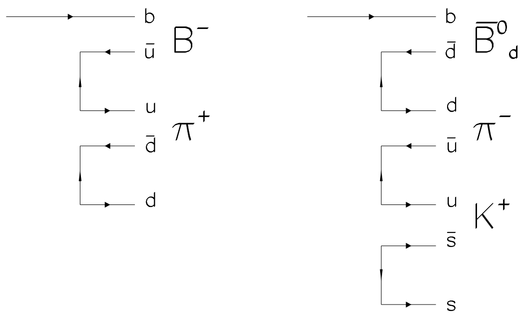


Figura 7.1: *Esempio di frammentazione di un* B^- *e di un* B^0_d.

sfero del candidato escluse quelle provenienti dal D_s ed il leptone, in modo da utilizzare solo le tracce di frammentazione che contengono l' informazione sul quark originario e non dipendono dall' oscillazione del B^0_s.
L' emisfero opposto a quello che contiene il candidato, viene quindi classificato come "b" se $Q^{tot} < 0$, e $\overline{b}$ se $Q^{tot} > 0$. La frazione di eventi in cui la carica del quark é stata determinata correttamente é risultata, in un campione di decadimenti semileptonici di B^0_s MC, $\varepsilon^{tag}_b(Q^{tot}) = (70.5 \pm 0.3)\%$.
Per confronto si noti che utilizzando solo la carica media nell' emisfero opposto si ha $\varepsilon^{tag}_b(Q^{opp}) = (65.5 \pm 0.2)\%$; come Q^{tot} sia piú discriminante di Q^{opp} é evidente anche nella Fig. 7.2 dove sono riportate entrambi le variabili calcolate in emisferi contenenti veri quarks b o $\overline{b}$.
Il flavour del quark contenuto nel mesone B^0_s al momento del decadimento é invece dato dalla carica del leptone proveniente dal decadimento semileptonico (o analogamente dalla carica del D_s ricostruito).
Gli eventi sono quindi stati definiti come provenienti da un mesone che ha

oscillato o non ha oscillato a seconda che:

$$\begin{aligned} &Q^{tot} q_l > 0 \text{ (mixing)} \\ &Q^{tot} q_l < 0 \text{ (no} - \text{mixing)} \end{aligned} \tag{7.5}$$

Poiché il campione é costituito, escludendo il fondo combinatorio, per piú del 90% da veri decadimenti semileptonici di B_s^0, la purezza del tagging é, per le sorgenti fisiche del segnale, sostanzialmente pari a quella data da Q^{tot}, mentre per gli eventi di fondo combinatorio é stata determinata sui dati reali utilizzando i $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ nelle side-bands: $\varepsilon_{comb}^{tag} = 0.45$. Si noti che un' elevata purezza di "tagging" per il segnale é molto importante in quanto la probabilitá di classificare un evento di segnale nella categoria di quelli che hanno avuto oscillazione é:

$$\begin{aligned} P(t) = {} & Prob(risposta\ corretta\ della\ Q^{tot}) \cdot Prob(il\ mesone\ abbia\ \ oscillato) + \\ & Prob(risposta\ sbagliata\ della\ Q^{tot}) \cdot Prob(il\ mesone\ non\ abbia\ \ oscillato) = \\ & = \varepsilon_b^{tag} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{2\tau}(1 - \cos \Delta m_s t) + (1 - \varepsilon_b^{tag}) \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{2\tau}(1 + \cos \Delta m_s t) = \\ & = \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{2\tau}(1 - (2\varepsilon_b^{tag} - 1))(1 + \cos \Delta m_s t) \end{aligned} \tag{7.6}$$

dove ho utilizzato le Eq. 2.28, 2.29.
L' oscillazione risulta quindi attenuata dal fattore $(2\varepsilon_b^{tag} - 1)$.

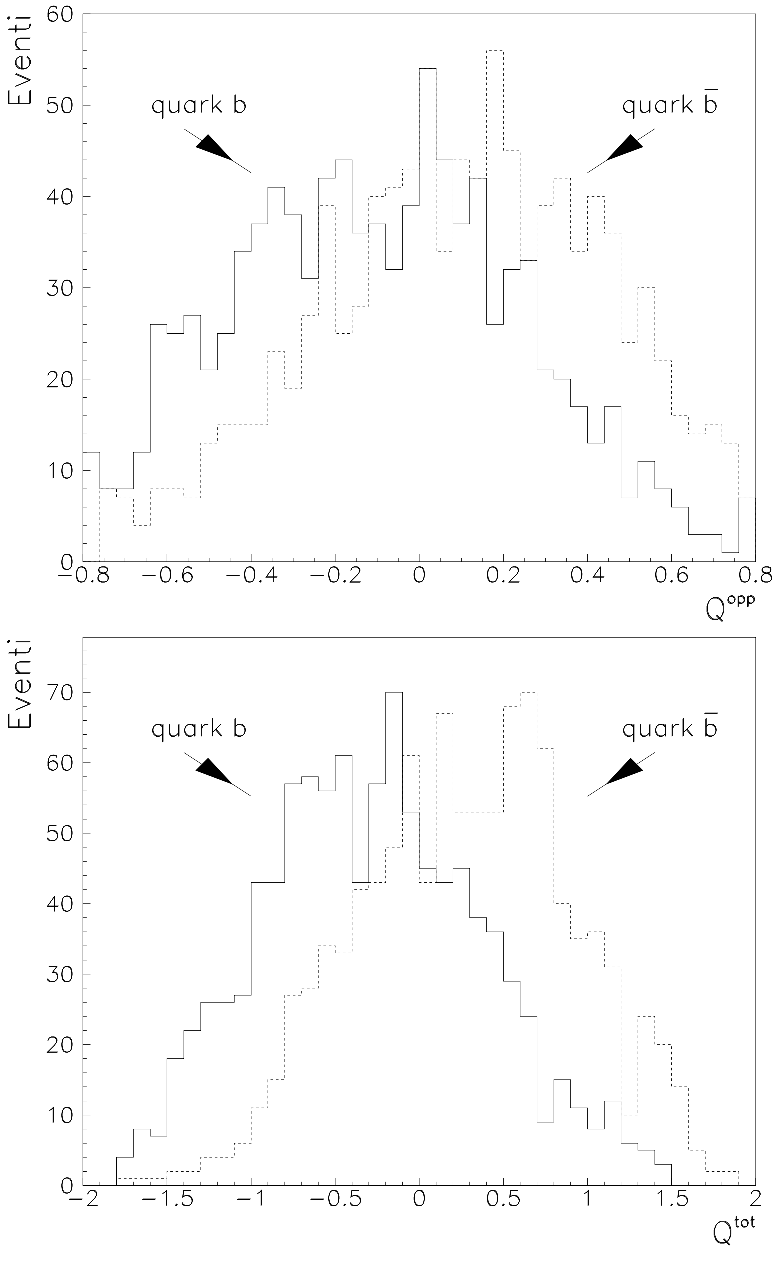


Figura 7.2: *Distribuzione di Q^{opp} e Q^{tot} in emisferi contenenti un b o un $\overline{b}$.*

7.3 Tempo proprio di decadimento

Per studiare il mixing dipendente dal tempo é necessario determinare per ciascun evento $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ la probabilitá di osservare quel dato tempo t_i, ricostruito secondo la procedura descritta nel Par. 6.2; tale probabilitá é data dalla convoluzione delle funzioni fisiche aspettate, per gli eventi classificati come mix/nomix, con delle funzioni di risoluzione che tengano conto dell' errore sperimentale introdotto sulla misura del tempo.
La risoluzione per il segnale é stata determinata sugli eventi simulati tenendo conto della dipendenza dal tempo "vero", evidente nella seguente equazione:

$$\frac{\sigma_{t_{B_s}}}{\tau_{B_s}} = \frac{\sigma_{L_{B_s}}}{< L_{B_s} >} \oplus \frac{t_{B_s}}{\tau_{B_s}} \frac{\sigma_{p_{B_s}}}{p_{B_s}} \tag{7.7}$$

Se il tempo proprio aumenta, infatti, la risoluzione peggiora ed é dominata dal contributo della risoluzione sull' impulso.
Ho quindi considerato per i processi fisici che contribuiscono al campione $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ le seguenti funzioni di risoluzione:

$\mathbf{R_{B_s}(t_i - t)}$: la funzione di risoluzione per eventi B_s^0 e per il fondo da riflessione cinematica é stata parametrizzata con due funzioni gaussiane, di cui la piú stretta ha la larghezza ed il valor medio che variano linearmente con il tempo generato (o vero) t:

$$R_{B_s}(t_i - t) = A_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{(t_i - t - xmu1)^2}{2\sigma_1{}^2}} + (1 - A_1) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{(t_i - t - xmu2)^2}{2\sigma_2{}^2}} \tag{7.8}$$

Distinguendo gli eventi in cui il D_s é stato ricostruito nei suoi canali di decadimento adronici (escluso il $K_S^0 K^+$), semileptonici e in $K_S^0 K^+$, per gli anni 1991–93 e 1994–95, ho determinato su eventi MC di veri decadimenti semileptonici di B_s^0 i parametri riportati nella Tab. 7.1.
In ciascuna delle Fig. 7.3, 7.4, 7.5, 7.6 sono riportati la funzione di risoluzione $R_{B_s}(t_i - t)$, studiata su eventi MC in diversi intervalli del tempo vero, ed i parametri $xmu1$ e σ_1 come funzione del tempo generato (ultimi due plots di ogni figura).

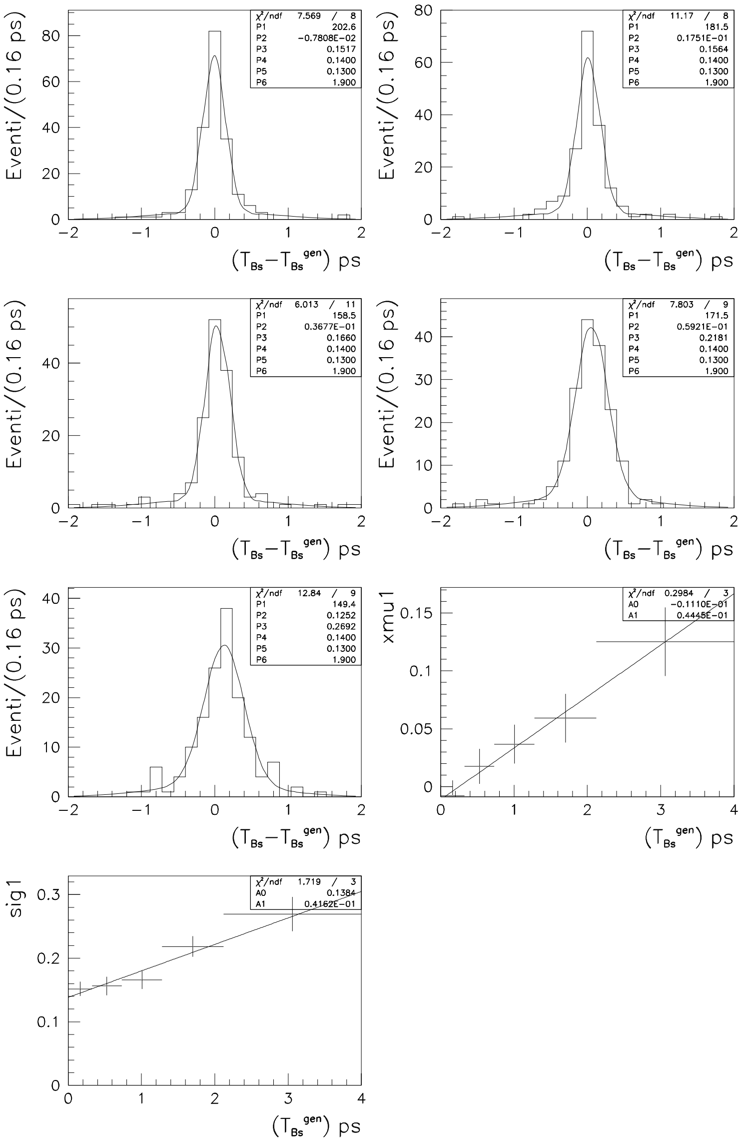


Figura 7.3: *Funzione di risoluzione* $R_{B_s}(t_i - t)$ *determinata, come é descritto nel testo, su un campione MC di decadimenti semileptonici del* $\overline{B}_s^0$ *degli anni 1991-1993, con il* D_s^+ *ricostruito in* $\phi\pi^+$, $\overline{K}^{*0}K^+$.

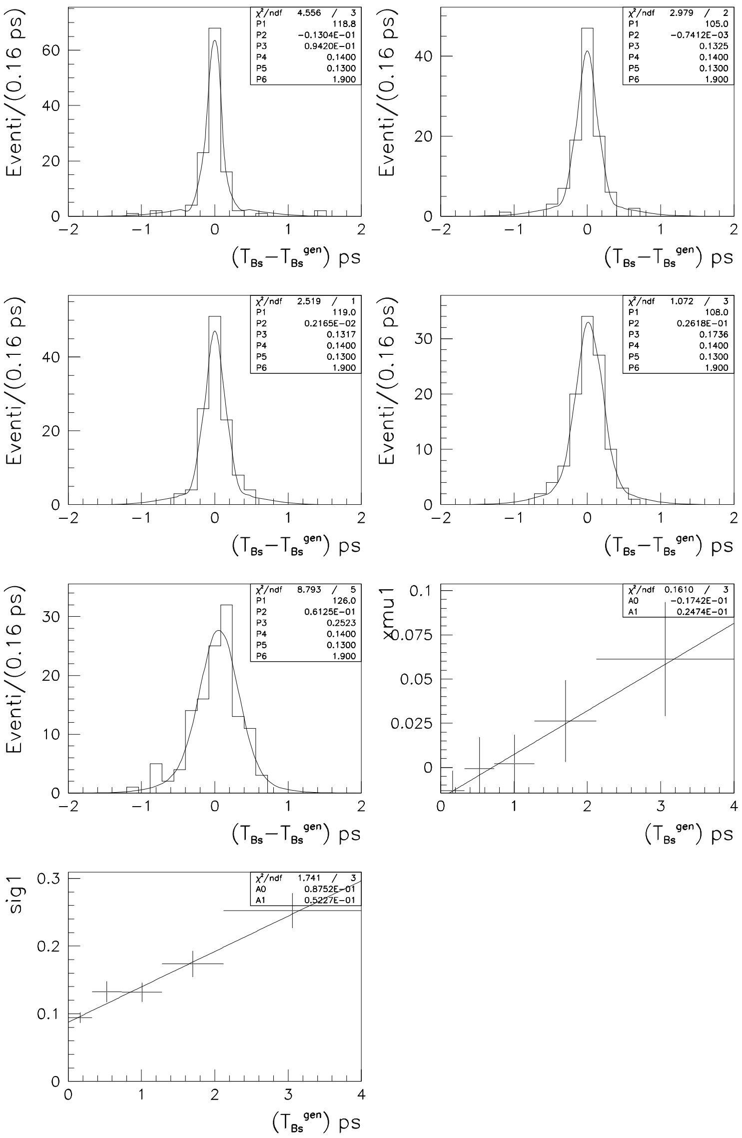


Figura 7.4: *Funzione di risoluzione $R_{B_s}(t_i - t)$ determinata, come é descritto nel testo, su un campione MC di decadimenti semileptonici del $\overline{B}_s^0$ degli anni 1994-1995, con il D_s^+ ricostruito in $\phi\pi^+$, $\overline{K}^{*0}K^+$.*

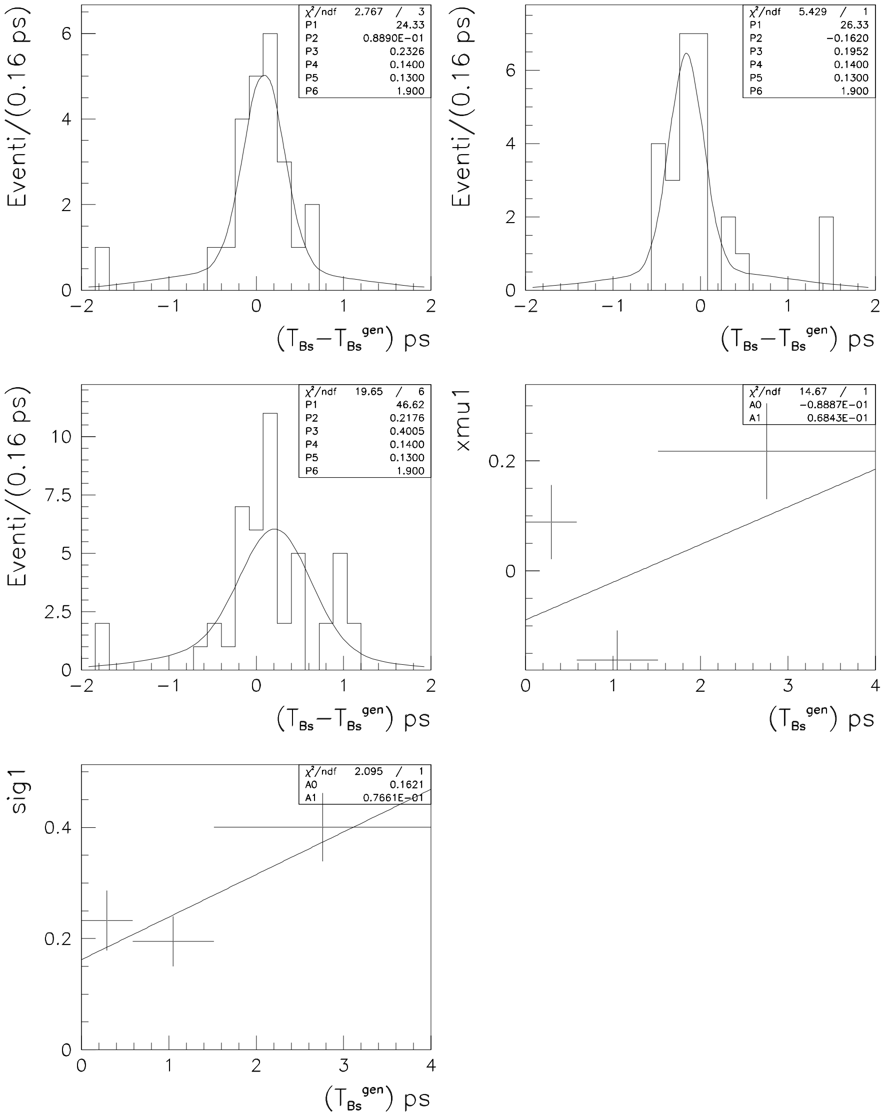


Figura 7.5: *Funzione di risoluzione $R_{B_s}(t_i - t)$ determinata, come é descritto nel testo, su un campione MC di decadimenti semileptonici del $\overline{B}_s^0$ degli anni 1991-1993, con il D_s^+ ricostruito in $K_S^0 K^+$.*

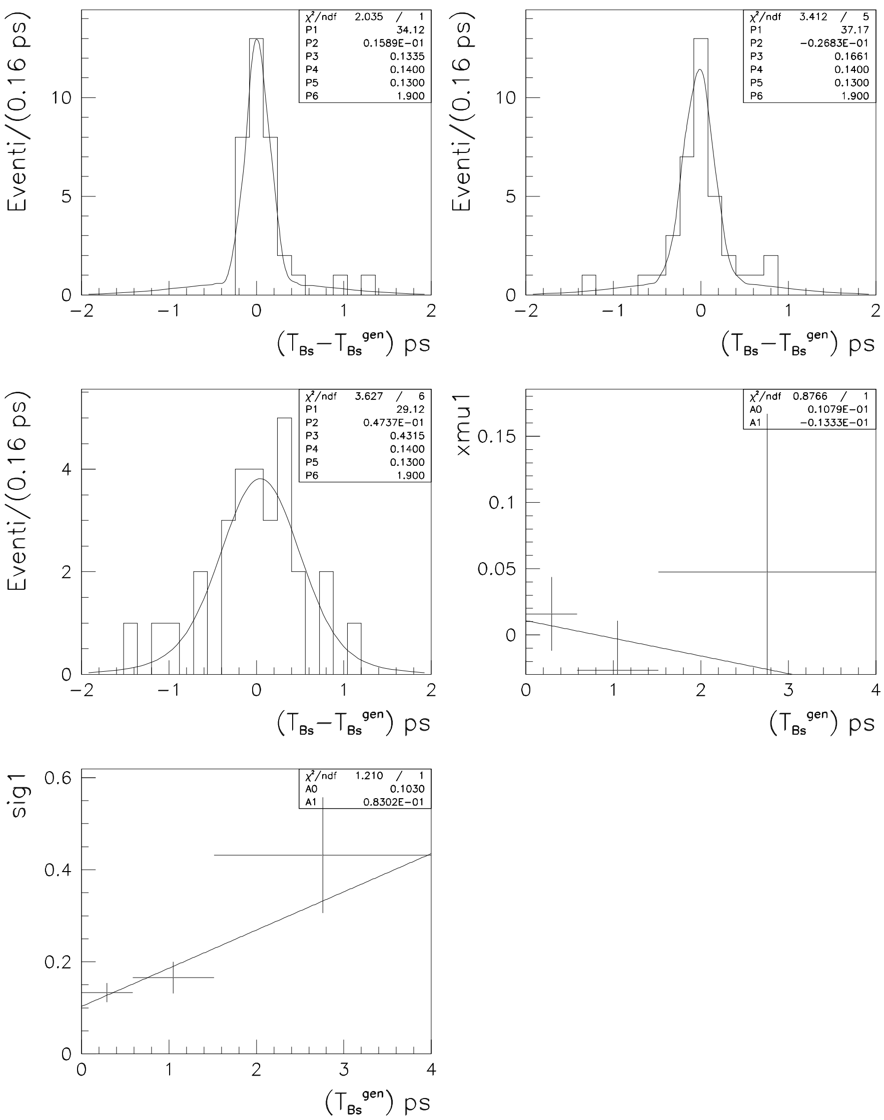


Figura 7.6: *Funzione di risoluzione* $R_{B_s}(t_i - t)$ *determinata, come é descritto nel testo, su un campione MC di decadimenti semileptonici del* $\overline{B}_s^0$ *degli anni 1994-1995, con il* D_s^+ *ricostruito in* $K_S^0 K^+$.

Canale	$A_1(\%)$	$\sigma_1(ps)$	$\sigma_2(ps)$
$\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ 1991–93	80	$0.1384 + 0.0416\ t$	0.81
$\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ 1994–95	75	$0.0875 + 0.0522\ t$	0.50
$K^0_S K^+$ 1991–93	69	$0.1621 + 0.0766\ t$	0.98
$K^0_S K^+$ 1994–95	76	$0.1030 + 0.0830\ t$	0.82
$\phi l^+\nu_l$ 1991–93	85	$0.170 + 0.030\ t$	0.68
$\phi l^+\nu_l$ 1994–95	85	$0.129 + 0.067\ t$	0.68

Tabella 7.1: *Parametri A_1, σ_1, σ_2 dei fits sulle distribuzioni di risoluzione per eventi MC di decadimenti semileptonici del $\overline{B}^0_s$, con il D^+_s ricostruito in $\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$, $K^0_S K^+$ e $\phi l^+\nu_l$.*

$\mathbf{R_{D_sD}(t_i - t)}$: la funzione di risoluzione per gli eventi di fondo D_sD, per i quali il tempo ricostruito é sistematicamente sovrastimato, é stata parametrizzata nel modo seguente:

$$R_{D_sD}(t_i - t) = \frac{1}{\frac{1}{2}\tau + \frac{3}{4}\sqrt{2\pi}\sigma} \begin{cases} \left(\frac{1}{2}e^{-\frac{(t_i-t-xmu)^2}{2\sigma^2}} + \frac{1}{2}e^{-\frac{(t_i-t-xmu)}{\tau}}\right) & t_i > xmu \\ \left(\frac{1}{2}e^{-\frac{(t_i-t-xmu)^2}{2\sigma^2}}\right) & t_i < xmu \end{cases}$$

dove i valori dei parametri σ, τ, xmu ricavate dai fit sulle distribuzioni della Fig. 7.7, sono riportati nella Tab. 7.2.

Canale	$\sigma(ps)$	$\tau(ps)$	$xmu(ps)$
$\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$	0.28	0.67	0.19
$K^0_S K^+$	0.46	1.49	0.47
$\phi l^+\nu_l$	0.24	1.05	0.26

Tabella 7.2: *Parametri A_1, σ_1, σ_2 dei fits sulle distribuzioni di risoluzione per eventi D_sD MC, con il D^+_s ricostruito in $\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+, K^0_S K^+$ e $\phi l^+\nu_l$.*

Fondo comb : poiché gli eventi di fondo combinatorio non contengono alcuna informazione di vita media e differenza di massa, ho parametrizzato direttamente la distribuzione in tempo proprio degli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ nelle side-bands (Fig. 7.8 e 7.9), utilizzando una funzione somma di una gaussiana e gaussiane convolute con esponenziali.

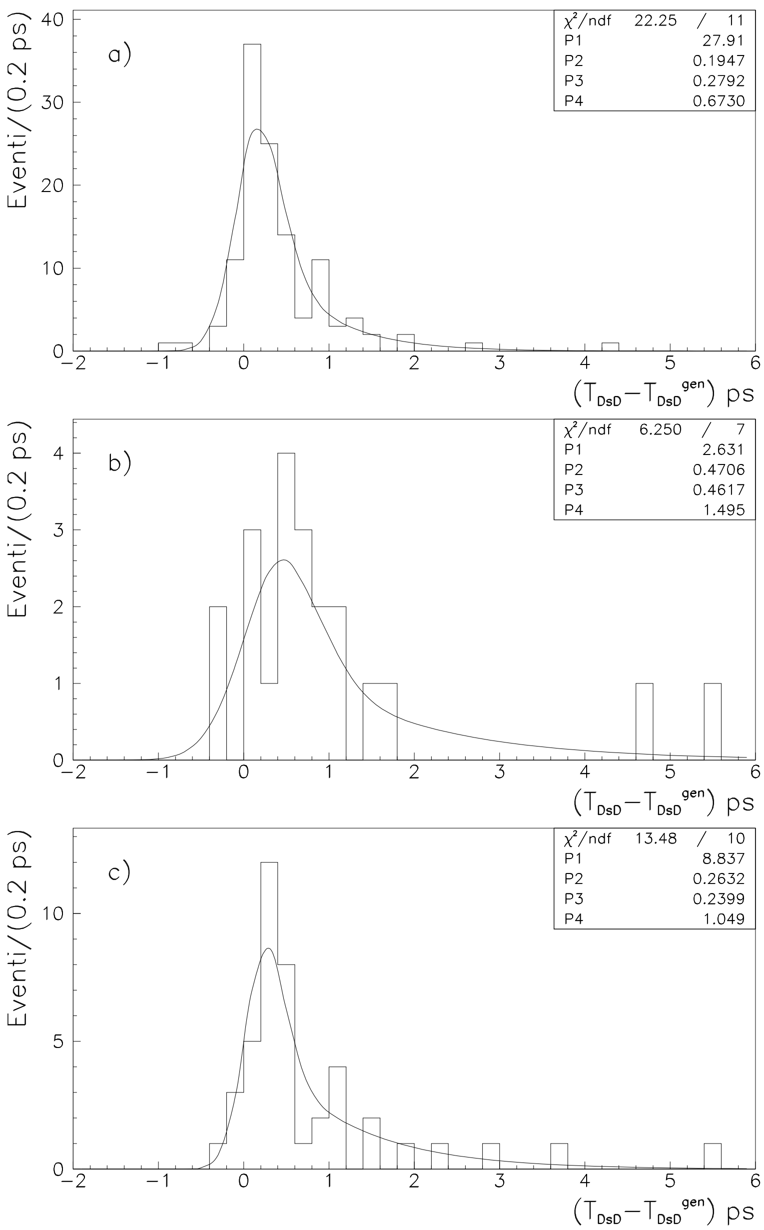


Figura 7.7: *Funzione di risoluzione per eventi D_sD MC, con il D_s^+ ricostruito in $\phi\pi^+, \overline{K}^{*0}K^+$ a), $K_S^0K^+$ b) e $\phi l^+\nu_l$ c).*

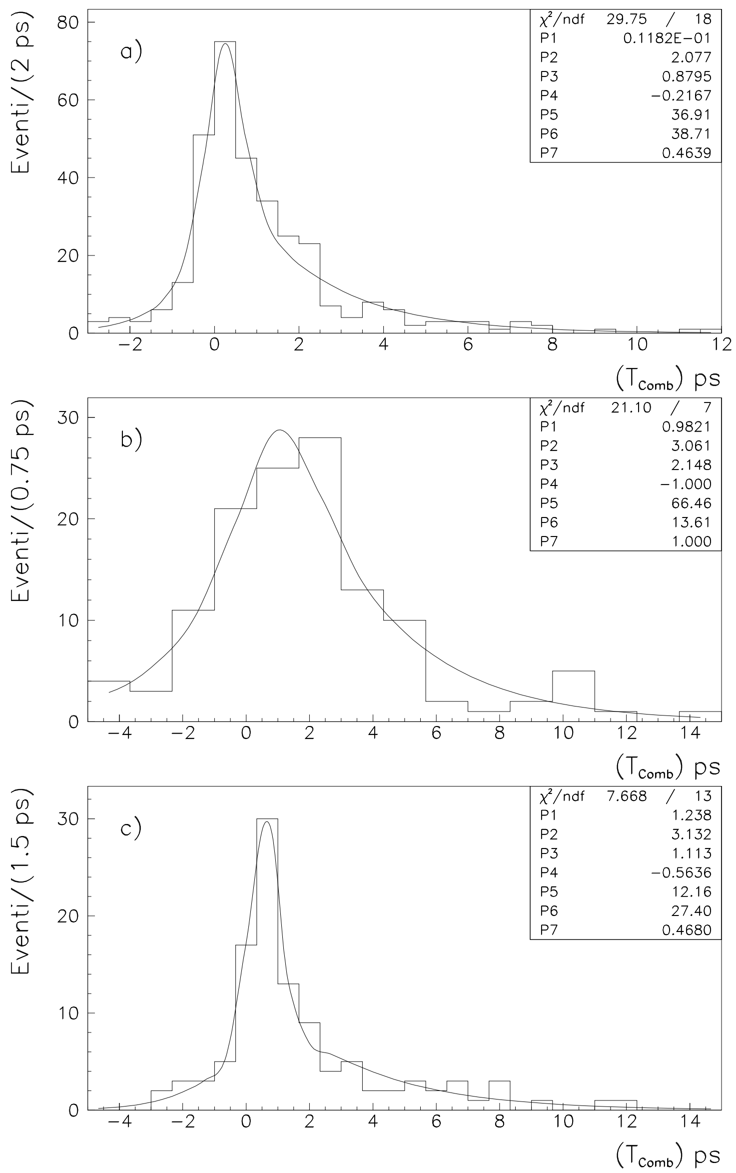


Figura 7.8: *Distribuzione del tempo ricostruito per gli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ nelle side-bands degli anni 1991–93 per il campione di decadimenti adronici del D_s^+, escluso il $K_S^0 K^+$, a), per il decadimento in $K_S^0 K^+$ b) e per i decadimenti semileptonici c).*

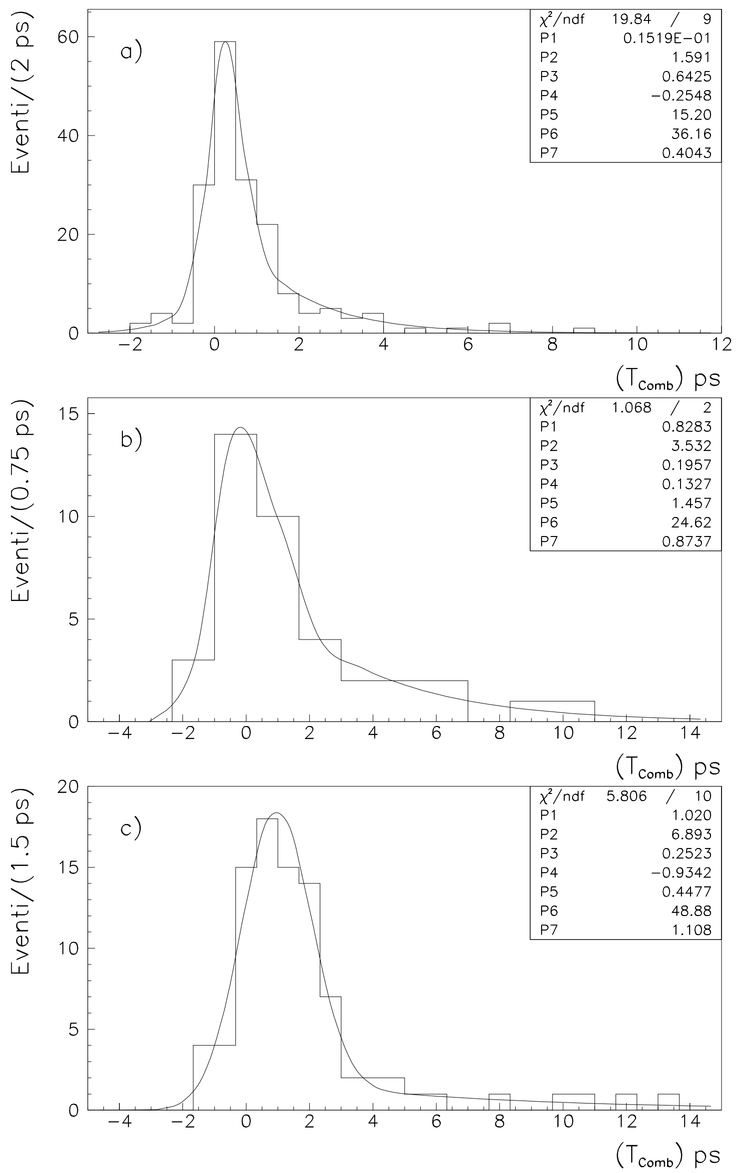


Figura 7.9: *Distribuzione del tempo ricostruito per gli eventi $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ nelle side-bands degli anni 1994–95 per il campione di decadimenti adronici del D_s^+, escluso il $K_S^0 K^+$, a), per il decadimento in $K_S^0 K^+$ b) e per i decadimenti semileptonici c).*

7.4 Funzione di likelihood

Il campione studiato contiene N^{mix} eventi classificati come provenienti da mesoni che hanno oscillato e N^{nomix} classificati come provenienti da mesoni che non hanno oscillato, e per ciascun evento é stato ricostruito il tempo proprio di decadimento (t_i) del mesone.
La funzione di likelihood che corrisponde alla probabilitá combinata che quel campione di eventi sia stato prodotto con un certo Δm_s é:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N^{mix}} \mathcal{P}^{mix}(t_i) \prod_{i=1}^{N^{nomix}} \mathcal{P}^{nomix}(t_i) \tag{7.9}$$

dove $\mathcal{P}^{mix}(t_i)$ e $\mathcal{P}^{nomix}(t_i)$ sono rispettivamente le probabilitá per gli eventi "oscillati" e "non oscillati". Tenendo conto delle varie componenti presenti nel campione, $\mathcal{P}^{mix}(t_i)$ puó essere scritta nel modo seguente:

$$\mathcal{P}^{mix}(t_i) = f_{B_s}\mathcal{P}^{mix}_{B_s}(t_i) + f_{D_sD}\mathcal{P}^{mix}_{D_sD}(t_i) + f_{rifl}\mathcal{P}^{mix}_{rifl}(t_i) + f_{comb}\mathcal{P}^{mix}_{comb}(t_i) \tag{7.10}$$

Le densitá di probabilitá delle varie categorie di eventi sono state cosí parametrizzate:

$\mathcal{P}^{\mathbf{mix}}_{\mathbf{B_s}}$: la densitá di probabilitá per il segnale é:

$$\mathcal{P}^{mix}_{B_s}(t_i) = \varepsilon_b^{tag} P^{mix}_{B_s}(t) \otimes R_{B_s}(t_i - t) + (1 - \varepsilon_b^{tag}) P^{nomix}_{B_s}(t) \otimes R_{B_s}(t_i - t) \tag{7.11}$$

tenendo conto sia del contributo dei B_s^0 che hanno oscillato e che, come tali, sono stati riconosciuti dalla carica media, sia di quelli che non hanno oscillato ma che la carica media ha classificato come "oscillati". $R_{B_s}(t_i - t)$ con $t_i = tempo\ ricostruito$ e $t = tempo\ vero$ sono le funzioni di risoluzione calcolate nel paragrafo precedente per i vari canali di decadimento studiati e per i vari anni, mentre $P^{mix}_{B_s}(t)$ e $P^{nomix}_{B_s}(t)$ sono le funzioni di probabilitá nel tempo vero aspettate per i mesoni B_s^0 (come giá anticipato dalle Eq. 2.29 e 2.28):

$$P^{mix}_{B_s}(t) = \frac{1}{2\tau_{B_s}} e^{-t/\tau_{B_s}} (1 - \cos\Delta m_s t) \tag{7.12}$$

$$P^{nomix}_{B_s}(t) = \frac{1}{2\tau_{B_s}} e^{-t/\tau_{B_s}} (1 + \cos\Delta m_s t) \tag{7.13}$$

$\mathcal{P}^{\mathbf{mix}}_{\mathbf{D_sD}}$: i D_sD possono provenire dai mesoni B^0_d, la cui distribuzione temporale dipende da Δm_d e τ_{B_d}, o dai mesoni $B^{\pm}$, distribuiti nel tempo secondo un esponenziale in $\tau_{B^{\pm}}$:

$$\mathcal{P}^{mix}_{D_sD}(t_i) = f_{B_d}\left[\varepsilon_b^{tag} P^{nomix}_{B_d}(t) + (1-\varepsilon_b^{tag}) P^{mix}_{B_d}(t)\right] \otimes R_{D_sD}(t_i - t) + (1-f_{B_d})\varepsilon_b^{tag}\frac{1}{\tau_{B^{\pm}}} e^{-\frac{t}{\tau_{B^{\pm}}}} \otimes R_{D_sD}(t_i - t) \quad (7.14)$$

dove:

$$P^{mix}_{B_d}(t) = \frac{1}{2\tau_{B_d}} e^{-t/\tau_{B_d}} (1 - \cos \Delta m_d t) \quad (7.15)$$

$$P^{nomix}_{B_d}(t) = \frac{1}{2\tau_{B_d}} e^{-t/\tau_{B_d}} (1 + \cos \Delta m_d t) \quad (7.16)$$

e ho posto [1] $\Delta m_d = 0.50\ ps^{-1}$ e $\tau_{B_d} = 1.56\ ps$ $\tau_{B^{\pm}} = 1.62\ ps$ e $f_{B_d} = 0.4$.

$\mathcal{P}^{\mathbf{mix}}_{\mathbf{rifl}}$: poiché gli eventi provenienti da riflessione cinematica sono dovuti principalmente al B^0_d, la distribuzione di probabilitá é stata cosí parametrizzata:

$$\mathcal{P}^{mix}_{rifl}(t_i) = f_{B_d}\left[\varepsilon_b^{tag} P^{mix}_{B_d}(t) + (1-\varepsilon_b^{tag}) P^{nomix}_{B_d}(t)\right] \otimes R_{B_s}(t_i - t) \quad (7.17)$$

$\mathcal{P}^{\mathbf{mix}}_{\mathbf{comb.}}$:

$$\mathcal{P}^{mix}_{comb}(t_i) = \varepsilon^{mix}_{comb} P_{comb}(t_i) \quad (7.18)$$

Infine le corrispondenti densitá di probabilitá $\mathcal{P}^{nomix}$ si ottengono sostituendo ε_X con $1 - \varepsilon_X$ nelle precedenti espressioni.

7.5 Metodo di calcolo

A parte la densitá di probabilitá del fondo combinatorio, direttamente funzione del tempo misurato, le altre sono date dalla convoluzione fra funzioni teoriche del tempo generato e le funzioni di risoluzione parametrizzate con gaussiane le cui deviazioni standard possono dipendere dal tempo vero:

$$\int_0^\infty dt P^{th}(t) R(t_i - t) \tag{7.19}$$

dove $t_i \in (t_{min}, t_{max})$ e la normalizzazione é definita da:

$$\int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_i \mathcal{P}^{mix}(t_i) + \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_i \mathcal{P}^{nomix}(t_i) = 1 \tag{7.20}$$

Gli integrali del tipo 7.19 non possono quindi, in genere, essere calcolati analiticamente ed é perció necessario ricorrere a metodi numerici, troncando l' integrale nel tempo vero ad esempio a 12 ps.
Le espressioni delle $\mathcal{P}$, inoltre, sono riconducibili a:

$$f(t_i, \Delta m_q, \tau_q) = \int_0^\infty dt \; e^{-\frac{t}{\tau_q}} \cos\left(\Delta m_q t\right) \; R(t_i - t) \tag{7.21}$$

Ho quindi calcolato le $f(t_i, \Delta m_q, \tau_q)$ per 500 valori del tempo ricostruito da -3 ps a 12 ps, con $\tau_q = \tau_{B^\pm}, \tau_{B_d^0}, \tau_{B_s^0}$ e $\Delta m_q = \Delta m_d, \Delta m_s$ ma con uno "scanning" in Δm_s di 290 punti da 0 ps^{-1} a 30 ps^{-1}.
Un' interpolazione quadratica ha permesso inoltre di ottenere il valore di $f(t_i, \Delta m_s, \tau_{B_s^0})$ con Δm_s e t_i qualunque negli intervalli per essi considerati.

7.6 Limite su Δm_s

Avendo quindi determinato per ogni evento la probabilitá di osservare il tempo di decadimento t_i, ho calcolato per ciascun Δm_s il valore corrispondente di $-\log \mathcal{L}$ e il valore Δm_s^{min} che lo minimizza, ricavando cosí un' espressione per $\Delta\mathcal{L}$:

$$\Delta\mathcal{L} = -\log \mathcal{L}(\Delta m_s) + \log \mathcal{L}(\Delta m_s^{min}) \tag{7.22}$$

Per un campione di dati per il quale Δm_s sia misurabile, $\Delta\mathcal{L}$ risulterebbe distribuita come una parabola, per cui l' intervallo di confidenza pari a 1σ (68.3% C.L.) e quello a 95% C.L. sarebbero determinati rispettivamente dall' intersezione con una retta a $\Delta\mathcal{L} = 0.5$ e $\Delta\mathcal{L} = 1.96$ a partire dal minimo della parabola.
Quando invece $\Delta\mathcal{L}$ non ha piú l' andamento parabolico l' intersezione con una retta ad esempio a $\Delta\mathcal{L} = 1.96$ é solo uno dei modi possibili per valutare un limite approssimato per Δm_s al 95% C.L.

7.6.1 Simulazione veloce

In realtá il preciso valore di $\Delta\mathcal{L}$ che determina il limite dipende dalle caratteristiche del campione studiato; esso puó in realtá essere determinato in prima approssimazione producendo con una simulazione (anche non particolareggiata) un grande numero di campioni, analoghi in statistica e risoluzione temporale al campione di dati reali.
Per un dato Δm_s ho quindi generato dei campioni di tal guisa con la seguente procedura:

- Ciascun campione é stato prodotto con lo stesso numero di eventi del campione di dati reali e con la stessa composizione.
  Inoltre i tempi di decadimento "veri" dei mesoni B sono stati generati secondo la loro vita media.

- I tempi misurati sono stati generati secondo le funzioni di risoluzione nell' intervallo tra $t_{min} = -3\ ps$ e $t_{max} = 12\ ps$.

- Se $\frac{1-\cos\Delta m_s t}{2} > x$, dove x é una variabile aleatoria compresa tra 0 e 1, l' evento é stato classificato come "oscillato".

- Gli eventi sono stati infine ridivisi in "oscillati"/"non oscillati" tenendo conto della purezza di tagging.

Il valore di $\Delta\mathcal{L}$ a cui corrisponde un limite su Δm_s al 95% C.L. é definito da quella retta per la quale la prima intersezione con la funzione di likelihood determina un valore di Δm_s che solo nel 5% dei campioni é maggiore di quello con cui sono stati generati: per il mio campione, in particolare, é risultato $\Delta\mathcal{L} = 2.6$.
Se Δm_s é molto elevato, é inoltre possibile valutare la probabilitá di trovare

quel dato limite; a tal scopo si generano i campioni con $\Delta m_s = \infty$ (in realtá $\Delta m_s = 30\ ps^{-1}$) e si valuta in quanti di essi il limite trovato nei dati non viene escluso.
É importante notare, a questo punto, che poiché non possiamo misurare Δm_s, ma solo trovare un limite, le regole di statistica usuale non sono applicabili e quindi, ad esempio, non é ovvio come si possano combinare i limiti ottenuti con diverse analisi (sommare le likelihood? sviluppare simulazioni veloci con le caratteristiche del campione complessivo?) e come includere le incertezze sistematiche nella valutazione del limite (simulazione veloce con variazione dei parametri?).

7.6.2 Metodo dell' ampiezza

É stato proposto per la prima volta a LEP dalla collaborazione ALEPH e poi sviluppato e approfondito da DELPHI, un altro approccio piú semplice e piú affidabile che permette di determinare un limite su Δm_s tramite una vera misura.
Il punto di partenza di tale metodo é la sostituzione nelle distribuzioni teoriche in tempo proprio del termine $(\cos \Delta m_s t)$ con $(A \cos \Delta m_s t)$, dove A é l' ampiezza dell' oscillazione determinata dal nuovo fit di likelihood.
$A = 1$ é l' unico valore con un qualche significato fisico perché ci riconduce alle distribuzioni temporali corrette, mentre se dal fit si trova per un dato Δm_s un valore di A compatibile con zero, vuol dire che l' oscillazione non é osservabile, ovvero possiamo escludere che quel Δm_s sia il valore che ha effettivamente generato i nostri dati.
Piú precisamente, un dato Δm_s puó essere escluso al 95% C.L. se il corrispondente valore di A ed il suo errore sono tali che:

$$A + 1.65\sigma_A < 1 \tag{7.23}$$

Poiché la distribuzione di likelihood per ciascun Δm_s considerato é ben rappresentata da una parabola in funzione di A, l' ampiezza é una vera misura e quindi il problema di combinare analisi diverse puó essere risolto statisticamente nel modo usuale.
La probabilitá del limite inoltre puó essere determinata direttamente sui dati reali considerando che se Δm_s é elevata , il valore aspettato per A é lo zero ovvero dall' Eq. 7.23 risulta che i valori di Δm_s che possono essere esclusi al

95% C.L. sono quelli che rendono $A < 1 - 1.65\sigma_A$:

$$P_{lim} = \int_{-\infty}^{1-1.65\sigma_A} \frac{dA}{2\sqrt{2\pi}\sigma_A} e^{-\frac{A^2}{2\sigma_A^2}} \tag{7.24}$$

Inoltre con il metodo dell' ampiezza il contributo degli errori sistematici puó essere valutato determinando la variazione di A e di σ_A. Se $f(p)$ é la distribuzione di probabilitá del parametro p, il livello di confidenza per il quale l' ampiezza trovata dal fit é superiore a 1 é:

$$CL = \int_{-\infty}^{+\infty} f(p) \int_{1}^{+\infty} \frac{dAdp}{2\sqrt{2\pi}\sigma_A(p)} e^{-\frac{(A-A(p))^2}{2\sigma_A^2(p)}} \tag{7.25}$$

Assumendo che $f(p)$ sia una distribuzione gaussiana centrata in p_0 e di deviazione standard σ_{p_0} ed utilizzando i valori $A(p)$ e $\sigma_A(p)$ trovati dal fit per p_0, $p_0 \pm 1.5\sigma_{p_0}$, $p_0 \pm 3\sigma_{p_0}$ (la scelta di considerare solo 5 valori del parametro p permette di valutare i sistematici con un' accuratezza del 5%), l' integrale precedente diventa:

$$\overline{CL} = \frac{\Sigma_{i=1}^{5} f(p_i) \int_1^{+\infty} \frac{dA}{2\sqrt{2\pi}\sigma_A(p_i)} e^{-\frac{(A-A(p_i))^2}{2\sigma_A^2(p_i)}}}{\Sigma_{i=1}^{5} f(p_i)} \tag{7.26}$$

Inoltre se si suppone che A sia distribuita in modo gaussiano, $\overline{CL}$ deve essere posto uguale a:

$$\overline{CL} = \int_{1}^{+\infty} \frac{dA}{2\sqrt{2\pi}\sigma_A(tot)^2(p_0)} e^{-\frac{(A-A(p_0))^2}{2\sigma_A^2(tot)(p_0)}} \tag{7.27}$$

Dall' uguaglianza delle ultime due equazioni si puó ricavare $\sigma_A(tot)(p_0)$ che é dovuta sia all' errore statistico che sistematico di A, quindi:

$$\sigma_A(syst)^2(p_0) = \sigma_A(tot)^2(p_0) - \sigma_A(p_0)^2 \tag{7.28}$$

7.6.3 Risultati

Nella Fig. 7.10 ho riportato l' andamento di $\Delta\mathcal{L}$ e A in funzione di Δm_s per il mio campione di dati $D_s^{\pm} - l^{\mp}$ per il quale, con il metodo dell' ampiezza, ho valutato le seguenti zone di esclusione per Δm_s:

$$\begin{aligned} \Delta m_s &\notin [0, 1.2] \;\; ps^{-1} \\ \Delta m_s &\notin [2.6, 6.4] \;\; ps^{-1} \\ \Delta m_s &\notin [8.1, 9.6] \;\; ps^{-1} \end{aligned} \tag{7.29}$$

Le incertezze sistematiche sono state determinate, con la procedura descritta nel paragrafo precedente, considerando la variazione dei seguenti parametri:

$\varepsilon_b^{tag}(Q^{tot})$: il valore della purezza del tagging é stata variata del $\pm 3\%$ per tener conto della differenza trovata tra i dati e il MC nell' analisi dell' oscillazione del B_d^0 che un altro gruppo della collaborazione ha effettuato : $\varepsilon_b^{tag}(DATI) - \varepsilon_b^{tag}(MC) = (-1.7 \pm 0.5)\%$

f_{comb} : i valori della percentuale di fondo, utilizzati nei diversi canali, sono stati variati entro la loro incertezza statistica, tipicamente dell' ordine del 20%.

R_{B_s} : i parametri che descrivono nelle funzioni di risoluzioni del segnale la dipendenza lineare della gaussiana piú stretta dal tempo vero sono stati variati del 20%, il che equivale ad una variazione della risoluzione totale dell' ordine del 10%

L' inclusione dei sistematici non varia significativamente le zone di esclusione per Δm_s riportate nell' Eq. 7.29.
Infine utilizzando l' Eq. 7.24 ho valutato le probabilitá delle regioni di esclusione trovate:

$$\begin{aligned} &\Delta m_s \notin [0, 1.2] \;\; ps^{-1} \quad \text{con Prob} \in [100\%, 71\%] \\ &\Delta m_s \notin [2.6, 6.4] \;\; ps^{-1} \text{ con Prob} \in [57\%, 31\%] \\ &\Delta m_s \notin [8.1, 9.6] \;\; ps^{-1} \text{ con Prob} \in [23\%, 18\%] \end{aligned} \tag{7.30}$$

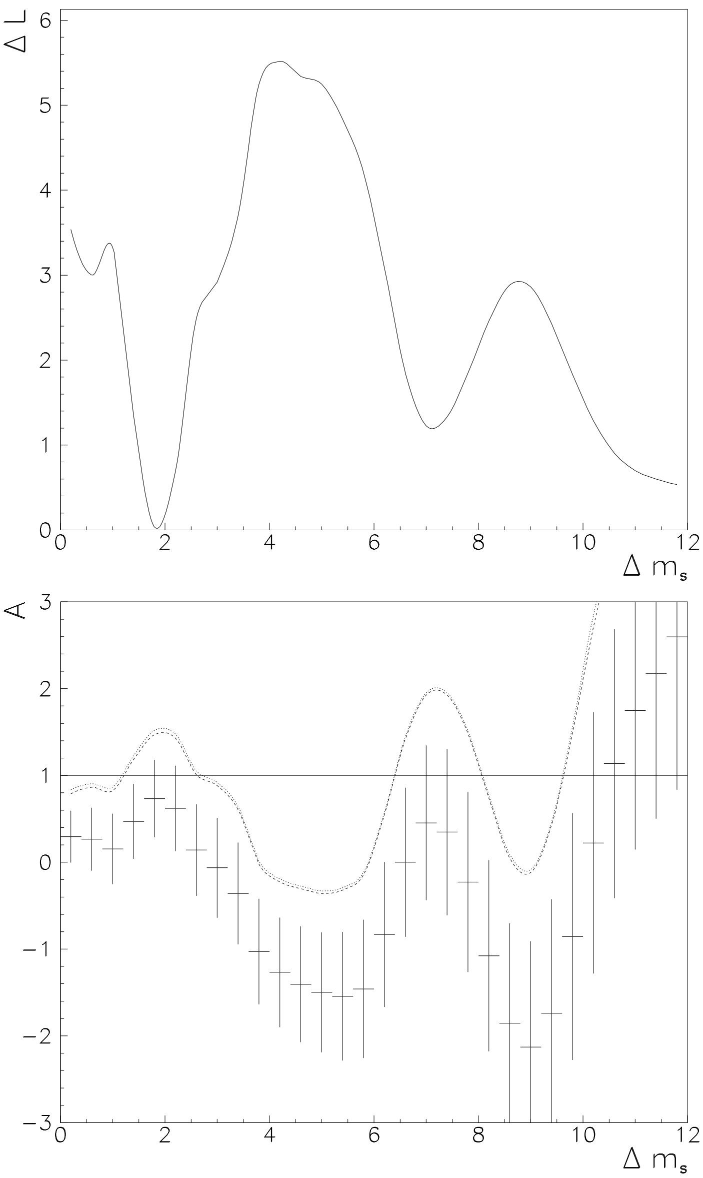


Figura 7.10: *a) Distribuzione di $\Delta\mathcal{L}$ in funzione di Δm_s. b) Ampiezza A in funzione di Δm_s: le barre di errore sono date da σ_A e le linee rappresentano rispettivamente $A + 1.65\sigma_A$, includendo e non includendo i sistematici; la retta segna il 95% di C.L.*

Conclusioni

La statistica dei dati raccolti dagli esperimenti di LEP, durante la prima fase in cui i fasci di elettroni e positroni s' incontravano ad un' energia nel centro di massa pari alla massa del bosone Z^0, é sufficientemente elevata da permettere lo studio dei decadimenti semileptonici dei mesoni B_s^0:

$$B_s^0 \longrightarrow D_s^- l^+ \nu_l \tag{7.31}$$

Indentificando, nello stesso emisfero dell' evento, un leptone di alto impulso ed impulso trasversale (rispetto alla direzione del quark prodotto) ed un D_s di segno opposto, ricostruito nei decadimenti:
$D_s^- \longrightarrow \phi\pi^-,\ K^{\star 0}K^-,\ K_S^0 K^-,\ f_0(980)\pi^-,\ K^{\star 0}\overline{K}^{\star -},\ \phi l^- \overline{\nu}_l$, ho selezionato un campione di eventi in cui la percentuale di veri decadimenti semileptonici di B_s^0 é molto elevata.
Per tali eventi il tempo proprio di decadimento é stato determinato con una buona accuratezza, permettendo cosí la misura della vita media del mesone B_s^0 e la determinazione di un limite inferiore sulla differenza di massa tra gli autostati dell' interazione debole. Il valore di vita media del mesone B_s^0 da me trovato e che é stato presentato alla conferenza di Varsavia del luglio del 1996:

$$\tau_{B_s} = 1.53^{+0.17}_{-0.15}\ (stat.) \pm 0.07\ (sist)\ ps \tag{7.32}$$

é risultato in buon accordo con le misure effettuate dagli altri esperimenti e ha una precisione che in molti casi é migliore (Fig. 7.11).
Per studiare il mixing $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ é necessario classificare gli eventi $D_s^\pm - l^\mp$ a seconda che provengano da mesoni B_s^0 che hanno o no oscillato; a tal fine ho determinato il flavour del quark alla produzione, tramite la misura della

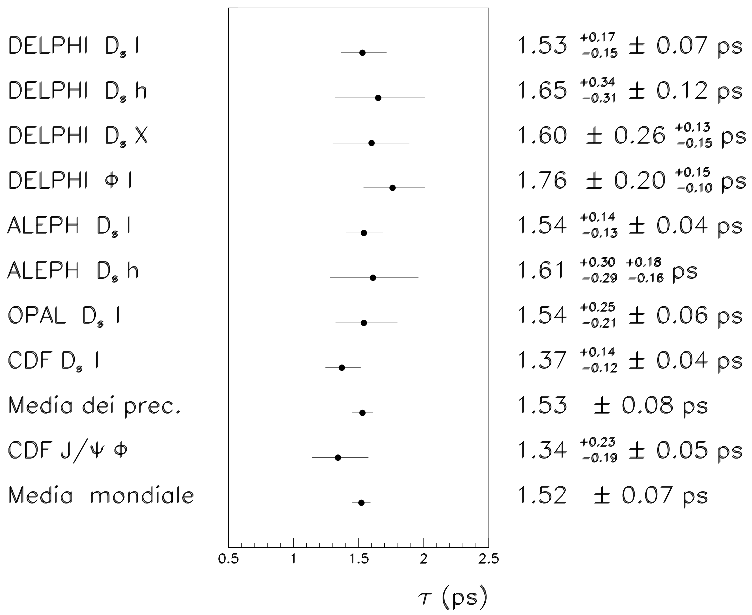


Figura 7.11: *Misure di vita media del mesone B_s^0 presentati alla conferenza di Varsavia del luglio 1996.*

carica globale dell' evento pesata con l' impulso delle particelle, e la natura B_s^0 o $\overline{B}_s^0$ al decadimento dalla carica del leptone.
Ho quindi valutato per ciascun evento la probabilitá di osservare un dato tempo ricostruito, implementando con essa una funzione di likelihood per gli eventi classificati come "oscillati"/"non oscillati".

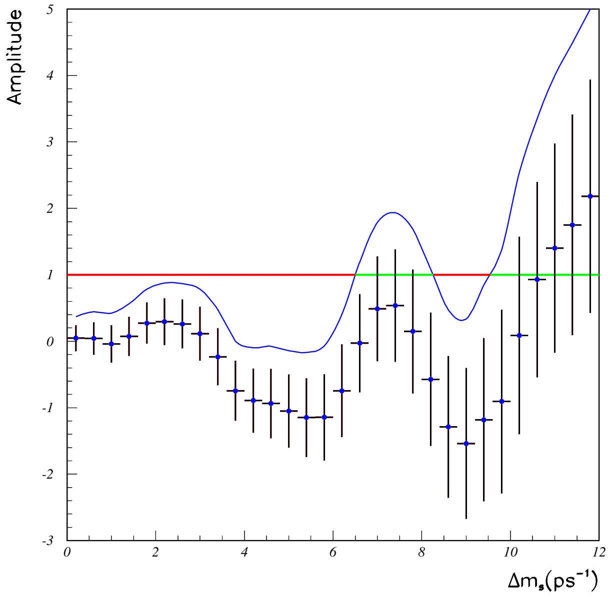


Figura 7.12: *Distribuzione dell' ampiezza in funzione di Δm_s per la combinazione delle analisi effettuate a DELPHI; la retta rappresenta il* 95% *di C.L.*

Con il metodo dell' ampiezza, che consiste nel sostituire nelle distribuzioni aspettate il termine $(\cos \Delta m_s t)$ con $(A \cos \Delta m_s t)$ e valutare quindi con un fit di likelihood il valore del parametro A al variare di Δm_s, ho stimato le seguenti regioni di esclusione per Δm_s:

$$\begin{aligned} \Delta m_s &\notin [0, 1.2] \;\; ps^{-1} \\ \Delta m_s &\notin [2.6, 6.4] \;\; ps^{-1} \\ \Delta m_s &\notin [8.1, 9.6] \;\; ps^{-1} \end{aligned} \tag{7.33}$$

La mia analisi é stata inoltre combinata con due piú inclusive (Q-leptone, dileptoni), effettuate da altri membri della collaborazione, per valutare un limite globale per DELPHI (Fig. 7.12):

$$\Delta m_s > 6.5 \; ps^{-1} \tag{7.34}$$

che risulta compreso nell' intervallo di valori, per Δm_s, previsti teoricamente per il 68% di C.L. (Fig. 2.6).
Nell' ultima figura ho riportato le zone di esclusione per Δm_s determinate dagli esperimenti di LEP e presentate alla conferenza di Varsavia del luglio 1996; in tale occasione é stata effettuata una combinazione preliminare dei risultati ottenuti da DELPHI e da ALEPH, che ha portato ad un limite su Δm_s piuttosto elevato ($\Delta m_s > 9.2\ ps^{-1}$).
L' analisi $D_s l$, che rispetto alle altre analisi gode della migliore precisione sulla ricostruzione del tempo proprio del B_s, ha come maggiore limitazione la bassa statistica; ho perció valutato, utilizzando l' Eq. 7.24, l' andamento della probabilitá di esclusione in funzione di Δm_s al variare del numero di eventi del campione (Fig. 7.13): in corrispondenza di una probabilitá del 50% ci si aspetta un limite su Δm_s di 7 ps^{-1} solo grazie all' aumento del numero di eventi ben ricostruiti (di circa il 50%) permesso dal riprocessamento dei dati di DELPHI che si sta ora effettuando; combinando le analisi dei tre esperimenti si arriverebbe cosí a $\Delta m_s > 11\ ps^{-1}$.
Infine se dopo LEP2 si tornasse al picco della Z^0 ad alta luminositá si puó pensare di arrivare, anche solo con questa analisi, a $\Delta m_s > 15\ ps^{-1}$ e quindi eventualmente poter effettuare la misura.

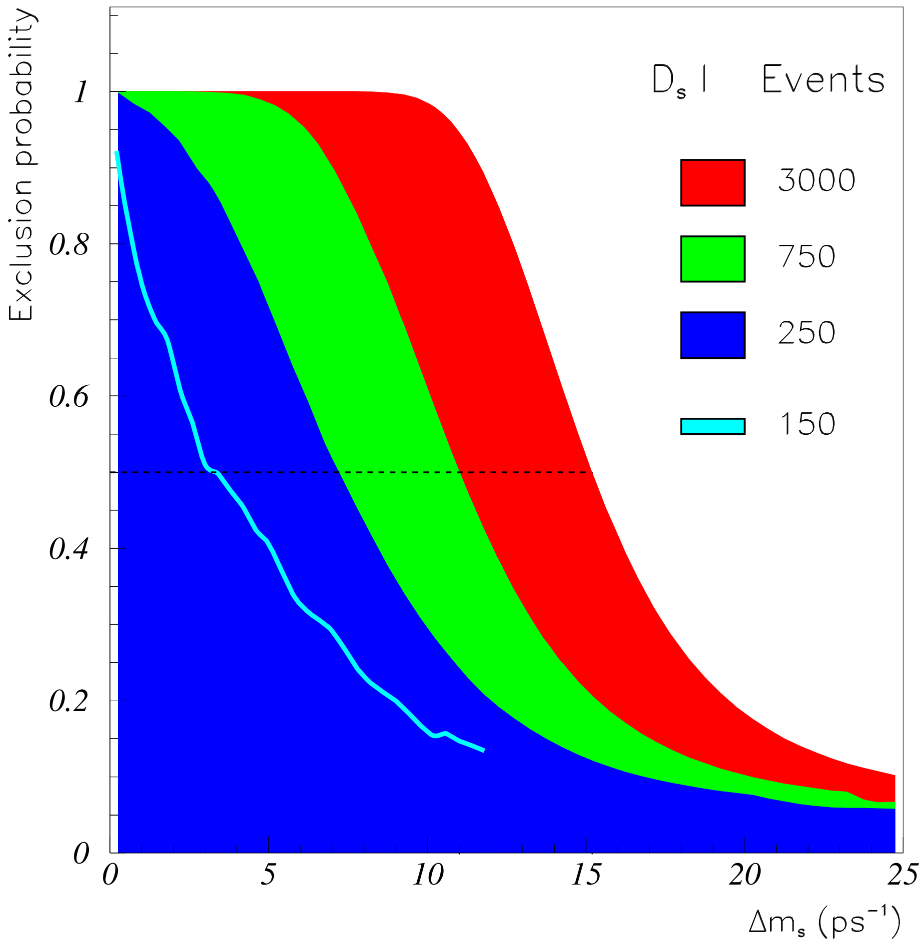
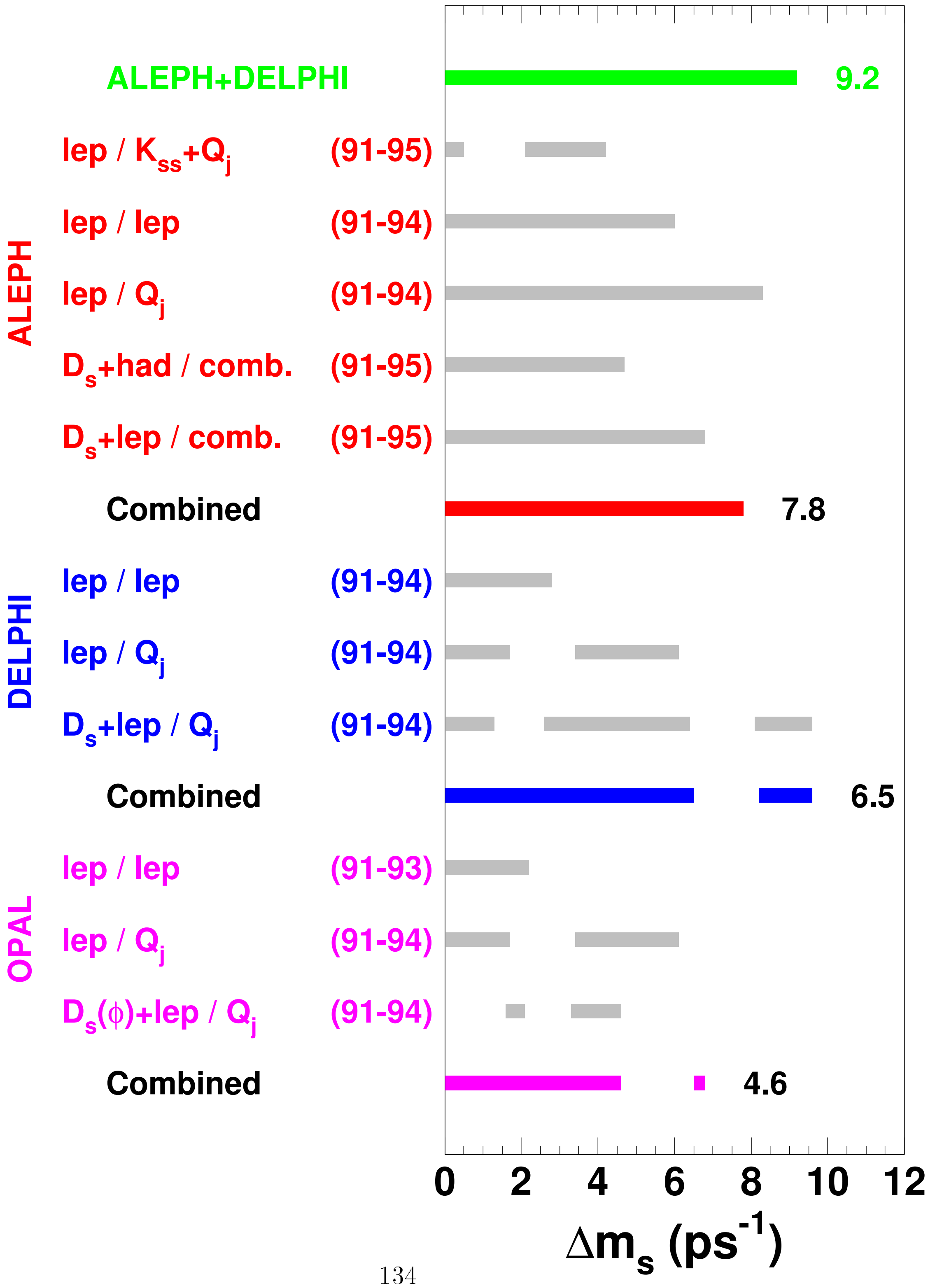


Figura 7.13: *Variazione della probabilitá di esclusione P_{lim} in funzione di Δm_s per diversi numeri di eventi del campione $D_s l$*


ALEPH+DELPHI
9.2
ALEPH
lep / K_{ss}+Q_j (91-95)
lep / lep (91-94)
lep / Q_j (91-94)
D_s+had / comb. (91-95)
D_s+lep / comb. (91-95)
Combined
7.8
DELPHI
lep / lep (91-94)
lep / Q_j (91-94)
D_s+lep / Q_j (91-94)
Combined
6.5
OPAL
lep / lep (91-93)
lep / Q_j (91-94)
$D_s(\phi)$+lep / Q_j (91-94)
Combined
4.6
0 2 4 6 8 10 12
Δm_s (ps^{-1})

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare il mio relatore Prof. Carlo Caso, che ha seguito attivamente il lavoro da me svolto e che con i suoi consigli mi ha aiutato a superare le varie difficoltá che ho incontrato in questi anni di dottorato.

Ringrazio anche il Prof. Antonio Baroncelli, mio relatore esterno, che si é sempre dimostrato interessato e disponibile alla discussione dell' analisi che ho sviluppato per la tesi di dottorato.

Vorrei inoltre ringraziare tutte le persone di DELPHI con cui ho collaborato, in particolare il gruppo di Genova, guidato dai sempre attenti e disponibili Prof. Roberto Contri e Dott. Giovanni Crosetti, gli amici di L101 Alessandro, Giorgio, Giulio, Oleg, Paolo e Rita, in particolare Fabrizio, che oltre ad essere un caro amico, si é dimostrato anche un ottimo compagno di lavoro.

Vorrei infine ringraziare i Dottori Patrick Roudeau, Achille Stocchi e Pascal Paganini per le interessanti discussioni e per avermi invitato a trascorrere presso il loro laboratorio di Orsay fruttuosi periodi lavorativi.

Bibliografia

[1] R.M. Barnett et al.,
Review of Particle Physics,
Phys. Rev. **D54** (1996) 1.

[2] G. Ridolfi,
An Introduction to the Standard Model of Electroweak Interactions:
dispense del corso di dottorato in fisica dell' Universitá di Genova.

[3] S.L. Glashow, J.Iliopoulos e L.Maiani,
Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[4] L. Wolfenstein,
Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.

[5] BaBar Collaboration
Tecnical Design Report,
EPAC draft.

[6] A. Ali, D.London,
Z. Phys. **C65** (1195) 431.

[7] F. Abe et al., CDF Collaboration
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.

[8] F. Abachi et al., D0 Collaboration
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[9] A. Abada et al.,
Nucl. Phys. **B376** (1992) 172.

[10] G. Ridolfi,
An Introduction to CP Violation,
dispense del corso di dottorato in fisica dell' Universitá di Genova.

[11] Ta-Pei Cheng, Fung-Li Ling,
Gauge Theory of Elementary Particle Physics,
Edizioni Clarendon Press, 1984.

[12] J.S. Hagelin,
Nucl. Phys. **B193** (1981) 123.

[13] J.H. Christenson, J.W. Cronin,
V.L. Fitch, R. Turlay,
Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.

[14] Y. Nir, H.R. Quinn,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 211.

[15] J. Lee–Franzini et al.,
Phys. Rev. Lett. **24** (1990) 2947.

[16] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration
Phys. Lett. **B284** (1992) 145;
P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
Phys. Lett. **B289** (1992) 199;
P. D. Acton et al., OPAL Collaboration
Phys. Lett. **B295** (1992) 357.

[17] D. Bardine et al.,
ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Producion in e^+e^- *Annihilation*,
CERN–TH 6443/92.

[18] *Measurement of* R_b *using a lifetime tag* (ALEPH Coll.);
Measurement of R_b *using five tags* (ALEPH Coll.);
Measurement of the Partial Decay Width R_b *in DELPHI*
(DELPHI Coll.);
Measurements of R_b *with the L3 Detector* (L3 Coll.);
Measurement of $R_b = \frac{\Gamma(Z \longrightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \longrightarrow hadrons)}$ *with OPAL using a*

Double Tagging Method (OPAL Coll.);
Measurement of R_b at SLD (SLD Coll.).
Contributi alla "XXVIII International Conference on
High Energy Physics"
25–31 Luglio 1996, Varsavia.

[19] M. Suzuki,
Phys. Lett. **71B** (1977) 139.

[20] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt e P. Zerwas,
Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra,
Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[21] T. Sjöstrand,
QCD and Jets at LEP,
CERN Preprint **CERN-TH-5902/90** (1990).

[22] The LEP B Lifetimes Working Group,
Averaging lifetimes for B hadron species at LEP,
DELPHI 94–164 PHYS 467 (1995).

[23] I. I. Bigi,
Models of Nonleptonic Beauty Decays,
in *B Decays*,
Ed. Stone, Sheldon,
World Scientific Singapore 1992, 132.

[24] P.Paganini,
Tesi di dottorato,
LAL 96-18 (maggio 1996).

[25] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.

[26] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User' s Guide,
DELPHI 89–44 PROG 137 (1989).

[27] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
DELPHI Event Generation and Detector

Simulation User' s Guide,
DELPHI 89–67 PROG 142 (1989).

[28] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
Nucl. Phys. **B367** (1991) 511.

[29] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
Z. Phys. **C65** (1995) 555;
G. V. Borisov,
Lifetime Tag of Events $Z^0 \longrightarrow b\bar{b}$ *with DELPHI Detector*,
DELPHI 94–125 PROG 208 (1994);
G.V. Borisov and C. Mariotti,
Fine tuning of the impact parameter resolution in the DELPHI detector,
DELPHI 95–140 PHYS 565 (1995).

[30] T. Sjöstrand, M. Bengtsson,
The Lund Monte Carlo Programs: Jet fragmentation and e^+e^- *annihilation*,
CERN-pool programs W5035/W5045

[31] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL,
Combined Preliminary Data on Z^0 *Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model*,
CERN-PPE/94-187;
ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL,
A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model,
CERN-PPE/95-172.

[32] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration
Phys. Lett. **B289** (1992) 199;
P. D. Acton et al., OPAL Collaboration
Phys. Lett. **B295** (1992) 357;
D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration
Phys. Lett. **B361** (1995) 221.

[33] CLEO Collaboration
Measurements of the $B \longrightarrow D_s + X$ *Decays*,

CLEO-CONF 94-9 contribution to the XXVIIth ICHEP, Glasgow, U.K. (July 1994);
H. Albrecht et al., ARGUS Collaboration
Z. Phys. **C54** (1992) 1.