FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID

Medida de $\mathbf{R_b^0 \equiv \Gamma(Z \to b\bar{b})/\Gamma(Z \to had)}$ en L3

Memoria presentada por
D$^{\underline{a}}$ María Chamizo Llatas
para optar al grado de Doctora en Ciencias Físicas
y dirigida por el
Dr. Carlos Mañá Barrera

Madrid, 1997

A mi Madre, mi Padre,
mis hermanas Eva, Rocío y a Rafa.

Introducción

El Modelo Standard, constituido por la Teoría Unificada de las Interacciones Electrodébiles y la Cromodinámica Cuántica, describe muy satisfactoriamente las interacciones entre partículas elementales observadas en los diferentes experimentos realizados hasta el momento. Sin embargo, diversos argumentos teóricos sugieren la existencia de teorías más generales que engloban al Modelo Standard. Para estudiar tanto las predicciones de estos nuevos modelos, como la validez del Modelo Standard en los diversos sectores, es necesario realizar estudios de precisión de interacciones entre partículas elementales.

Los colisionadores electrón-positrón presentan, para este propósito, grandes ventajas con respecto a otros. Por un lado, al ser el estado inicial puramente leptónico, las colisiones están libres de las complicaciones debidas a las interacciones fuertes, presentes en otro tipo de colisionadores ($\mathrm{p\overline{p}}$, blancos nucleares,...). Por otra parte, los estados finales son fácilmente identificables, al ser las multiplicidades pequeñas. Esto da lugar a muestras de gran pureza, baja contaminación y sistemáticos controlables. Finalmente la alta energía en el centro de masa obtenida por el colisionador LEP permite estudiar con gran precisión tanto el sector electrodébil como el sector fuerte.

Un observable particularmente interesante, sobre el que recientemente ha habido gran desacuerdo entre las diversas medidas experimentales y el Modelo Standard, es la anchura parcial de desintegración hadrónica del bosón Z en pares $\mathsf{b\overline{b}}$: R^0_{b}. Las primeras medidas de precisión de dicho parámetro aparecieron en 1993, cuando se realizaron los primeros análisis con detectores de vértice. Desde entonces, esta medida evolucionó hasta mostrar un desacuerdo con el Modelo Standard superior a tres sigmas (fig. 0.1). ¿Era esta discrepancia una indicación de nuevos fenómenos en la desintegración $Z \to \mathsf{b\overline{b}}$?, ¿o un problema experimental?. Desde entonces se han realizado nuevos estudios más minuciosos y con mayor estadística, y es en este contexto en el que se ha realizado el análisis presentado en esta memoria.

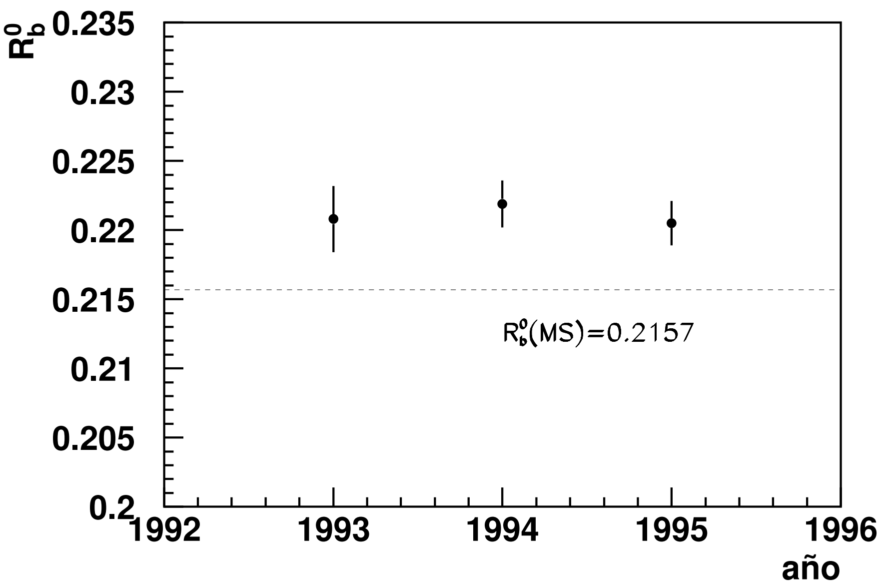

Figura 0.1: R_{b}^0 en función del tiempo.

En este trabajo se presenta la primera determinación de la fracción de desintegración del bosón Z en quarks $\mathsf{b\overline{b}}$, mediante la técnica de la longitud de desintegración, utilizando los datos recogidos por el detector L3, situado en el acelerador LEP (CERN), durante el año 1994. En el capítulo 1 se describe la física relevante para este análisis dentro del marco del Modelo Standard. En el capítulo 2 se estudian diversas técnicas de identificación de sucesos con quarks b, así como el método utilizado en la determinación de R_{b}^0. El capítulo 3 contiene la descripción del detector L3, la selección de la muestra utilizada en el análisis y diversos estudios sobre la reconstrucción cinemática en el detector. En el capítulo 4 se presenta el método de análisis utilizado y en el 5 los resultados experimentales obtenidos. Finalmente en el capítulo 6 se presentan las conclusiones de nuestro trabajo.

Índice

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

En este capítulo se describe la teoría relacionada con el observable objeto de nuestro trabajo, R_{b}^{0}, analizando sus características y su comportamiento dentro del marco del Modelo Standard. En primer lugar, repasaremos brevemente los puntos fundamentales de dicho modelo; a continuación, se describe el proceso de producción de quarks pesados a energías del centro de masas del orden de la masa del bosón Z. Seguiremos con la anchura parcial de desintegración y sus correcciones radiativas y, por último, la definición de R_{b}^{0}.

1.1 El Modelo Standard

El Modelo Standard es una Teoría Cuántica de Campos basada en Principios de Invariancia frente a Transformaciones Gauge no abelianas, que describe las interacciones fuertes y electrodébiles entre partículas elementales (quarks y leptones) [1].

Interacciones fuertes.

Las *interacciones fuertes* se describen en el Modelo Standard mediante el grupo de invariancia gauge local $SU(3)$, al que se asocia el número cuántico de **color** y la constante de acoplo $\mathbf{g_S}$ ($\alpha_S = g_S^2/4\pi$).

Los campos $\Psi_q(x)$ asociados a los quarks q forman un triplete correspondiente a los 3 grados de libertad del número cuántico de *color*. Esto es:

$$\Psi_{\mathsf{q}}(x) = \begin{pmatrix} \mathsf{q}_R(x) \\ \mathsf{q}_G(x) \\ \mathsf{q}_B(x) \end{pmatrix}$$

Las interacciones fuertes están mediadas por ocho bosones vectoriales de espín $S = 1$ denominados **gluones**. Al mantenerse la invariancia bajo $SU(3)$ (simetría *no rota*), los gluones serán bosones de masa nula. No obstante, por tratarse de un grupo de invariancia *no abeliano* tanto los quarks como los gluones están *confinados* en hadrones (*libertad asintótica*).

Por consiguiente, las interacciones entre quarks y gluones están descritas en el Modelo Standard mediante un único[1] parámetro: la constante de acoplo α_S.

Interacciones electrodébiles.

Las *interacciones electrodébiles* se describen en el Modelo Standard mediante el grupo de invariancia gauge local $SU(2)_L \otimes U(1)$. Los números cuánticos asociados son los de **isospín débil** (T, T_3) e **hipercarga débil** (Y) y las constantes de acoplo asociadas a cada grupo son respectivamente $\mathbf{g_2}$ y $\mathbf{g_1}$.

Los quarks y leptones se agrupan en *generaciones* o *familias*[2]. Las componentes de los campos fermiónicos de *helicidad negativa (left-handed)* se transforman como dobletes de isospín, mientras que las de *helicidad positiva (right-handed)* se transforman como singletes. Así para la primera familia[3] tendremos:

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mathsf{e}} \\ \mathsf{e}^- \end{pmatrix}_L \quad (\mathsf{e}^-)_R \quad \begin{pmatrix} \mathsf{u} \\ \mathsf{d} \end{pmatrix}_L \quad (\mathsf{u})_R \quad (\mathsf{d})_R$$

con la asignación[4] de números cuánticos descrita en la tabla 1.1.

[1] Las masas de los quarks también son parámetros libres.

[2] El número de dichas *familias* es un parámetro libre del modelo. A partir de los resultados obtenidos por los experimentos de LEP se ha determinado en $N_{fam} = 2.985 \pm .023$.

[3] La estructura es similar para las demás familias.

[4] La *hipercarga débil* Y se asigna de modo que la carga eléctrica venga determinada por la relación de Gell-Mann - Nishijima $Q = T_3 + Y/2$.

	ν_L	e_L	e_R	u_L	d_L	u_R	d_R
T_3	$1/2$	$-1/2$	0	$1/2$	$-1/2$	0	0
Y	-1	-1	-2	$1/3$	$1/3$	$4/3$	$-2/3$
Q	0	-1	-1	$2/3$	$-1/3$	$2/3$	$-1/3$

Tabla 1.1: Números cuánticos de la primera familia.

La invariancia local bajo $SU(2)_L \otimes U(1)$ del lagrangiano que describe las interacciones electromagnéticas y débiles implica la existencia de cuatro campos bosónicos vectoriales sin masa, $\vec{W}_\mu$ y B_μ ($\vec{W}_\mu$ son los generadores del grupo de isospín y B_μ el de hipercarga).

Para generar las masas de los bosones intermediarios (y de los fermiones) es necesario romper la simetría gauge del lagrangiano. Esto se consigue utilizando el mecanismo de Higgs consistente en introducir un doblete (bajo $SU(2)_L$) de campos escalares complejos:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}$$

con un potencial de autointeracción:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \qquad \lambda,\ \mu^2\ > 0$$

donde el estado fundamental corresponde a un valor no nulo del campo ($\Phi^+\Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda}$). Redefiniendo el campo Φ de la forma:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \qquad v = \frac{\mu^2}{2}$$

donde v es el valor esperado del campo en el vacío, y exigiendo invariancia local del término cinético del lagrangiano de los campos Φ bajo $SU(2)_L \otimes U(1)$, tres de los cuatro bosones vectoriales adquieren masa (bosones $W^\pm$ y Z, mediadores de las corrientes débiles) y el cuarto sigue teniendo masa nula (γ de QED). Los campos físicos se obtienen si hacemos la transformación de Weinberg de modo que la matriz de masas sea diagonal:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) & \qquad M_{W^\pm} &= g_2\tfrac{v}{2} \\ Z_\mu &= \cos\theta_{\rm w}{\rm W}_\mu^3 - {\rm sen}\theta_{\rm w}{\rm B}_\mu & M_Z &= \tfrac{v}{2}\sqrt{g_1^2+g_2^2} \\ {\rm A}_\mu &= {\rm sen}\theta_{\rm w}{\rm W}_\mu^3 + \cos\theta_{\rm w}{\rm B}_\mu & M_\gamma &= 0 \end{aligned}$$

siendo θ_w el ángulo de mezcla que relaciona las constantes de acoplo g_1 y g_2:

$$\tan\theta_w = g_1/g_2$$

El campo escalar H describe una partícula neutra (bosón de Higgs) de masa:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v$$

Añadiendo un término de interacción $\Phi-$fermión del tipo Yukawa ($\Psi_L\Phi\Psi_R\ +\ h.c.$), tras la ruptura espontánea de simetría, aparecen términos de masa para los fermiones y los términos del acoplo Higgs-fermión. La masa está relacionada con el valor esperado del vacío a través de la siguiente expresión:

$$m_f = f_f\frac{v}{2}$$

donde f_f es la constante de acoplo de Yukawa.

El Modelo Standard describe las interacciones electrodébiles en función de los siguientes parámetros libres:

$$g_2,\ g_1,\ \lambda,\ \mu,\ f_f,\ V_{ij}$$

donde V_{ij} son los elementos de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa para el sector de los quarks.

Sin embargo, utilizando las relaciones que aparecen en el texto e identificando la constante de acoplo del término puramente electromagnético del lagrangiano con la carga eléctrica, $g_2{\rm sen}\theta_{\rm w} = \mathsf{e}$, se puede sustituir este conjunto de parámetros por otros con interpretación física más directa:

$$\mathsf{e},\ M_W,\ M_Z,\ M_H,\ m_f,\ V_{ij}$$

Algunos de estos parámetros se pueden relacionar con cantidades medidas experimentalmente con gran precisión. Así por ejemplo, el estudio de la *dispersión Thomson* ($\mathsf{e}\gamma \to \mathsf{e}\gamma$) permite determinar el valor de la carga eléctrica a partir de la medida de la constante de estructura fina $\alpha = \mathsf{e}^2/4\pi$. Por otra parte, de la vida media del muón se obtiene la *constante de Fermi*, G_μ. Imponiendo que a baja energía el Modelo Standard coincida con el *Modelo de Fermi*, obtenemos la relación[5]:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2M_W^2}\left(1 - M_W^2/M_Z^2\right)^{-1} \tag{1.1}$$

Utilizando estos dos resultados experimentales podemos reparametrizar los observables en función de:

$$\alpha,\ G_\mu,\ M_Z,\ M_H,\ m_f,\ V_{ij}$$

1.2 Producción de hadrones a las energías de LEP-I

Dentro del marco del Modelo Standard, la producción de hadrones para valores de la energía en el centro de masas de $\sqrt{s} \approx M_Z$ se puede dividir en distintas fases, fig. 1.1, según los metodos de cálculo utilizados en su descripción:

I) **Electrodébil:** En esta primera fase, el electrón y el positrón se aniquilan y, a través de la producción de un fotón o un bosón Z, dan lugar a un par $\mathsf{q\bar{q}}$. Dado que la energía del electrón y positrón es aproximadamente $M_Z/2$, la creación de quarks en LEP-I viene dominada por el diagrama con intercambio de un Z en reposo. El formalismo correspondiente a esta fase incluye el tratamiento de las correcciones electrodébiles y será estudiado con mayor detalle en las siguientes secciones.

II) **QCD perturbativa:** En esta etapa tiene lugar la radiación de gluones a partir del par de quarks primarios $\mathsf{q\bar{q}}$. La evolución de los partones puede tratarse mediante dos formulaciones distintas: utilizando el cálculo de los *elementos de matriz* [2] (aunque la complejidad del método hace que sólo se disponga del elemento de matriz

[5]Esta relación es válida sólo en primer orden de teoría de perturbaciones.

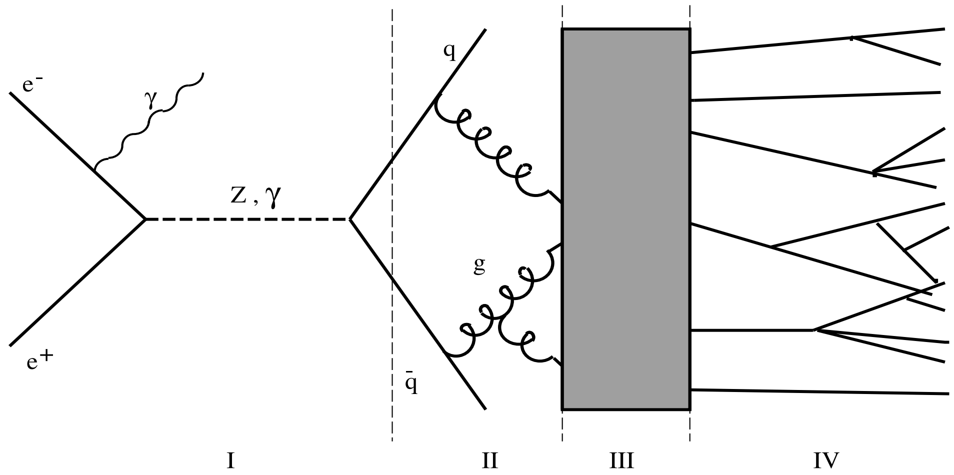

Figura 1.1: Ilustración esquemática de un proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$ en el que se distinguen las siguientes zonas: I electrodébil, II QCD perturbativa, III QDC no perturbativa, IV desintegraciones hadrónicas.

completo hasta segundo orden de teoría de perturbaciones), o bien utilizando el método de *parton shower* [3] en el que se modeliza el desarrollo de cascadas de partones mediante el uso de las ecuaciones de evolución de Altarelli-Parisi.

III) **QCD no perturbativa (fragmentación):** Esta tercera fase describe la transformación de los partones en hadrones. Al ser las energías típicas de este proceso del orden de las masas de los hadrones ($E_{\rm had}{\approx}1\,GeV$), no es posible utilizar la Teoría de Perturbaciones. Su descripción se realiza en base a modelos fenomenológicos que decriben cómo los quarks originales se combinan con quarks del mar para formar hadrones (modelo *fragmentación por clusters* [4], *fragmentación independiente*[5], *fragmentación por cuerdas* [6]).

IV) **Desintegraciones:** La mayoría de las partículas producidas en la fragmentación son inestables. En esta última fase se describe su desintegración en los hadrones observados experimentalmente.

1.3 Anchura parcial de desintegración: $\Gamma(Z \to \mathsf{q\overline{q}})$

En primer orden de teoría de perturbaciones (fig. 1.2) la anchura parcial de desintegración $Z \to \mathsf{q\overline{q}}$, viene dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma^0(Z \to \mathsf{q\overline{q}}) \equiv \Gamma^0_{\mathsf{q\overline{q}}} = \Gamma^0_v + \Gamma^0_a \tag{1.2}$$

$$\Gamma^0_a = \beta^3 \frac{G_\mu M_Z^3}{2\pi\sqrt{2}} (g_a^{\mathsf{q}})^2 \tag{1.3}$$

$$\Gamma^0_v = \beta \frac{3-\beta^2}{2} \frac{G_\mu M_Z^3}{2\pi\sqrt{2}} (g_v^{\mathsf{q}})^2 \tag{1.4}$$

donde Γ^0_v y Γ^0_a representan, respectivamente, la contribución a la anchura que proviene del acoplo vectorial y axial del quark q al bosón Z. En las expresiones (1.3) y (1.4) β es la velocidad del quark producido ($\beta = \sqrt{1 - 4m_{\mathsf{q}}^2/s}$) y g_v^{q} y g_a^{q} las constantes de acoplo vectorial y axial:

$$\begin{aligned} g_v^{\mathsf{q}} &= T_3^{\mathsf{q}} - 2Q_{\mathsf{q}} \mathrm{sen}^2\theta_{\mathrm{w}} \\ g_a^{\mathsf{q}} &= T_3^{\mathsf{q}} \end{aligned} \tag{1.5}$$

siendo Q_{q} la carga electromagnética del quark en unidades de la carga del positrón.

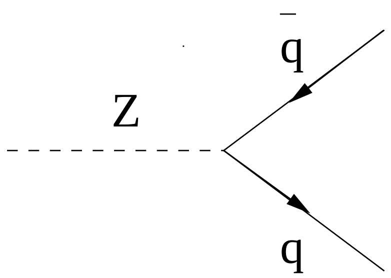

Figura 1.2: Diagrama de Born que contribuye a la anchura parcial de desintegración $Z \to \mathsf{q\overline{q}}$.

Para obtener la expresión de la anchura parcial de desintegración, $\Gamma_{\mathsf{q\overline{q}}}$, dentro del marco del Modelo Standard, con una precisión mayor que las medidas experimentales actuales es necesario considerar las correcciones radiativas que afectan a $\Gamma^0_{\mathsf{q\overline{q}}}$; es decir, diagramas de orden superior en el cálculo de las amplitudes.

En procesos mediados por corrientes neutras, las correcciones radiativas se pueden clasificar, aproximadamente, en 3 categorías: fotónicas, de QCD y débiles.

1) Correcciones fotónicas [7, 8]. Son todas aquéllas en las que se añade un fotón extra a los diagramas de Born, ya sea como un fotón real de bremsstrahlung o bien como un fotón virtual (fig.1.3) y son comunes a cualquier teoría que contenga al grupo $U(1)_{em}$ como subgrupo.

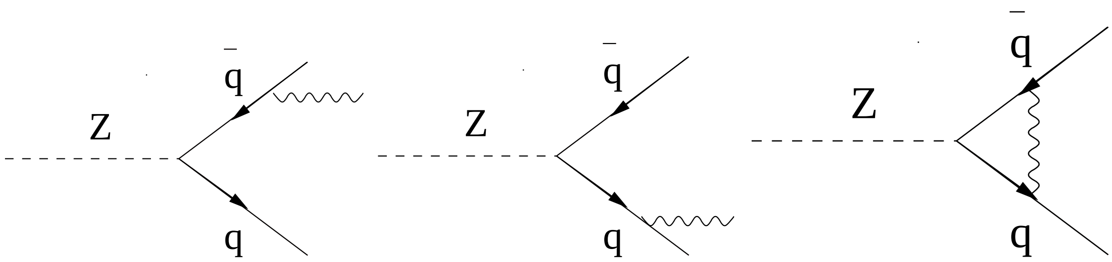

Figura 1.3: Correcciones de QED al vértice $Z\mathsf{q\overline{q}}$.

Estas correcciones se pueden englobar, con buena aproximación, en un factor que multiplica a la anchura parcial:

$$\Gamma^{QED}_{\mathsf{q\overline{q}}} = \Gamma^0_{\mathsf{q\overline{q}}} R^{QED} \tag{1.6}$$

$$R^{QED} = 1 + \frac{3}{4}\frac{\alpha}{\pi} Q^2_{\mathsf{q}} \tag{1.7}$$

2) Correcciones de QCD [9]. Corresponden a los diagramas en los que aparece un gluón virtual o real (fig 1.4). Las correcciones de QCD son diferentes para la componente axial y vectorial de la anchura parcial de desintegración, no sólo porque las masas rompen la invariancia quiral, sino por la diferencia de masa entre los quarks del doblete (t, b). Así tendremos que:

$$\Gamma^{QCD}_{\mathsf{q\overline{q}}} = \Gamma^0_v R^{QCD}_v + \Gamma^0_a R^{QCD}_a \tag{1.8}$$

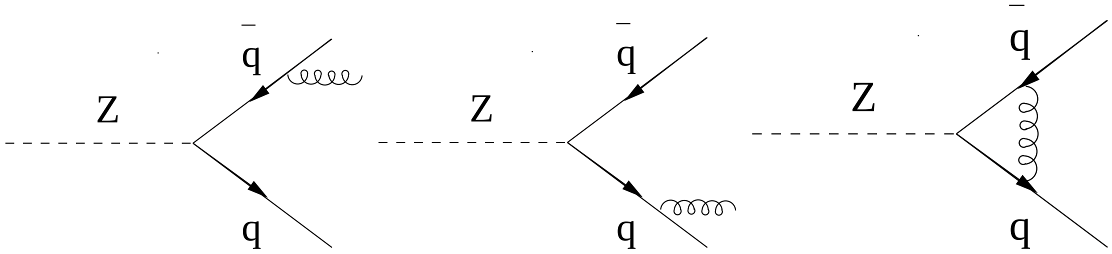

Figura 1.4: Correcciones de QCD al vértice $Z\mathsf{q\overline{q}}$.

siendo R_v^{QCD} y R_a^{QCD} las siguientes expresiones:

$$R_v^{QCD} = 1 + (1+3\mu^2)\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + 1.41\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \tag{1.9}$$

$$R_a^{QCD} = 1 + \left[1 + 3\mu^2 \log\left(\frac{4}{\mu^2}\right)\right]\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + [1.41 \mp f(m_\mathsf{t})]\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \tag{1.10}$$

donde $\mu^2 = \frac{4m_\mathsf{q}^2}{s}$. El signo menos o mas que aparece en el factor R_a^{QCD} viene determinado por el tipo de quark producido, *up* o *down*, respectivamente. La función $f(m_\mathsf{t})$ viene dada por la siguiente expresión:

$$f(m_\mathsf{t}) = 3\ln\left(\frac{M_Z}{m_\mathsf{t}}\right) - 3.083 + 0.346\left(\frac{M_Z}{2m_\mathsf{t}}\right)^2 + 0.211\left(\frac{M_Z}{2m_\mathsf{t}}\right)^4 \tag{1.11}$$

3) Correcciones débiles [10]. En este grupo se incluyen las correcciones a los propagadores y las correcciones de vértice (excepto en las que aparecen sólamente fotones o gluones virtuales). Estas correcciones (fig. 1.5) dependen de la estructura detallada del Modelo Standard a través de las masas de todas las partículas de la teoría y, en particular, de m_t y M_H. El vértice $Z \to \mathsf{b\overline{b}}$ es especialmente interesante en este contexto, puesto que las correcciones radiativas le afectan de manera diferente que al resto de los quarks por encontrarse en el mismo doblete de isospín que el top [11].

Las constantes de acoplo vectorial y axial se redefinen de la siguiente manera para tener en cuenta las correcciones débiles:

$$\begin{aligned} g_v^\mathsf{q} &\to \overline{g}_v^\mathsf{q} = \sqrt{\rho_q}(T_3^\mathsf{q} - 2Q_\mathsf{q}\mathrm{sen}^2\theta_{w\mathsf{q}}) \\ g_a^q &\to \overline{g}_a^\mathsf{q} = \sqrt{\rho_q}T_3^\mathsf{q} \end{aligned} \tag{1.12}$$

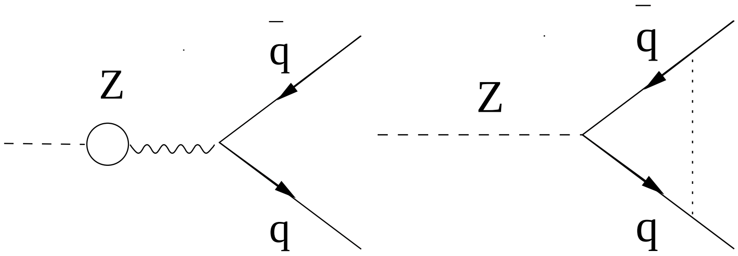

Figura 1.5: Correcciones débiles al vértice $Z\mathsf{q}\bar{\mathsf{q}}$.

Aún no siendo cantidades universales ρ_{q} y $\mathrm{sen}^2\theta_{w\mathsf{q}}$ poseen una parte universal, que proviene de las correcciones de autoenergía, y es la dominante, y una parte no universal, que proviene de las correcciones de vértice y que es prácticamente despreciable excepto en el caso del quark b. Por otra parte, es a través de ρ_{q} y $\mathrm{sen}^2\theta_{\mathrm{wq}}$ donde aparece la dependencia de los parámetros del Modelo Standard con m_{t} y M_H, como veremos a continuación. Estas cantidades se pueden redefinir de la siguiente manera:

$$\rho_{\mathsf{q}} = \rho(1 + \Delta\rho^{\mathsf{q}}) \tag{1.13}$$

$$\mathrm{sen}^2\theta_{w\mathsf{q}} = \mathrm{sen}^2\bar{\theta}_w(1 + \Delta\kappa^{\mathsf{q}}) \tag{1.14}$$

donde ρ y $\mathrm{sen}^2\bar{\theta}_w$ son las partes universales y $\Delta\rho^{\mathsf{q}}$ y $\Delta\kappa^{\mathsf{q}}$ las no universales. Dentro del marco del Modelo Standard las expresiones de ρ y $\mathrm{sen}^2\bar{\theta}_w$ son las siguientes:

$$\rho = \frac{1}{1 - \Delta\rho} \tag{1.15}$$

$$\mathrm{sen}^2\bar{\theta}_w = \mathrm{sen}^2\theta_w + \cos^2\theta_w\Delta\rho \tag{1.16}$$

siendo la contribución más importante a $\Delta\rho$ la que proviene de la masa del top:

$$\Delta\rho = 3\frac{G_\mu m_{\mathsf{t}}^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{1.17}$$

En cuanto a la parte no universal, su contribución es muy pequeña en el caso de fermiones ligeros y prácticamente independiente de la masa del top y del Higgs. Sin embargo, en el caso del quark b las partes no universales tienen gran dependencia con m_{t} debido a las correcciones de vértice en las que aparece un top virtual (fig. 1.6). La contribución más importante a la parte no universal para los quarks b es:

$$\Delta\rho^{\mathsf{b}} = -4\frac{G_\mu m_{\mathsf{t}}^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{1.18}$$

$$\Delta\kappa^{\mathsf{b}} = -\frac{1}{2}\Delta\rho^{\mathsf{b}} \tag{1.19}$$

El término $\Delta\rho^{\mathsf{b}}$ compensa la dependencia con la masa del top que aparece en la parte universal de ρ en los procesos, en los que aparecen quarks b en el estado final obteniéndose una dependencia más suave de la anchura en función de m_t.

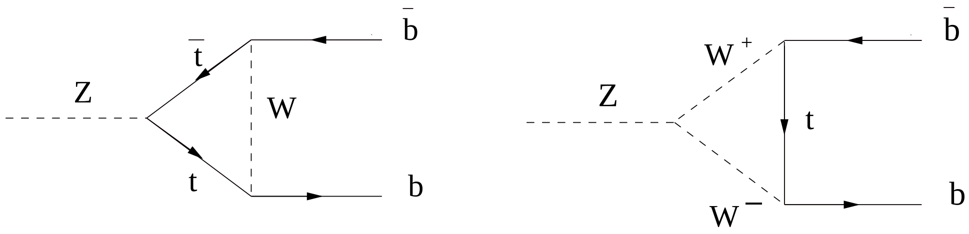

Figura 1.6: Diagramas con intercambio de un quark top que contribuyen a la anchura parcial de desintegración $Z \to \mathsf{b\overline{b}}$.

Por último, es necesario redefinir la constante de acoplo G_μ de modo que incluya la contribución $\Delta\rho$. De esta forma:

$$G_\mu \to G_\mu(1 + \Delta\rho) \tag{1.20}$$

1.4 $R_{\mathsf{b}}^0 \equiv \Gamma(Z \to \mathsf{b\overline{b}})/\Gamma(Z \to \mathrm{had})$

La aparición de la masa del quark top en la anchura parcial de desintegración a través de efectos virtuales proporciona un test crucial del Modelo Standard. Las correcciones radiativas proporcionales a la masa del top al cuadrado constituyen una prueba explícita del teorema de desacoplamiento en teorías gauge rotas espontáneamente. El quark b es el fermión elemental más masivo que se puede producir en LEP, por lo que, en caso de existir nueva física más allá del Modelo Standard, los observables relacionados con él serían los más sensibles para detectarla. Así pues, la medida con gran precisión de la anchura parcial de desintegración del bosón Z en un par $\mathsf{b\overline{b}}$ es interesante para el estudio del Modelo Standard, además de posibles desviaciones sobre sus predicciones [12, 13, 14, 15].

Una forma de aislar las correcciones de vértice en el proceso $Z \to \mathsf{b\overline{b}}$ se obtiene normalizando la anchura parcial de desintegración, $\Gamma_{\mathsf{b\overline{b}}}$, a la anchura parcial hadrónica, $\Gamma_{\rm had}$; es decir, definiendo:

$$R^0_{\mathsf{b}} \equiv \frac{\Gamma_{\mathsf{b\overline{b}}}}{\Gamma_{\rm had}} \tag{1.21}$$

donde $\Gamma_{\rm had} \equiv \Gamma(Z \to {\rm had}) = \Gamma_{\mathsf{u\overline{u}}} + \Gamma_{\mathsf{d\overline{d}}} + \Gamma_{\mathsf{s\overline{s}}} + \Gamma_{\mathsf{c\overline{c}}} + \Gamma_{\mathsf{b\overline{b}}}$. En el cociente $\Gamma_{\mathsf{b\overline{b}}}/\Gamma_{\rm had}$ se cancelan, aproximadamente, las correcciones fotónicas, las de QCD y las débiles al propagador, siendo sensible únicamente a las correcciones de vértice. En la gráfica 1.7 se observa cómo varía $\Gamma_{\mathsf{q\overline{q}}}/\Gamma_{\rm had}$ para los quarks b y d en función de la masa del top. La

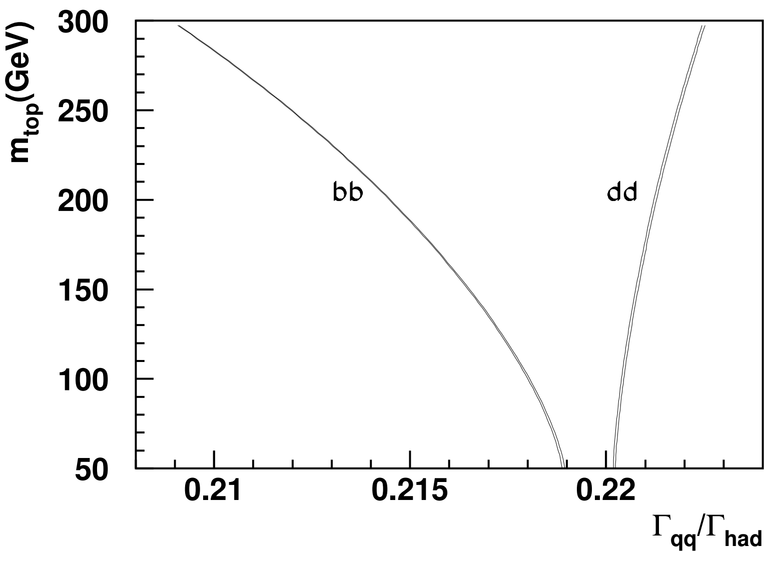

Figura 1.7: Variación de $\frac{\Gamma_{\mathsf{b\bar{b}}}}{\Gamma_{\rm had}}$ y $\frac{\Gamma_{\mathsf{d\bar{d}}}}{\Gamma_{\rm had}}$ en función de la masa del top, para $\alpha_s = .122$. La anchura de la línea indica el cambio obtenido cuando la masa del Higgs varía entre 60 y 1000 GeV.

variación de $\Gamma_{\mathsf{b}\overline{\mathsf{b}}}/\Gamma_{\mathrm{had}}$, en función de m_{t}, es mucho mayor que la de $\Gamma_{\mathsf{d}\overline{\mathsf{d}}}/\Gamma_{\mathrm{had}}$ y sin embargo apenas depende del valor que tomen α_s y la masa del Higgs.

Experimentalmente el cociente que se mide es:

$$R_{\mathsf{b}} = \frac{\sigma(\mathsf{e}^+\mathsf{e}^- \to \mathsf{b}\overline{\mathsf{b}})}{\sigma(\mathsf{e}^+\mathsf{e}^- \to \mathrm{had})} \tag{1.22}$$

donde σ es la sección eficaz total del proceso, que, como ya vimos, puede tener lugar o bien a través de un bosón Z o de un fotón virtual. Sin embargo esta útima contribución da una corrección muy pequeña al valor de R_{b}^0 para energías del centro de masas $\sqrt{s} \sim M_z$:

$$R_{\mathsf{b}}^0 = R_{\mathsf{b}} + 0.0003 \tag{1.23}$$

Capítulo 2

Determinación de R_{b}

Para medir la anchura parcial de desintegración hadrónica del bosón Z en quarks $\mathsf{b\bar{b}}$, es necesario seleccionar una muestra enriquecida en dichos quarks. Esto se realiza mediante diversas técnicas cuyas eficiencias varían entre el 10% y el 80% para purezas superiores al 90%. En la siguiente sección describiremos brevemente las técnicas de identificación de quarks b más utilizadas por los experimentos actuales, y el método aplicado para determinar R_{b}.

2.1 Técnicas de identificación de quarks b

Los diversos métodos utilizados para detectar quarks b, se basan en las características generales que los distinguen del resto de los quarks: vida media alta, fragmentación dura y mayor masa. Algunos de los métodos más relevantes son:

I) Técnica basada en la vida media. Explota el hecho de que los hadrones que contienen quarks b (hadrones B), tienen vidas medias más altas que el resto de los hadrones.

En el modelo de quark espectador, dado que la vida media es proporcional a $1/m_{\mathsf{q}}^5$, cabe esperar que los quarks más masivos tengan una vida media menor. Sin embargo en el caso del quark b, puesto que su desintegración débil supone un cambio de generación, ésta se ve aumentada por el elemento de matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, $\tau \sim |V_{KM}|^{-2}$; de modo que, por lo general, la vida media de hadrones B es mayor que la de los hadrones que contienen quarks c.

La distancia media que recorre un hadrón B, antes de desintegrarse, a la energía del centro de masas de LEPI ($\sqrt{s} \sim 91$ GeV) es de unos 3 mm, por lo que es necesario contar con detectores de vértice, cuya resolución sea del orden de micras, para observarla.

Existen dos métodos diferentes para seleccionar quarks b utilizando esta información: el método de la longitud de desintegración, que será el que desarrollaremos en este trabajo, y el del parámetro de impacto.

Método de la longitud de desintegración.

Se basa en distinguir para cada suceso un vértice secundario (lugar donde se produce la desintegración) que esté desplazado del vértice primario (punto de

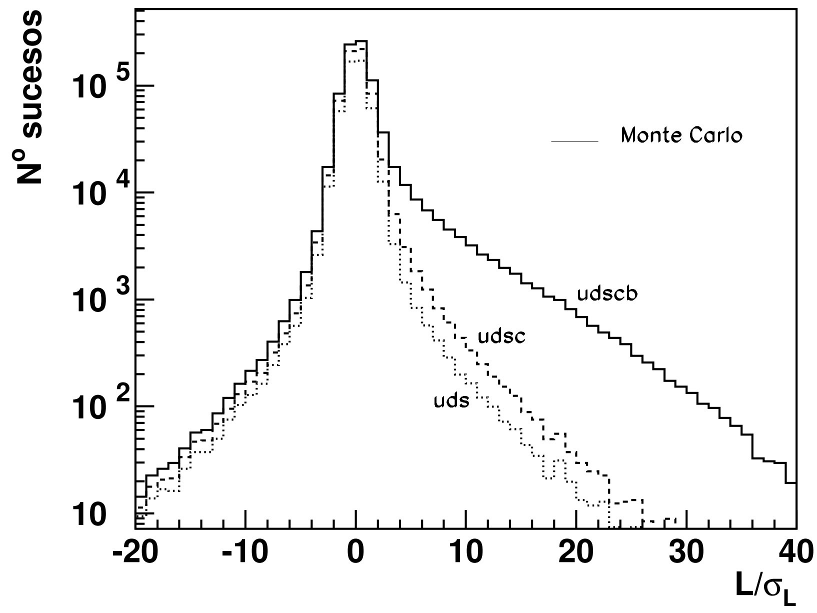

Figura 2.1: Significación estadística de la longitud de desintegración para sucesos udscb en Monte Carlo.

interacción). La distancia entre estos dos vértices se define como la longitud de desintegración, L, que dividida por su error, σ_L, indicará si están significativamente desplazados uno del otro. La variable utilizada para distinguir si el suceso hadrónico proviene de un par de quarks $\mathsf{b\overline{b}}$ es $S \equiv L/\sigma_L$, cuyo valor es positivo y alto para estos quarks, como puede apreciarse en la figura 2.1. La parte negativa de esta gráfica no contiene información sobre la vida media y, como veremos en esta memoria, será utilizada para controlar la resolución del detector.

Si la reconstrucción de vértices se limita al plano xy la eficiencia que se obtiene con este método es superior a un 35% para purezas $\sim$ 90%.

Método del parámetro de impacto.

El parámetro de impacto de una traza, δ, con respecto al vértice primario, se define como la mínima distancia entre la traza y el vértice. Esta distancia dividida por su error, σ_δ, indica la significación estadística del parámetro de impacto, $s_{IP} \equiv \delta/\sigma_\delta$, cuyo valor es positivo y alto para trazas que contienen información sobre partículas con vida media detectable.

La variable utilizada para seleccionar quarks b con este método es $S = -\log_{10}\mathrm{P_N}$, donde P_N está relacionada[1] con la probabilidad de que las trazas del suceso provengan del vértice primario. En la figura 2.2 se observa claramente la diferencia entre los quarks b y el resto.

Para purezas superiores al 90% la eficiciencia de selección de sucesos $\mathsf{b\overline{b}}$ varía entre un 35% y un 55%, dependiendo de si el parámetro de impacto se ha reconstruido en dos o tres dimensiones respectivamente.

[1] La probabilidad de que una traza cuya significación estadística $s_{IP} > 0$ provenga del vértice primario se define como: $P_T = \int_{s_{IP}}^{\infty} R(x)dx$ donde $R(x)$ es la función densidad de probabilidad para s_{IP}. Por construcción P_T debería tener una distribución de probabilidad uniforme entre 0 y 1 para trazas producidas en el vértice primario. Los valores de P_T de las trazas de un suceso, de un hemisferio, o de un jet (dependiendo del análisis que se quiera realizar) se combinan para formar la probabilidad conjunta: $P_N = \pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-ln\pi)^j}{j!}$ donde $\pi = \prod_{i=1}^{N}(P_T)_i$

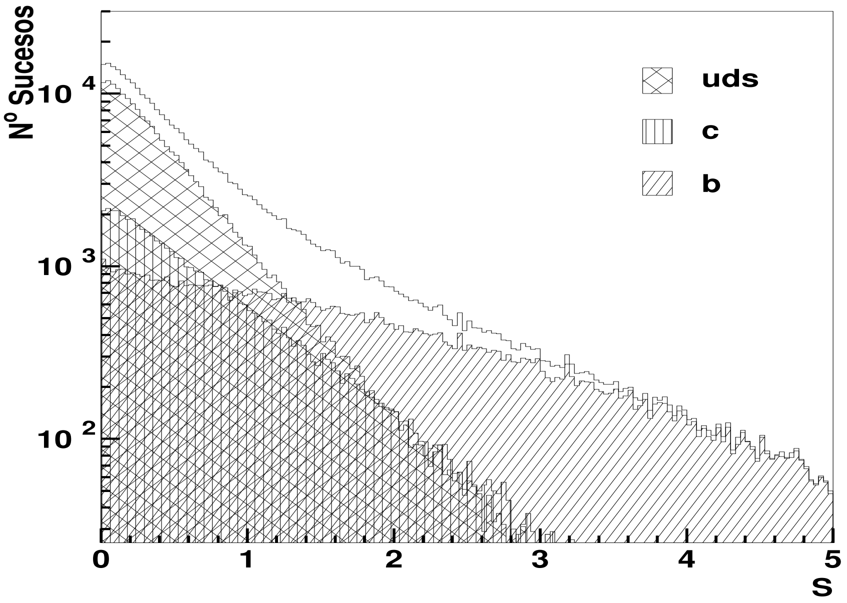

Figura 2.2: Distribución de la variable utilizada para seleccionar sucesos $b\bar{b}$ mediante el método del parámetro de impacto, $S = -\log_{10}\mathrm{P_N}$.

II) Técnica basada en la alta masa y fragmentación dura. En el proceso de hadronización de quarks b se pierde muy poca energía por emisión de gluones, debido a la fragmentación dura; lo que implica que el hadrón B, y por tanto sus productos de desintegración, se llevan una fracción alta de la energía del quark. Por el contrario en sucesos con quarks ligeros la mayor parte de las partículas provienen de la fragmentación de gluones con un espectro de momento mucho más suave. En el caso de sucesos $b\bar{b}$ los productos de la desintegración tienen un momento transverso, con respecto a la dirección del b alto, ya que la alta masa del hadrón B aumenta considerablemente el espacio de fases transverso. Basándose en estas características, se han desarollado los siguientes métodos de identificación de sucesos $b\bar{b}$:

Método de la desintegración semileptónica.

Los hadrones que contienen quarks b dan lugar a leptones de elevado momento en su desintegración semileptónica. Los sucesos $b\bar{b}$ se pueden seleccionar exigiendo que haya un electrón o un muón con elevado momento, p, y momento transverso, p_t, con respecto al jet al que está asociado el leptón. Las variables utilizadas para seleccionar el suceso son $S = p$ y $S = p_t$. En la gráfica 2.3 se observa que la distribución de momento transverso para leptones que provienen de un quark b, está centrada en torno a valores más altos que para aquéllos que provienen de quarks uds o c.

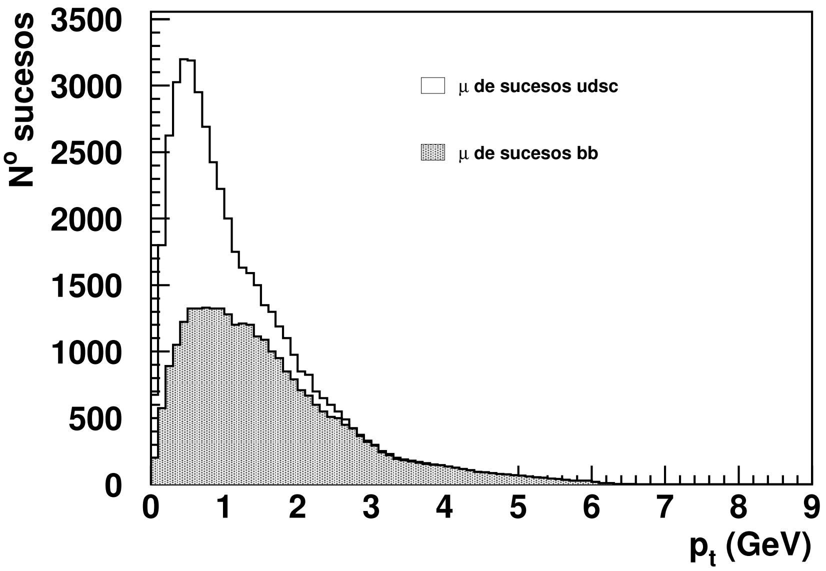

Figura 2.3: Distribución del momento transverso del muón con respecto al jet.

Las eficiencias que se obtienen con este método son menores que un 10% para purezas del orden de 90% debido a que la anchura relativa de desintegración b $\rightarrow \mu$, b $\rightarrow$ e es pequeña.

Topología del suceso.

Los jets de sucesos b$\bar{\text{b}}$ son más abiertos comparados con los de quarks ligeros por lo que para identificar quarks b se utilizan redes neuronales en las que se introducen variables que contienen información sobre la forma del suceso. Las eficiencias y purezas que se obtienen son $\sim$ 10% y $\sim$ 90% respectivamente.

III) Técnica basada en la masa invariante. Este método consiste en reconstruir la masa invariante de las trazas asociadas al vértice secundario, asignando a cada traza la masa del pión. Como puede apreciarse en la figura 2.4 la masa invariante asociada al vértice secundario es mucho mayor en el caso de sucesos con quarks b.

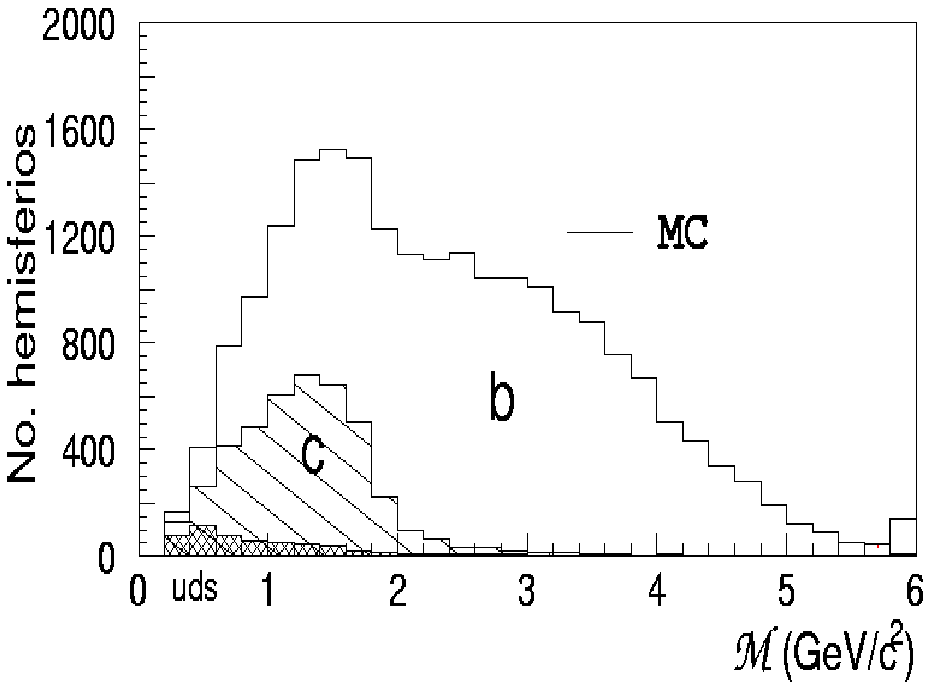

Figura 2.4: Distribución de la masa invariante reconstruida utilizando la simulación real del detector SLD [16].

La eficiencia obtenida con este método llega ser de un 80% para purezas superiores al 90%.

2.2 Determinación de R_b

Las primeras medidas de R_b tomadas en LEP se hicieron utilizando el método del *single tag*, con el que se conseguían errores estadísticos pequeños. Sin embargo el error sistemático era superior al estadístico cuando la muestra analizada sobrepasaba los 10.000 sucesos. Este problema se eliminó utilizando el método *double tag*, para el que es necesario contar con una estadística superior a cambio de reducir considerablemente los errores sistemáticos.

Una extensión del método *double tag*, destinado a minimizar el efecto de la eficiencia de detección y reconstrucción de trazas, es el método *folded double tag*, que hasta el momento sólo se ha aplicado cuando la identificación de quarks b se realiza mediante el método de la longitud de desintegración.

2.2.1 Método del *single tag*

Este método consiste en examinar el suceso y determinar si ha sido identificado como un $\mathsf{b\overline{b}}$ aplicando alguna de las técnicas de selección descritas anteriormente. El número de sucesos seleccionados, N_{sel}, viene dado por la siguiente expresión:

$$N_{sel} = N_h \left[\epsilon_e^\mathsf{b} R_\mathsf{b} + \epsilon_e^\mathsf{c} R_\mathsf{c} + \epsilon_e^\mathsf{uds}(1 - R_\mathsf{b} - R_\mathsf{c})\right] \tag{2.1}$$

donde R_q es la fracción de sucesos $\mathsf{q\overline{q}}$ producidos con respecto al total de quaks, y hemos impuesto $\sum_\mathsf{q} R_\mathsf{q} = 1$, siendo q los quarks que se pueden producir en LEPI. N_h es el número total de sucesos hadrónicos analizados y ϵ_e^q es la probabilidad de que un suceso $\mathsf{q\overline{q}}$ haya sido seleccionado como un $\mathsf{b\overline{b}}$. Los valores de ϵ_e^q se estiman utilizando el Monte Carlo, asumiendo una probabilidad media para sucesos $\mathsf{u\overline{u}}$, $\mathsf{d\overline{d}}$ y $\mathsf{s\overline{s}}$ igual a ϵ_e^uds.

El método está diseñado de forma que $\epsilon_e^\mathsf{b} \gg \epsilon_e^\mathsf{c},\ \epsilon_e^\mathsf{uds}$, por lo que la contribución de los quarks ligeros supone sólo una pequeña corrección a la medida de R_b. Por este motivo el parámetro que induce un error sistemático mayor en R_b es ϵ_e^b.

Una forma de reducir esta fuente de error es obtener el valor de ϵ_e^b directamente de los datos, con lo que la dependencia de los parámetros del Monte Carlo se reduce enormemente. Esto se consigue utilizando el método *double tag*.

2.2.2 Método del *double tag*

Se basa en el análisis independiente de cada uno de los quarks producidos en el suceso. Cada suceso se divide en dos hemisferios por el plano perpendicular a la dirección del *thrust* [2], y a cada hemisferio se le aplica alguna de las técnicas de identificación de quarks b. Se define N_t como el número de hemisferios que satisfacen los criterios de selección y N_{tt} como el número de sucesos en los que los dos hemisferios han sido identificados como quarks b.

Asumiendo que la probabilidad de encontrar un quark en un hemisferio no está correlacionada con la probabilidad de encontrarlo en el otro, N_t y N_{tt} se pueden expresar como:

$$N_t \;=\; 2N_h\,[\,\epsilon^{\mathsf{b}}\,R_{\mathsf{b}} + \epsilon^{\mathsf{c}}\,R_{\mathsf{c}} + \epsilon^{\mathsf{uds}}\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.2}$$

$$N_{tt} \;=\; N_h\,[\,(\epsilon^{\mathsf{b}})^2\,R_{\mathsf{b}} + (\epsilon^{\mathsf{c}})^2\,R_{\mathsf{c}} + (\epsilon^{\mathsf{uds}})^2\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.3}$$

siendo ϵ^{q} la probabilidad de que el hemisferio que contiene el quark q sea seleccionado como un b.

Estas dos ecuaciones se pueden resolver simultáneamente para hallar R_{b} y otra de las variables. Dado que el desconocimieto de ϵ^{b} es lo que induce un mayor error sistemático, éste será el otro parámetro que obtendremos directamente de los datos.

El error estadístico que se obtiene en R_{b} está dominado por el número de sucesos en los que los dos hemisferios han sido identificados, N_{tt}, siendo mayor que en el caso del *single tag* para el mismo número de sucesos N_h.

2.2.3 Método del *folded double tag*

Este método es una extensión del *double tag* en el que se minimizan los errores sistemáticos que provienen de la incertidumbre en la resolución del detector, y es aplicable cuando el estimador utilizado para identificar el quark b es una medida directa, como ocurre en el caso de la longitud de desintegración ($S = L/\sigma_L$).

La distribución con $S < 0$ de la gráfica 2.1 se utiliza para controlar incertidumbres sistemáticas, asociadas con la resolución del detector, que afectan a la estimación de

[2] El *thrust* de un suceso es la dirección que maximiza la proyección de las energías, E_i, de cada partícula del suceso.

las eficiencias. Para quarks ligeros cualquier cambio en la resolución se espera que sea simétrica y aumente o disminuya la fracción de hemisferios con $S > 0$ y $S < 0$ en la misma cantidad, manteniendo su diferencia relativamente insensible a este cambio.

Después de dividir el suceso en dos hemisferios consideraremos cinco cantidades:

$$N_v = \text{número de hemisferios con } S > 0 \text{ y } S > S_{cut} \tag{2.4}$$

$$N_{\overline{v}} = \text{número de hemisferios con } S < 0 \text{ y } |S| > S_{cut} \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned} N_{vv} = \text{número de sucesos tales que en los dos hemisferios} \\ S > 0 \text{ y además } S > S_{cut} \end{aligned} \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned} N_{\overline{vv}} = \text{número de sucesos tales que en los dos hemisferios} \\ S < 0 \text{ y además } |S| > S_{cut} \end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\begin{aligned} N_{v\overline{v}} = \text{número de sucesos tales que un hemisferio tiene} \\ S < 0 \text{ y el otro } S > 0 \text{ y para ambos } |S| > S_{cut} \end{aligned} \tag{2.8}$$

El método *folded double tag* consiste en hacer las siguientes sustituciones en las ecuaciones (2.2) y (2.3):

$$\begin{aligned} N_t &\rightarrow N_v - N_{\overline{v}} && (2.9) \\ N_{tt} &\rightarrow N_{vv} + N_{\overline{vv}} - N_{v\overline{v}} && (2.10) \\ \epsilon^{\mathsf{b}} &\rightarrow \epsilon^{\mathsf{b}}_v - \epsilon^{\mathsf{b}}_{\overline{v}} && (2.11) \\ \epsilon^{\mathsf{c}} &\rightarrow \epsilon^{\mathsf{c}}_v - \epsilon^{\mathsf{c}}_{\overline{v}} && (2.12) \\ \epsilon^{\mathsf{uds}} &\rightarrow \epsilon^{\mathsf{uds}}_v - \epsilon^{\mathsf{uds}}_{\overline{v}} && (2.13) \end{aligned}$$

donde ϵ^{q}_v, son las probabilidades de seleccionar un hemisferio que contiene un quark q como un quark b cuando $S > S_{cut}$ y $\epsilon^{\mathsf{q}}_{\overline{v}}$ la misma probabilidad para valores de $S < -S_{cut}$.

De esta forma se obtienen las ecuaciones del *folded double tag*:

$$N_v - N_{\overline{v}} = \\ 2N_h\,[\,(\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}})\,R_{\mathsf{b}} + (\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}})\,R_{\mathsf{c}} + (\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}})\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.14}$$

$$N_{vv} - N_{v\overline{v}} + N_{\overline{vv}} = \\ N_h\,[\,(\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}})^2\,R_{\mathsf{b}} + (\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}})^2\,R_{\mathsf{c}} + (\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}})^2\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.15}$$

En este caso las ecuaciones se resuelven para $(\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}})$ y R_{b}, siendo $(\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}})$ y $(\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}})$ las cantidades estimadas con el Monte Carlo. El resultado que se obtiene con este método apenas depende de la resolución del detector ni de problemas asociados con la simulación de la muestra del Monte Carlo. En la práctica $\epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}} \ll \epsilon_v^{\mathsf{b}}$ y por lo tanto $(\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}}) \simeq \epsilon_v^{\mathsf{b}}$.

2.3 Factor de corrección, C_{b}

Hasta ahora habíamos asumido que las probabilidades de distinguir los quarks en cada hemisferio del suceso eran independientes y sólo estaban relacionadas a través del sabor del par de quarks iniciales, es decir,

$$C_{\mathsf{q}} \equiv \frac{\epsilon_{tt}^{\mathsf{q}}}{(\epsilon^{\mathsf{q}})^2} = 1 \tag{2.16}$$

siendo $\epsilon_{tt}^{\mathsf{q}}$ la probabilidad de seleccionar los dos hemisferios del suceso y ϵ^{q} la de seleccionar sólo uno de ellos. Esto no es rigurosamente cierto, ya que, por efectos geométricos del detector, efectos de reconstrucción y por la física del suceso puede aparecer una correlación entre los dos hemisferios.

El valor de C_{q} se obtiene a partir de una muestra de sucesos $\mathsf{q\overline{q}}$ simulados con el Monte Carlo:

$$C_{\mathsf{q}} = \frac{4N_h^{\mathsf{q}}N_{tt}^{\mathsf{q}}}{(N_t^{\mathsf{q}})^2} \tag{2.17}$$

donde N_h^{q} el número de hadrones $\mathsf{q\overline{q}}$ analizados, N_t^{q} el número de hemisferios que provienen de quarks q que han sido seleccionados como quarks b y N_{tt}^{q} el número de sucesos en los que los dos hemisferios han sido identificados como quarks b.

Puesto que con el método que vamos a utilizar $\epsilon^{\mathsf{c}},\ \epsilon^{\mathsf{uds}} \ll \epsilon^{\mathsf{b}}$ despreciaremos el factor de corrección para los quarks c y uds.

Las ecuaciones del *double tag*, (2.2) y (2.3), se pueden reescribir introduciendo el factor de corrección, C_{b}, como:

$$N_t = 2N_h\,[\,\epsilon^{\mathsf{b}}\,R_{\mathsf{b}} + \epsilon^{\mathsf{c}}\,R_{\mathsf{c}} + \epsilon^{\mathsf{uds}}\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.18}$$

$$N_{tt} = N_h\,[\,C_{\mathsf{b}}\,(\epsilon^{\mathsf{b}})^2\,R_{\mathsf{b}} + (\epsilon^{\mathsf{c}})^2\,R_{\mathsf{c}} + (\epsilon^{\mathsf{uds}})^2\,(1 - R_{\mathsf{b}} - R_{\mathsf{c}})\,] \tag{2.19}$$

En el caso del *folded double tag* se harán las sustituciones (2.9) y (2.10) en C_{b}, para obtener las ecuaciones del *folded double tag* teniendo en cuenta el factor de corrección.

Capítulo 3

El detector L3. Selección de la muestra

Los datos utilizados en este trabajo han sido tomados por el detector L3, situado en LEP. En este capítulo describiremos brevemente el detector y cada uno de los subdetectores que lo forman, haciendo especial énfasis en aquéllos que son más relevantes para este análisis. A continuación explicaremos la selección de la muestra utilizada, así como el proceso de reconstrucción de trazas.

3.1 LEP

LEP (*Large Electron Positron Collider*) [17] está situado en el CERN, Laboratorio Europeo de Física de Partículas. Es el anillo de colisión e^+e^- más grande construido hasta la fecha, con una longitud de circunferencia de 27 km y situado a una profundidad media de 100 m (figura 3.1). En su primera fase ha funcionado a una energía del centro de masas en torno a la masa de bosón intermediario Z, $\sqrt{s} \sim 91$ GeV, mientras que su segunda fase ha sido diseñada para estudiar la producción de pares W^+W^-, $\sqrt{s} \sim 180$ GeV.

En la figura 3.2, se muestra el esquema de inyección [18] de electrones y positrones en

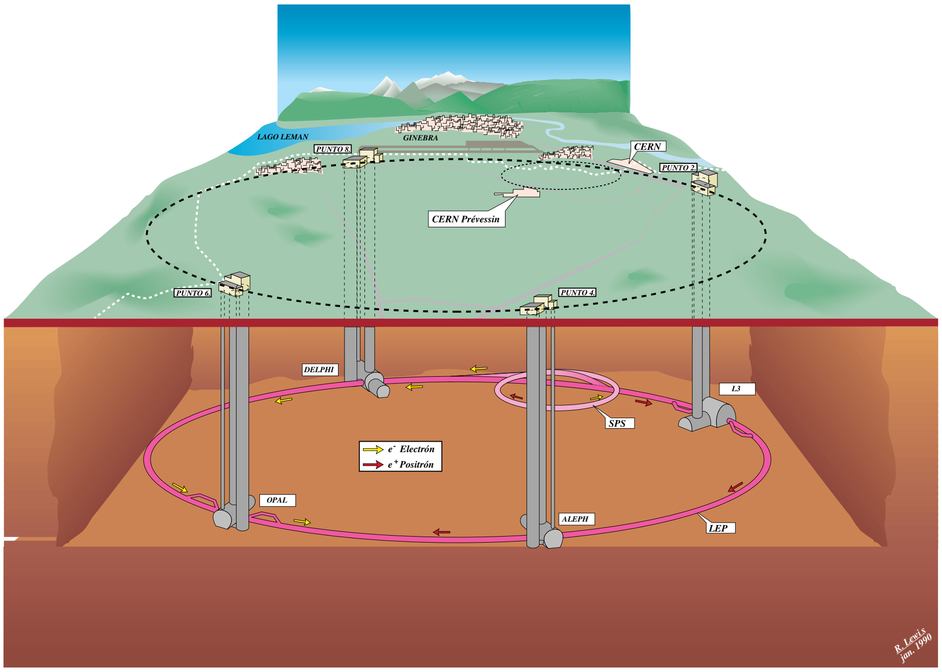

Figura 3.1: Vista panorámica del acelerador LEP.

LEP. En primer lugar se envían electrones a través de un acelerador lineal (LIL *Linear Injector of LEP*) de 0.2 GeV hasta incidir en un blanco de tungsteno, donde se originan los positrones, a partir de la conversión de fotones de *bremsstrahlung* en pares electrón-positrón. A continuación los positrones son conducidos a otro acelerador lineal de 0.6 GeV donde existe un nuevo emisor de electrones y desde allí pasan a un anillo acumulador (EPA *Electron Positron Acumulator*) donde se aumenta la intensidad de ambos y se condensan en paquetes. Posteriormente las partículas se aceleran sucesivamente en el PS (*Proton Synchrotron*) y SPS (*Super Proton Synchrotron*) hasta una energía de 3.5 y 20. GeV respectivamente y, finalmente, se inyectan en LEP que actúa como acelerador de los paquetes hasta alcanzar la energía fijada para las colisiones.

Los haces de electrones y positrones circulan en LEP en direcciones opuestas en forma de n paquetes de electrones y n de positrones con una intensidad de 450 μA ($\sim 10^{11}$ partículas) cada uno. El número de paquetes fue de n=4 entre los años 1989 y 1991 y se

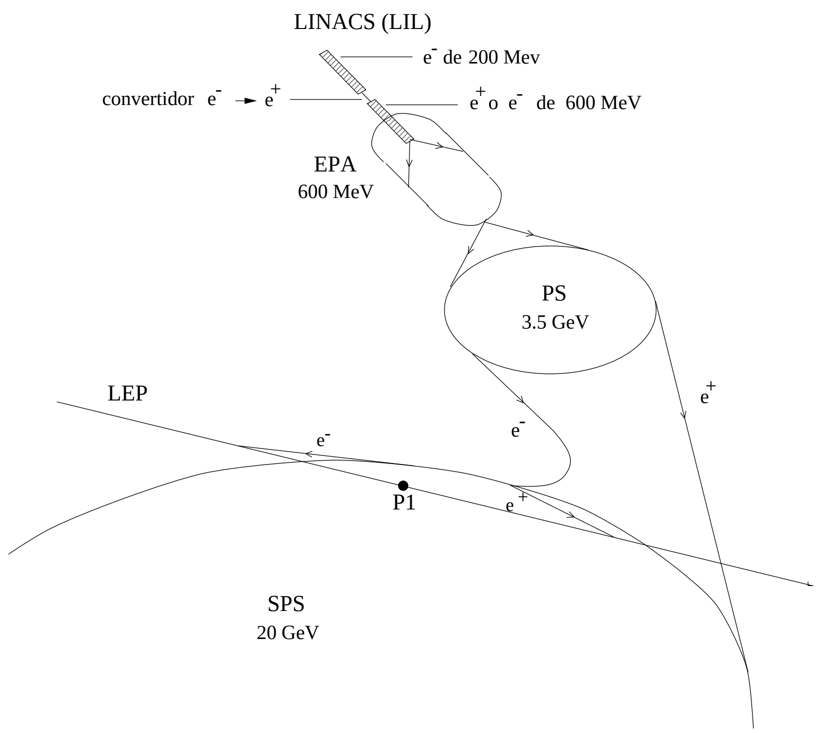

Figura 3.2: Sistema de inyección de LEP.

incrementó hasta n=8 entre 1992 y 1994, lo que supuso un aumento de la luminosidad [1], favoreciendo el número de colisiones que se producían en las zonas de detección.

LEP consta de ocho tramos rectos unidos por arcos de circunferencia donde se encuentran las áreas experimentales, aunque solo en cuatro de estas zonas se han instalado detectores (L3, ALEPH, OPAL, DELPHI). En los extremos de cada detector se encuentran unos imanes cuadrupolares superconductores, con el objetivo de focalizar los haces para que la luminosidad sea máxima en las zonas de interacción.

[1] La luminosidad, $\mathcal{L}$, se define como: $\mathcal{L} = \frac{N_e^+ N_e^- \mathrm{nf}}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$, donde $N_e^+(N_e^-)$ es el número de electrones (positrones) por paquete, n el número de paquetes, f la frecuencia de revolución y σ_x, σ_y son las medidas de la dispersión transversal de las partículas dentro del paquete.

3.2 El detector L3

El experimento L3 está situado en el punto 2 de LEP y en su diseño se puso especial énfasis en la medida precisa de electrones, fotones y muones.

Desde el punto de interacción hacia fuera, el detector L3 [19] consta de los siguientes subdetectores (fig. 3.3): un detector de vértice de silicio, SMD, y una cámara de deriva, TEC, para determinar la trayectoria y el momento de las partículas cargadas; un calorímetro electromagnético de alta resolución y un monitor de luminosidad situado a muy bajo ángulo para medir la luminosidad; rodeando al calorímetro se encuentran unos plásticos centelleadores que miden el tiempo de paso de la partícula, un calorímetro de uranio y, en la parte más externa, un espectrómetro de muones muy preciso. Rodeando a todos los detectores se encuentra un imán que produce un campo magnético solenoidal, destinado a curvar la trayectoria de las partículas cargadas.

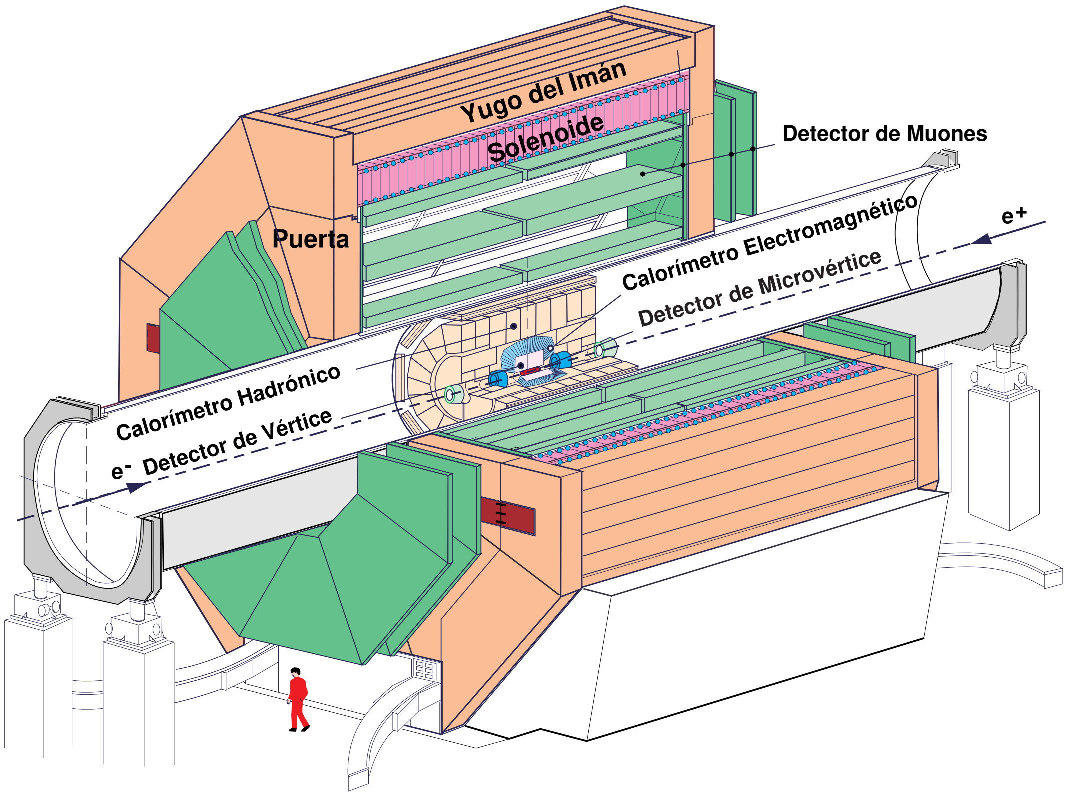

Figura 3.3: Vista en perspectiva del experimento L3.

El sistema de coordenadas de L3 tiene su origen en el punto de interacción. El eje z apunta en la dirección del campo magnético, que corresponde a la del avance de los electrones, el eje y es perpendicular al plano que contiene al anillo de LEP, y el eje x está dirigido hacia el centro de LEP.

A continuación describiremos con más detalle cada uno de los subdetectores y la función que desempeñan.

El detector central. El detector central consta de una cámara de deriva, TEC, dos cámaras proporcionales, cámaras Z, dos cámaras de detección de trazas a bajo ángulo, FTC, y un detector de vértice de silicio, SMD.

En la figura 3.4 puede verse el detector central cuando es atravesado por una partícula cargada.

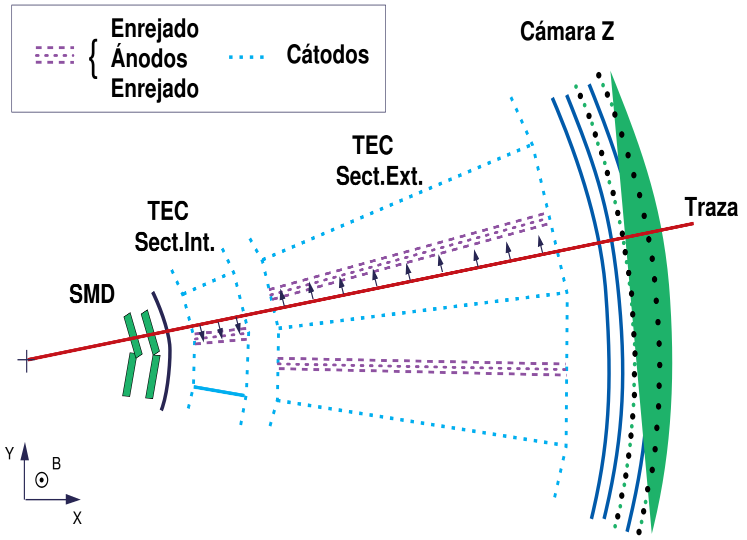

Figura 3.4: Sección transversal del detector central.

1. **La TEC** *(Time Expansion Chamber)*

   En este subdetector se miden con gran precisión la trayectoria y el momento de las partículas cargadas.

La TEC [20] se extiende entre 9 y 49 cm, en dirección radial, alrededor del punto de interacción, y cubre un ángulo polar de $|\cos\theta| \leq 0.75$. Está formada por dos cámaras de deriva concéntricas que funcionan en modo de expansión temporal, es decir, con una lenta velocidad de deriva de la nube electrónica. Esto proporciona una mejor precisión en la medida de la posición frente a otras cámaras con velocidades de deriva más altas. Para conseguir esta velocidad el gas ha de tener un bajo coeficiente de difusión, por lo que se ha elegido una mezcla de CO_2 (80%) e isobutano (20%).

Las cámaras interna y externa están divididas en 12 y 24 sectores respectivamente por planos de hilos distribuidos radialmente. Los diferentes tipos de hilos que existen en la TEC son los siguientes (fig. 3.5):

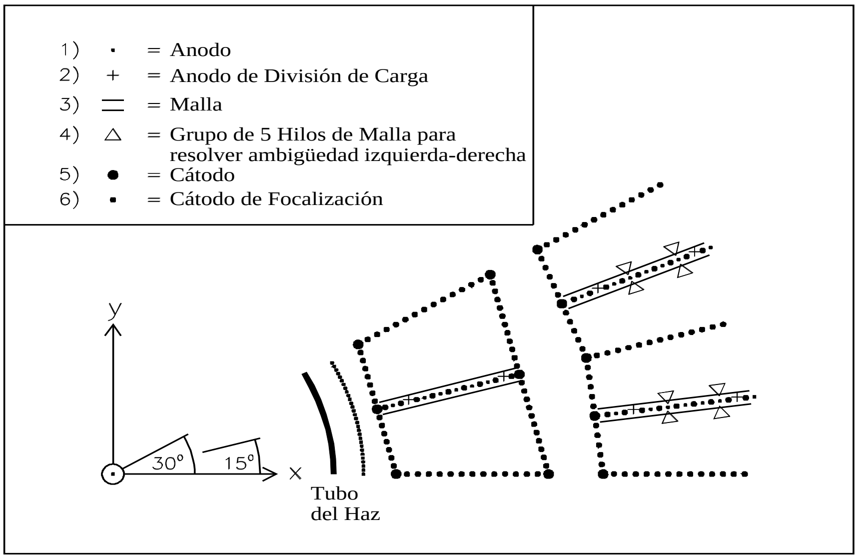

Figura 3.5: Disposición de los hilos en un sector de la TEC en el plano $r\varphi$.

Hilos catódicos: dan forma al campo eléctrico y determinan la geometría de los sectores.

Hilos anódicos : recogen la señal y es donde se mide la coordenada $r\phi$ con una precisión por hilo de 50 μm.

Hilos de división de carga : miden la coordenada z calculando la asimetría de carga en ambos extremos del hilo.

Hilos de ambigüedad : se encuentran a cada lado de la región de amplificación y permiten resolver la ambigüedad izquierda-derecha.

2. **Las cámaras Z**

   Rodeando la TEC se encuentran 2 capas de cámaras proporcionales que permiten una medida en z. Para trazas en la región $45° \leq \theta \leq 135°$ la resolución es de 300 μm.

3. **Las FTC** *(Forward Tracking Chambers)*

   Para ángulos polares pequeños la eficiencia de la TEC está limitada por el reducido número de hilos en los que se recoge señal. Por este motivo se colocaron dos cámaras de deriva adicionales a bajo ángulo en la parte externa de la TEC.

4. **El SMD (*Silicon Microstrip Detector*).**

   Para mejorar la capacidad de reconstrucción de las trazas en la región central de L3 se propuso incluir un detector de silicio (fig. 3.6) en la parte más interna

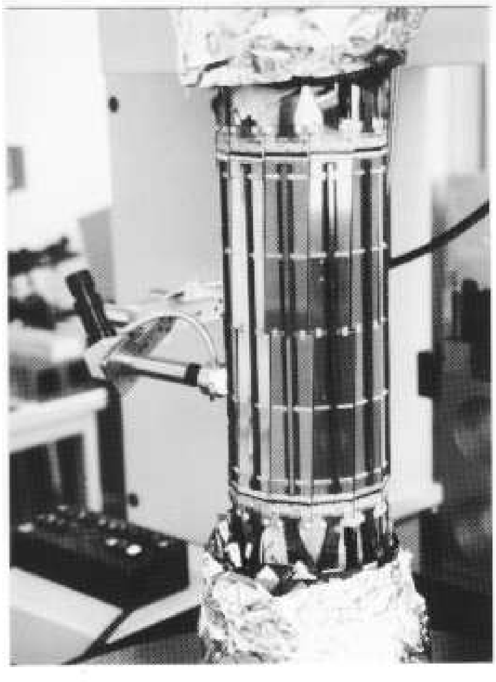

Figura 3.6: Fotografía del SMD.

del detector. El SMD [21] se instaló en 1993, pero no fue operativo hasta 1994. Su objetivo es proporcionar un par de puntos tridimensionales cercanos al vértice de interacción, que posibiliten una mejora en la resolución del momento transverso y del parámetro de impacto de la traza, fundamentales para la identificación de quarks pesados mediante la reconstrucción de vértices.

El SMD está formado por dos capas concéntricas de detectores de silicio situadas a 6 y 8 cm del punto de interacción (fig. 3.7). Cada capa está formada por 12 *ladders* que proporcionan una medida en z y otra en el plano $r\phi$ para ángulos polares $|\cos\theta| \leq 0.93$ y para todo el ángulo acimutal. Cada *ladder*, a su vez, está formado por 4 placas rectangulares de silicio, *wafers*, de 7 cm de longitud, 4 cm de anchura y 300 μm de espesor. Cada *wafer* tiene, en la cara externa, implantaciones de tipo p en la dirección paralela al haz, y en la cara interna implantaciones de tipo n perpendiculares al haz. La resolución que se obtiene en cada *wafer* del SMD es ~ 7 μm en $r\phi$ (cara externa) y ~ 20 μm en z (cara interna). En la capa interna del SMD existe una zona de superposición

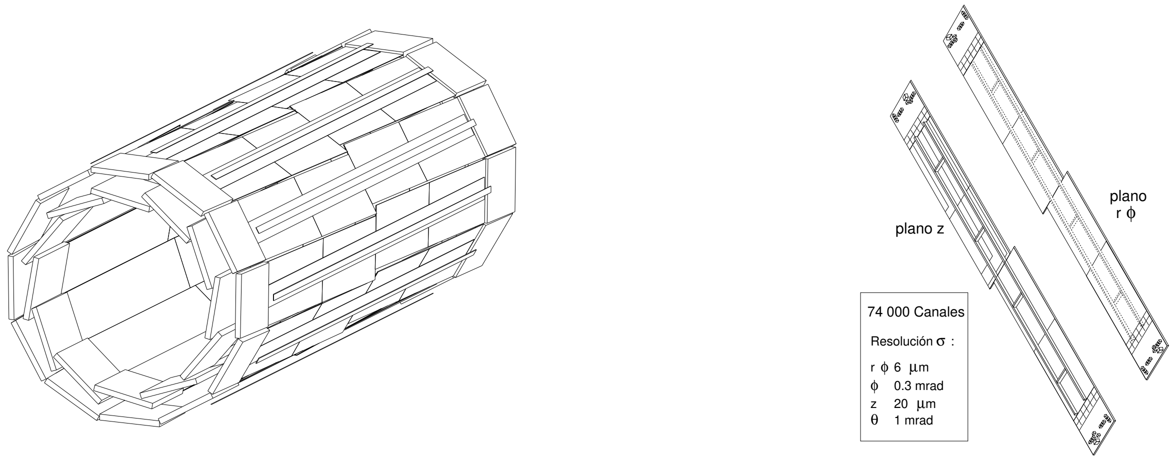

Figura 3.7: (a) Vista general del SMD, (b) figura de un *ladder*.

entre los *ladders* (fig. 3.7), equivalente a un 10% de su superficie, lo que permite alinear internamente el SMD. La capa externa está girada 2° con respecto a la dirección del haz para resolver posibles ambigüedades en la determinación de la posición de dos trazas cercanas. Este giro, además, correlaciona la medida en $r\phi$ con la medida en z siendo necesaria la informacion en z de esta capa para que la medida en $r\phi$ sea fiable.

En la figura 3.8 se observa cómo, al incluir la información del SMD, la resolución en el momento transverso mejora un factor dos, independientemente del alineamiento relativo entre la TEC y el SMD. La resolución en el parámetro de impacto mejora hasta un factor 5 cuando el alineamiento entre los dos subdetectores se obtiene con una precisión de 10 μm.

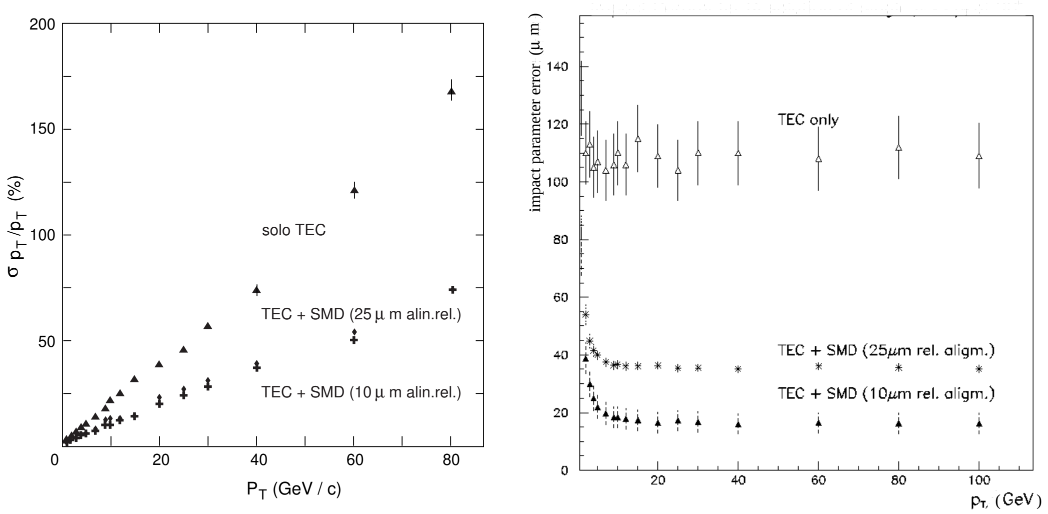

Figura 3.8: Mejora prevista con el uso del SMD en la resolución del momento transverso y del parámetro de impacto en función del momento transverso, para muones a 90°.

En la gráfica 3.9 se aprecia la mejora en la resolución del parámetro de impacto de la traza, en función de la φ de un sector interno de la TEC, cuando se incluye la información del SMD. La primera banda corresponde a trazas que han sido reconstruidas sólo con la información en $r\varphi$ de una de las capas del SMD, y la siguiente a aquéllas que contienen la información procedente de las dos. La región que aparece alrededor de 0.1 y 0.4 rad coincide con la zona de superposición de la capa interna del SMD.

El calorímetro electromagnético. El objetivo del calorímetro electromagnético es la medida con gran precisión de la posición y energía de fotones y electrones en el

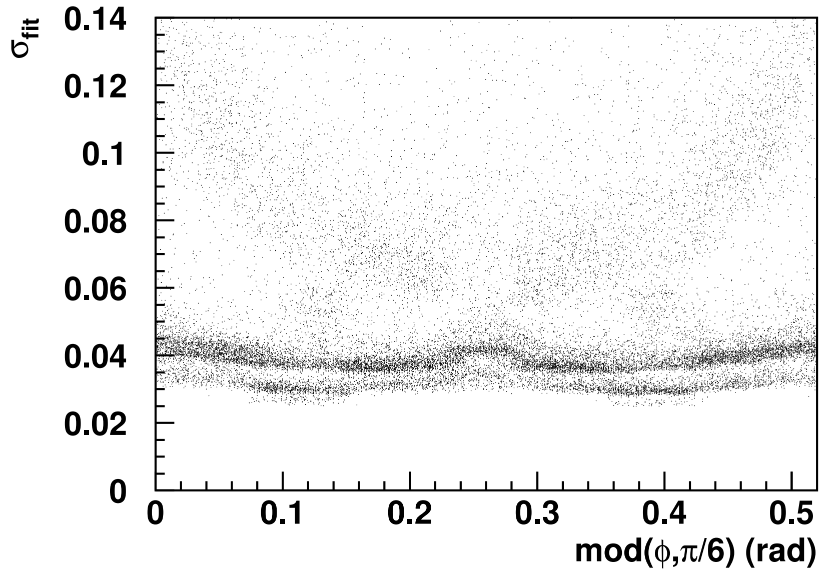

Figura 3.9: Error del ajuste de la traza en función de la φ de un sector interno de la TEC en los datos.

rango de energía comprendido entre 100 MeV y 100 GeV.

El calorímetro electromagnético [22] está compuesto por dos partes, una que cubre el *barrel*, $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$, y otra, *end caps*, que cubre las regiones $10^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ y $142^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$. Ambas están formadas por cristales de BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) en forma de pirámide truncada de bases 2×2 y 3×3 cm^2 y 24 cm de altura (fig. 3.10). La corta longitud de radiación de este material (1.12 cm) ha permitido construir un calorímetro muy compacto con 22 longitudes de radiación, en el reducido espacio que ocupa el BGO, por lo que electrones y fotones quedan detenidos en este subdetector.

La resolución que se obtiene con este calorímetro en la medida de la energía es $\sim 5\%$ para partículas de energías ~ 100 MeV y $\leq 1\%$ para de energías ≥ 1 GeV.

El monitor de luminosidad. Está diseñado para medir la luminosidad utilizando sucesos *bhabha* a bajo ángulo. La región angular que cubre es $24.7 \leq \theta \leq 69.3$ mrad correspondiente a una sección eficaz a las energías de LEPI de $\sigma_{bhabha} \sim 100$ nb.

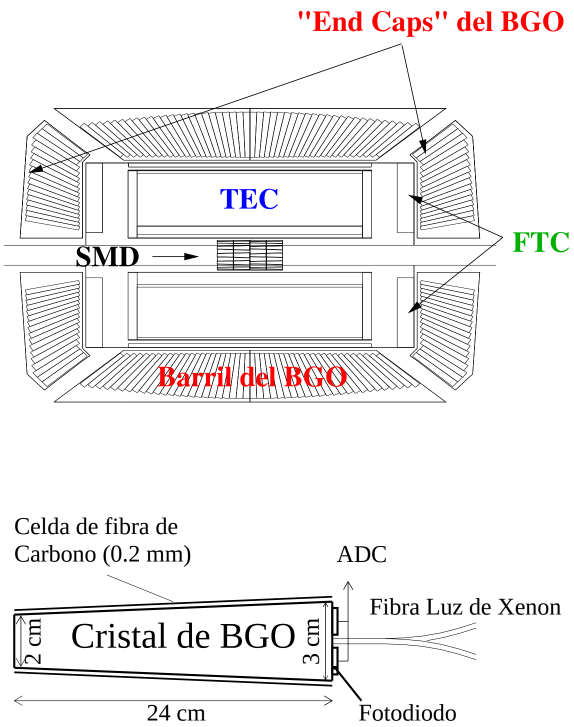

Figura 3.10: Sección longitudinal del calorímetro electromagnético y sección de un cristal de BGO.

El calorímetro hadrónico [23, 24, 25, 26, 27]. Los hadrones y muones son las únicas partículas que atraviesan todos los subdetectores anteriores llegando al calorímetro hadrónico. Su objetivo es medir la energía de los hadrones producidos tras la colisión e^+e^-. Consta de una región central (fig. 3.11) compuesta por módulos reagrupados en 9 anillos, que cubre un ángulo de $35° \leq \theta \leq 145°$ y dos *end caps*, con tres anillos de módulos cada uno, con cobertura $5.5° \leq \theta \leq 35°$ y $145° \leq \theta \leq 175.5°$. Cada módulo está compuesto por unas 60 capas de cámaras proporcionales que actúan como material activo, permitiendo medir la dirección y energía de las partículas, y uranio como material absorbente. La resolución en la medida de la energía de los hadrones es:

$$\frac{\Delta \mathrm{E}}{\mathrm{E}} = \frac{0.55}{\sqrt{\mathrm{E}}\,(\mathrm{GeV})} + 0.05 \tag{3.1}$$

El número de longitudes de radiación en cualquier dirección es superior a 4.

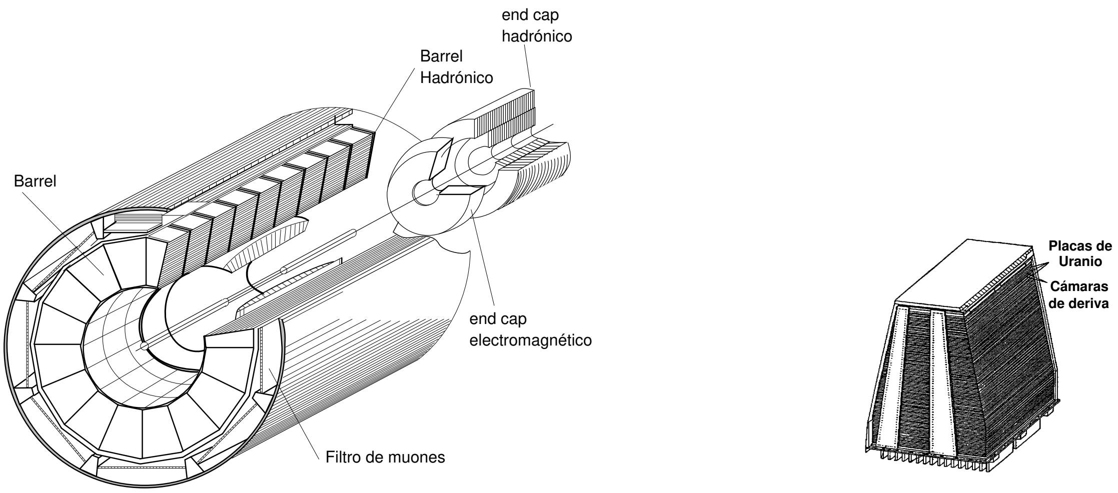

Figura 3.11: Visión en perspectiva del calorímetro hadrónico (izda.) y uno de los módulos que lo componen (dcha.).

Alrededor de la parte central de calorímetro hadrónico se encuentra el filtro de muones cuya finalidad es detener partículas que no sean muones añadiendo 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico.

El detector de muones. Las cámaras de muones fueron diseñadas para medir con gran precisión el momento de muones muy energéticos. El detector de muones está compuesto por 16 octantes, 8 a cada lado del punto de interacción. Cada octante está formado por dos tipos de cámaras de deriva, las cámaras P, dispuestas en tres planos de hilos paralelos a la dirección del haz, y las cámaras Z cuyos hilos son perpendiculares a la dirección de haz (fig. 3.12).

La resolución en la medida del momento, para muones de 45 GeV, reconstruidos en los tres niveles de cámaras P es $\Delta p_t/p_t \sim 2.5\%$; y para muones con señales en dos de ellas de 22%.

El detector de muones se completó en 1995 con la instalación de las cámaras *forward-backward* [28] diseñadas para detectar muones a bajo ángulo. En el rango $24° < \theta < 36°$ intervienen sólo estas cámaras en la medida del momento de los muones, siendo la resolución en el momento $\sim 30\%$.

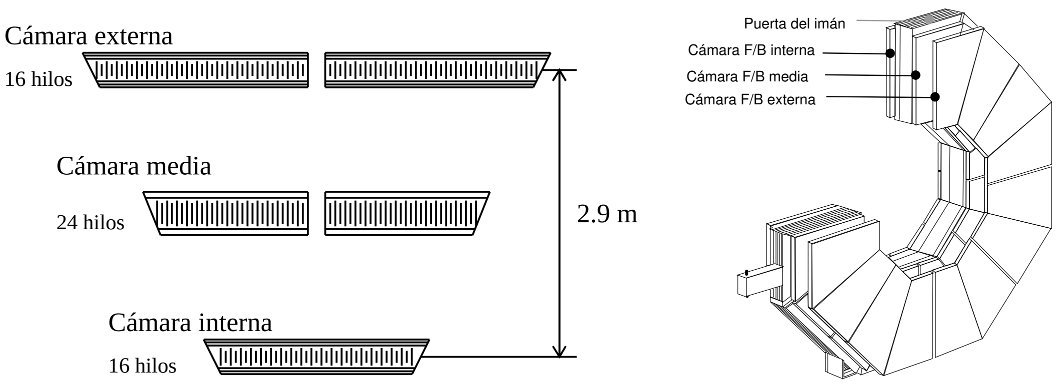

Figura 3.12: Sección transversal de un octante del detector de muones y visión en perspectiva de las cámaras *forward-backward*.

El imán. Un imán solenoidal con forma octogonal envuelve a todos los subdetectores de L3 proporcionando un campo magnético de 0.5 T en la dirección del haz. A partir de 1994, cuando se instalaron las cámaras de muones en los *end caps*, se incorporaron en las puertas laterales imanes toroidales que proporcionan un campo magnético de 1.2 T.

El *trigger* y el sistema de adquisición de datos. Los haces en LEP se cruzan en la áreas experimentales cada 22 μs [2]. Por término medio sólo uno de esos cruces dará lugar a una interacción [3]. Los rayos cósmicos, las interacciones del haz con moléculas del gas dentro de tubo de vacío y las señales espúreas del propio detector generan 'sucesos' con una frecuencia de varias decenas de kHz. Por ello es necesario un sistema de *trigger* que permita decidir si el suceso es válido o no. El *trigger* exige en primer lugar que exista una coincidencia temporal, dentro de un rango, con el cruce de haces. El sistema de toma de datos está estructurado en tres niveles, pensado para los siguientes flujos de datos:

- 100 Hz tras el nivel 1 (el límite físico está en 500 Hz)
- 10-50 Hz tras el nivel 2

[2]En modo 4×4 paquetes. En modo 8×8 el cruce es cada 11 μs.

[3]Asumiendo una sección eficaz total de 30 nb y una luminosidad de 3.10^{30} cm^{-2}s^{-1}.

- 1-5 Hz tras el nivel 3

3.3 Selección de la muestra hadrónica

La muestra utilizada en este análisis corresponde a los datos recogidos por el detector L3 durante el año 1994. Durante toda la toma de datos la energía del centro de masas fue de 91.25 GeV y la luminosidad integrada de 34 pb^{-1}.

En un suceso hadrónico no se esperan neutrinos de elevada energía, con lo que la totalidad de la energía observada en los subdetectores debe ser aproximadamente igual a la energía disponible en el suceso (la del centro de masas), y estar depositada en los calorímetros. Por otra parte, un suceso hadrónico tiene elevada multiplicidad producto de la fragmentación de los partones en hadrones. Estas dos características definen las variables que utilizaremos para seleccionar una muestra de sucesos hadrónicos, ajustando los cortes mediante estudios Monte Carlo de forma que obtengamos una alta eficiencia.

Los hadrones utilizados para el análisis corresponden a aquéllos que se encuentran dentro del volumen fiducial de L3, es decir, $|\cos\theta_{tr}| < 0.7$, donde θ_{tr} es el ángulo que forma la dirección del *thrust* con el eje z.

Los principales cortes utilizados para seleccionar una muestra de hadrones son los siguientes:

- $0.5 \leq \text{E}_{\text{vis}}/\sqrt{s} \leq 1.5$

  E_{vis} es la energía visible, es decir, la suma de las energías medidas en cada uno de los subdetectores de L3. En la gráfica 3.13 se muestra la distribución de energía visible para datos y Monte Carlo (donde sólo se simula la desintregración hadrónica del bosón Z). En los datos aparece un exceso de sucesos para $\text{E}_{\text{vis}}/\sqrt{s} \leq 0.5$ debido, principalmente, a los sucesos de dos fotones ($\text{e}^+\text{e}^- \to \text{e}^+\text{e}^-\text{q}\overline{\text{q}}$) y taus ($\text{e}^+\text{e}^- \to \tau^+\tau^-$), que no están incluidos en la muestra de Monte Carlo. La abundancia de sucesos con $\text{E}_{\text{vis}}/\sqrt{s} \geq 1.5$ se debe al fondo causado por las desintegraciones espontáneas de los núcleos de uranio del calorímetro hadrónico.

- $\mathrm{N_{clus}} \geq 10$

  El número de cúmulos reconstruidos en los detectores electromagnético y hadrónico, $\mathrm{N_{clus}}$, está relacionado con la multiplicidad del suceso, que para energías del centro de masas $\sqrt{s} \sim 91$ GeV es, en media, alrededor de 40 partículas. La discrepancia que se aprecia en la figura 3.13 por debajo del valor de corte se debe principalmente a desintegraciones semileptónicas del Z, sobre todo en sucesos $\mathsf{e}^+\mathsf{e}^- \to \tau^+\tau^-$ y a sucesos de dos fotones. La diferencia que se observa para alta multiplicidad, ocurre, como en el caso de la energía visible, por las desintegraciones del uranio del calorímetro hadrónico.

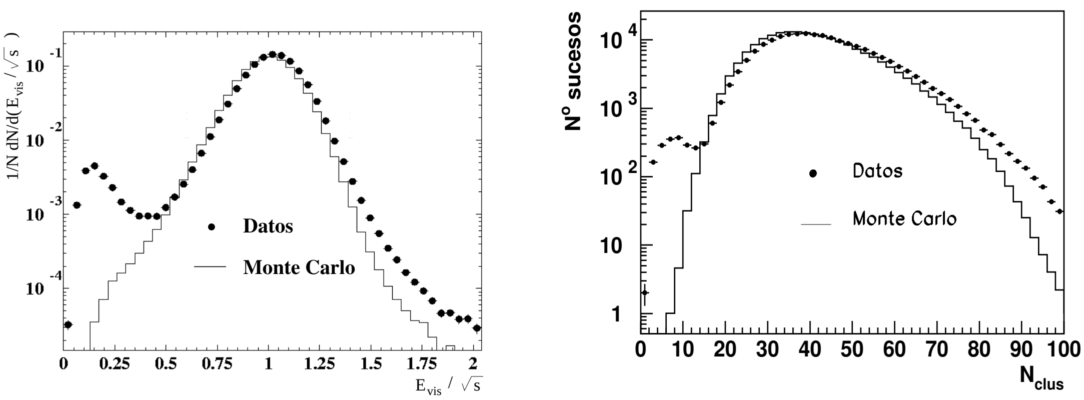

Figura 3.13: Distribución de la energía visible (izda.) una vez aplicados todos los cortes excepto el corte en energía visible, y distribución del número de cúmulos reconstruidos (dcha.) una vez aplicados todos los cortes excepto el corte en número de cúmulos.

- $\mathrm{E_T/E_{vis}} \leq 0.5$, $\mathrm{E_L/E_{vis}} \leq 0.5$

  $\mathrm{E_T}$ es la pérdida de energía en el plano perpendicular al haz y $\mathrm{E_L}$ la pérdida de energía en la dirección del haz (fig. 3.14). Dado que la suma de los momentos de todas las partículas tiene que ser cero, no puede haber grandes mermas de energía en ninguna dirección. Este corte elimina sucesos con una distribución asimétrica de energía, como, por ejemplo, los que provienen de las interacciones del haz con partículas de gas dentro del tubo de vacío.

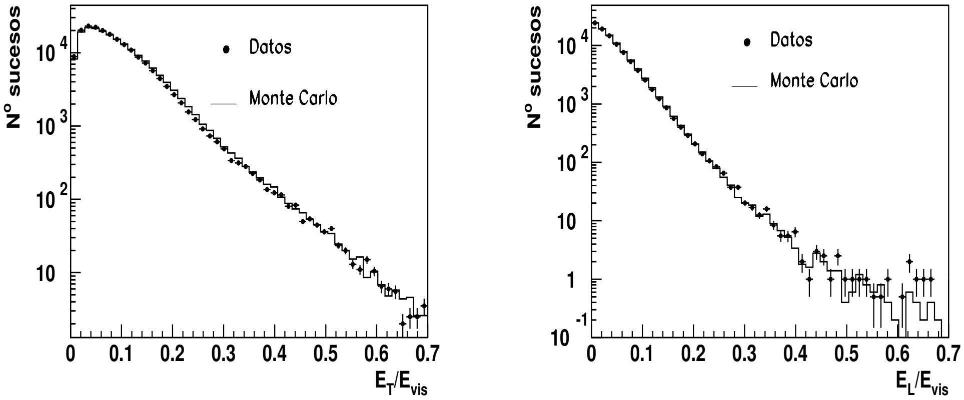

Figura 3.14: Distribuciones de $\mathrm{E_T}/\mathrm{E_{vis}}$ y $\mathrm{E_L}/\mathrm{E_{vis}}$ antes de aplicar los cortes en estas variables.

Con estos criterios de selección obtenemos 566282 sucesos hadrónicos. Mediante un estudio Monte Carlo estimamos una eficiencia superior al 99%, en la región $|\cos\theta_{tr}| < 0.7$, y una contaminación del 0.15%, y comprobamos que la composición de la muestra por sabores es la misma antes y después de aplicar los cortes.

3.4 Reconstrucción de trazas

La calidad de las trazas del suceso será determinante a la hora de realizar el análisis presentado en esta memoria, por lo que dedicaremos esta sección a estudiar su reconstrucción dentro del detector. La resolución del detector L3 en la dirección del eje z, hasta el momento, no es suficientemente precisa, por lo que el estudio de las trazas y el posterior análisis presentado en este trabajo estará restringido al plano xy.

Para reconstruir la dirección de la partícula se hace un ajuste al número de hilos de la TEC en los que hay señal y a la información del SMD conjuntamente, de forma que se obtienen los tres parámetros característicos de una traza en el plano $r\phi$ (fig. 3.15) con respecto a un punto de referencia, (x_0, y_0):

- *Curvatura* $\equiv C$: es positiva si la partícula tiene carga positiva y viceversa. A partir de la curvatura se obtiene el momento de la partícula en el plano $r\phi$, p_t.

- φ: se define como el ángulo acimutal que forma el momento de la partícula en el punto de máximo acercamiento al punto de referencia.

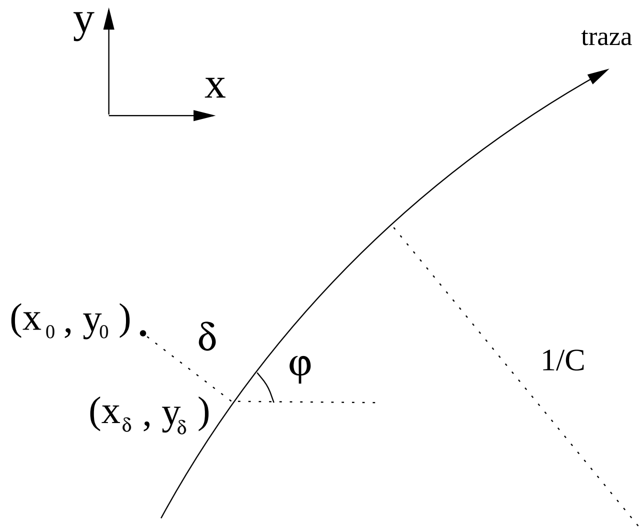

Figura 3.15: Definición del los parámetros que caracterizan una traza en el plano xy.

- δ: es la mínima distancia entre la traza y el punto de referencia, (x_0, y_0), con un signo que viene determinado por la condición que han de satisfacer las coordenadas del punto de máximo acercamiento, (x_δ, y_δ):

$$\left.\begin{aligned} x_\delta - x_0 &= -\delta \ \mathrm{sen}\varphi \\ y_\delta - y_0 &= +\delta \ \cos\varphi \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

$$\delta = -(x_\delta - x_0)\ \mathrm{sen}\varphi + (\mathrm{y}_\delta - \mathrm{y}_0)\ \cos\varphi$$

Así mismo se obtienen los errores en estos tres parámetros y la correlación que existe entre cada uno de ellos, siendo σ_{fit}, σ_C y σ_φ los errores en δ, C y φ respectivamente obtenidos tras el ajuste.

Los cortes de calidad aplicados a las trazas son los siguientes:

1. $\mathrm{N}_{hits} \geq 30$, donde N_{hits} es el número de hilos de la TEC con señal.

2. *Span* ≥ 40, siendo el *Span* la distancia en número de hilos entre el último hilo con señal y el primero.

3. $|p_t| \geq$ 0.2 GeV, donde p_t es el momento de la partícula proyectado en el plano $r\varphi$. Con este corte se eliminan trazas para las que la dispersión múltiple es grande.

4. $\Delta\varphi \geq$11 mrad, siendo $\Delta\varphi$ la separación angular entre la traza y el ánodo o el cátodo de la TEC, dónde la resolución es peor.

5. $\sigma_{fit} < \sigma_{cut}$, para los valores de σ_{cut} que aparecen en la tabla 3.1.

cat.	Nº *hits* z subcapa 1	Nº *hits* $r\varphi$ subcapa 2	Nº *hits* z subcapa 3	Nº *hits* $r\varphi$ subcapa 4	σ_{cut} (mm)
1	-	0	-	0	0.142
2	-	0	1	1	0.053
3	-	1	0	1/0	0.045
4	-	1	1	1	0.039
5	-	2	0	1/0	0.032
6	-	2	1	1	0.029

Tabla 3.1: Clasificación de las trazas en categorías dependiendo del número de *hits* recogidos en cada subcapa del SMD. El símbolo "-" indica que es irrelevante el número de *hits* en esa subcapa para la clasificación.

Dependiendo de la información del SMD utilizada en la reconstrucción de la traza, la resolución en la medidad de δ varía considerablemente. Teniendo en mente el diseño del SMD definiremos la subcapa 1 como la cara interna de la primera capa del SMD, y la subcapa 2 la que corresponde a la parte externa. En la subcapa 1 se obtiene una medida de la coordenada z de la traza, mientras que la subcapa 2 proporciona información de la posición en el plano $r\varphi$. Del mismo modo se definen las subcapas 3 y 4 para la segunda capa del SMD.

Las trazas se pueden clasificar en seis categorías de acuerdo con la información recogida en cada subcapa del SMD, como puede verse en la tabla 3.1. Las trazas de la categoría 1 son aquéllas que no contienen información del SMD en su reconstrucción, mientras que las de la 6 corresponden a trazas en las que está presente toda la información posible del detector de vértice en el plano $r\varphi$. La resolución de la traza mejora a medida que aumenta la categoría, como se aprecia en la figura 3.16. El valor de σ_{cut} se ha escogido, para cada categoría, de forma que se eliminen las colas que aparecen en la distribución de σ_{fit}.

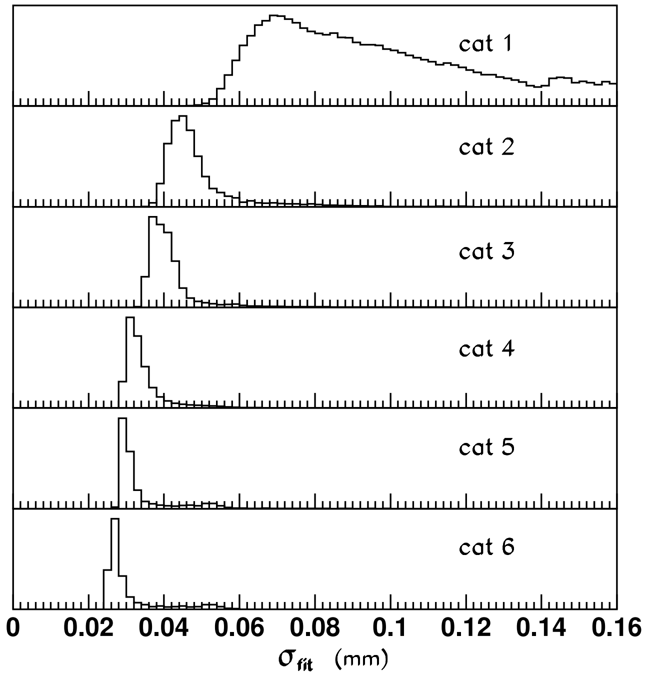

Figura 3.16: Error del ajuste de la traza para cada categoría en datos.

Una vez aplicados todos los criterios de selección la fracción de trazas de cada categoría, en datos y Monte Carlo, es la que se muestra en la tabla 3.2. El acuerdo entre ambos está dentro del 1% para cada categoría y alrededor del 80% de las trazas contienen información del SMD.

La figura 3.17 muestra la multiplicidad cargada en datos y Monte Carlo tras aplicar los anteriores cortes de calidad.

cat.	% de trazas (datos)	% de trazas (MC)
1	21.25	20.3
2	3.55	3.85
3	50.86	51.80
4	18.60	18.33
5	4.74	4.76
6	1.00	0.96

Tabla 3.2: Fracción de trazas de cada categoría seleccionadas para el análisis, en datos y Monte Carlo.

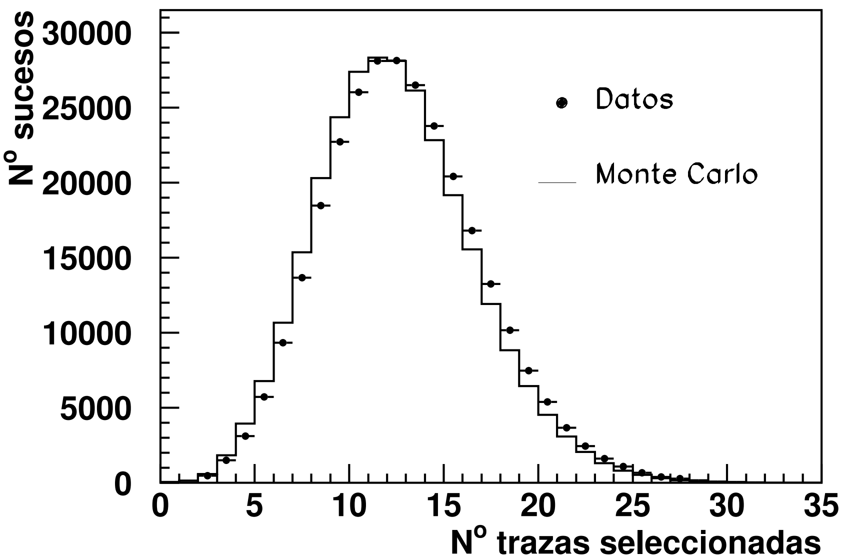

Figura 3.17: Número de trazas seleccionadas en el suceso después de aplicar los cortes de calidad de las trazas en datos y en Monte Carlo.

Los parámetros de la traza mas relevantes para el análisis que queremos realizar son δ y su error, σ_δ. Por ello se ha estudiado su comportamiento tanto en datos como en el Monte Carlo para corregir cualquier posible fuente de error.

Distancia mínima entre la traza y el punto de referencia: δ

Si el punto de referencia tomado para medir δ fuera aquél donde se produce la interacción del suceso, el valor de δ para trazas que provienen de este punto debería ser cero, y mayor que cero si se han originado en la desintegración de una partícula que decae dentro del detector. En la práctica se observa que la distribución de δ, para partículas originadas en el vértice de interacción, está centrada en cero, pero tiene cierta anchura. Esto se debe a que el punto de referencia no es exactamente el vértice de la interacción, a que la resolución del detector es finita y a que la partícula, al atravesar las distintas capas de material del detector, puede sufrir ligeras desviaciones en su trayectoria.

La figura 3.18 corresponde a la distribución de δ en datos y Monte Carlo para las seis categorías de trazas. En la parte negativa de la gráfica se aprecia el efecto de la resolución del detector y en la positiva se distingue, además, la información de la vida media. El acuerdo para trazas de categoría mayor o igual que tres es muy bueno, mientras que la diferencia que se observa para las de la uno y dos obedece a la mala reconstrucción de aquéllas que no contienen información del detector de vértice.

Error en δ: σ_δ

El error total en δ se calcula como la suma en cuadratura del error que proviene del ajuste de la traza, σ_{fit}, la contribución debida a la dispersión múltiple que sufre la partícula cuando atraviesa las distintas capas del detector, σ_{ms}, y el error que proviene de la incertidumbre con la que se mide el punto de referencia (x_0, y_0), σ_{rp}. La expresión del error total en δ es:

$$\sigma_\delta^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{rp}^2 + \sigma_{fit}^2 \tag{3.2}$$

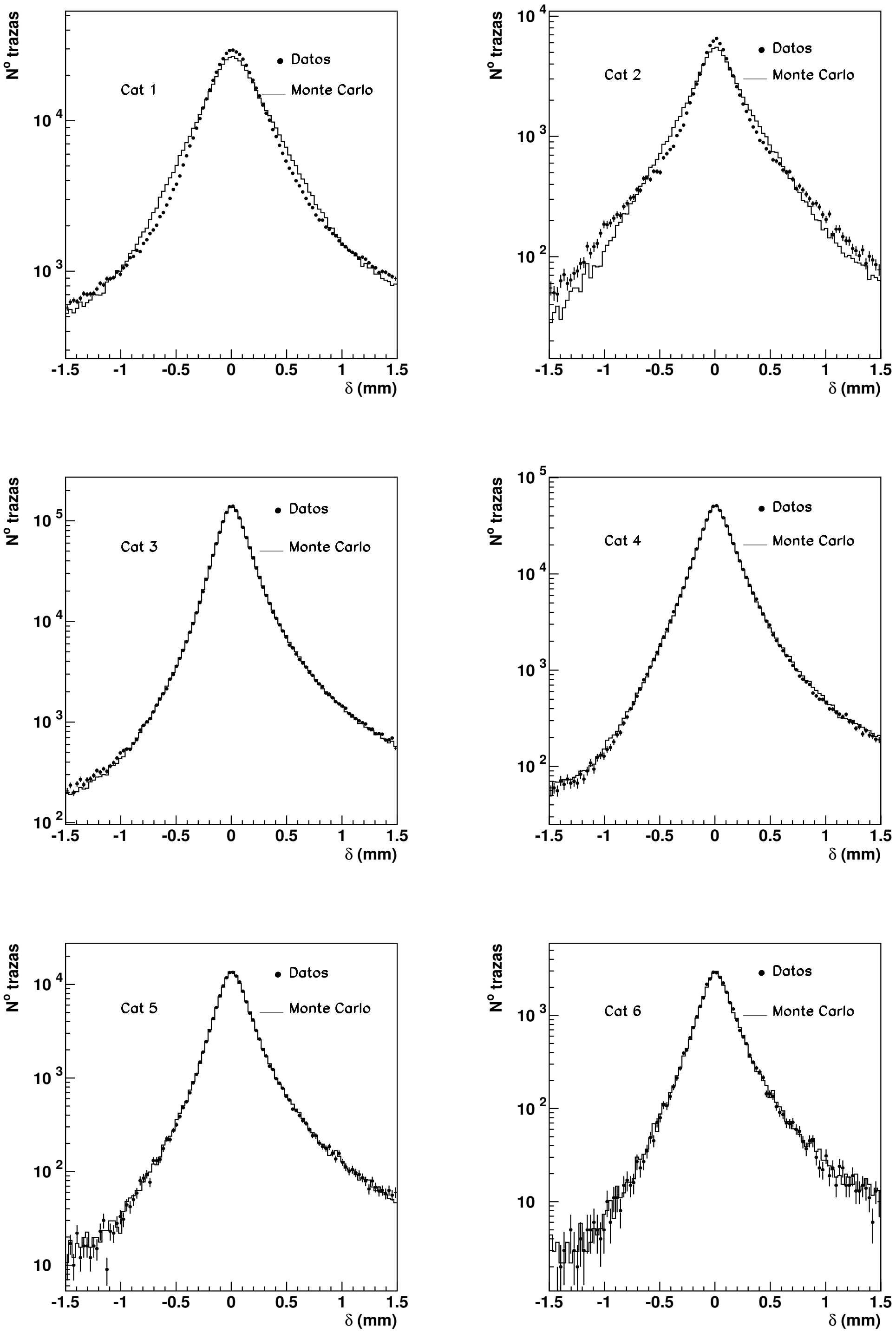

Figura 3.18: Distribución de δ en datos y Monte Carlo.

Cada uno de estos errores se ha estimado de la siguiente manera:

I) $\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{ms}}}$. El error en δ que proviene de la dispersión múltiple depende del momento de la partícula en el plano $r\phi$, p_t, y del ángulo que forma la traza con el eje z, θ_{tk}:

$$\sigma_{ms} = \frac{k_i}{p_t\sqrt{\mathrm{sen}\theta_{tk}}} \tag{3.3}$$

siendo k_i una constante diferente para cada categoría i. En la gráfica 3.19 se observa la variación del error total en δ en función de $p_t\sqrt{\mathrm{sen}\theta_{\mathrm{tk}}}$, donde la dispersión múltiple domina el error en δ para valores bajos del momento. Para obtener el valor de k_i se ajusta a esta distribución una función de la forma:

$$f_i = \sqrt{a + \left(\frac{k_i}{p_t\sqrt{\mathrm{sen}\theta_{\mathrm{tk}}}}\right)^2} \tag{3.4}$$

siendo a la parte del error que no depende del momento. Los valores de k_i extraídos del ajuste son los que aparecen en la tabla 3.3.

cat.	k_i(dat)	k_i(MC)
1	0.220	0.212
2	0.142	0.138
3	0.114	0.100
4	0.115	0.103
5	0.119	0.102
6	0.116	0.103

Tabla 3.3: Valor de la constante utilizada para calcular el error debido a la dispersión múltiple, para cada una de las seis categorías de trazas, tanto en datos como en Monte Carlo.

El factor k_i es casi dos veces menor para trazas con información del SMD, puesto que, aunque la cantidad de materia que atraviesan todas las partículas es la misma, la reconstrucción de su dirección es mejor al contar con un punto cercano al vértice de interacción. La diferencia entre k_i en datos y Monte Carlo es debida a ligeras variaciones entre el comportamiento del material simulado y el del detector real.

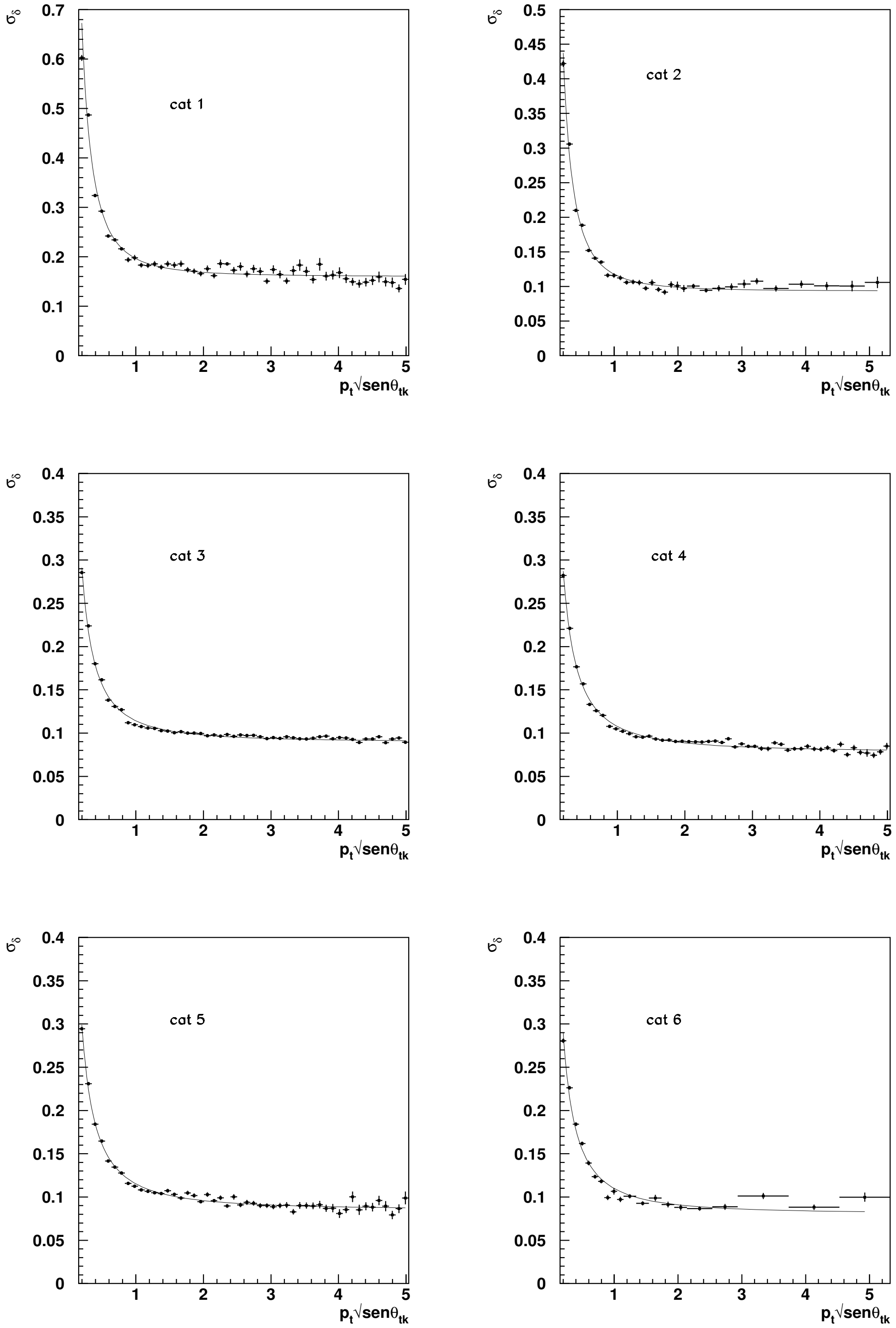

Figura 3.19: Variación del error total en δ en función del momento, para las seis categorías de trazas, en los datos.

II) $\boldsymbol{\sigma_{\mathbf{rp}}}$. El punto de referencia utilizado para medir δ es la posición del haz [4] de LEP dentro de L3. El error en δ debido a la incertidumbre en la posición del haz viene dado por la siguiente expresión:

$$\sigma_{rp}^2 = [\mathrm{sen}\varphi\ \sigma_{xrp}]^2 + [\cos\varphi\ \sigma_{yrp}]^2 \tag{3.5}$$

donde σ_{xrp} y σ_{yrp} son las dispersiones del haz a lo largo del eje x e y respectivamente y φ el ángulo acimutal que define la traza. Los valores de σ_{xrp} y σ_{yrp} se obtienen utilizando sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ y $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$ [29], siendo, para el año 1994, los que aparecen en la tabla 3.4.

	σ_{xrp}(mm)	σ_{yrp}(mm)
Datos	0.110	0.021
Monte Carlo	0.120	0.020

Tabla 3.4: Dispersión del haz a lo largo del eje x e y para datos y Monte Carlo.

III) $\boldsymbol{\sigma_{\mathbf{fit}}}$. El error σ_{fit} es el que se obtiene al reconstruir la traza haciendo un ajuste con los *hits* de la TEC y del SMD. Para trazas con elevada probabilidad de venir del vértice primario y de alto momento en el plano $r\phi$ (la dispersión múltiple es mínima), la distribución de $\delta/\sqrt{\sigma_{fit}^2 + \sigma_{rp}^2}$ debería ser, aproximadamente, una gausiana centrada en cero y de anchura uno. Esto se consigue si se aplica un factor de corrección a σ_{fit} para cada una de las categorías de trazas tanto en datos como en Monte Carlo (tabla 3.5). En la gráfica 3.20 se puede apreciar cómo, después de las correcciones, las distribuciones son aproximadamente $N(0,1)$.

El factor de corrección es menor que un 7% en ambos casos en todas las categorías, excepto para las de la 1. Esto último se debe a la mala calidad en la reconstrucción de δ para estas trazas.

[4] La determinación de la posición del haz dentro de L3 se explicará en el capítulo siguiente.

cat.	f(dat)	f(MC)
1	1.8	1.6
2	1.0	1.0
3	0.94	0.92
4	0.93	0.93
5	0.96	0.92
6	0.91	0.93

Tabla 3.5: Factores de corrección aplicados a σ_{fit}.

Conclusiones

La muestra utilizada en este análisis corresponde a los datos recogidos en L3 durante el año 1994 a una energía del centro de masas de 91.25 GeV. El número de sucesos hadrónicos seleccionados con trazas buenas, en la región $|\cos\theta_{tr}| < 0.7$, es de 566.282.

Por otra parte se han clasificado las trazas dependiendo de la información que proviene del SMD en el plano $r\varphi$, y se ha estudiado uno de sus parámetros característicos, δ (distancia de mínimo acercamiento entre la traza y el punto de referencia). La distribución de la variable δ en los datos está en perfecto acuerdo con el Monte Carlo para trazas con información del SMD ($\approx$ 80%). El error en δ se ha estimado y corregido teniendo en cuenta la contribución de la dispersión múltiple, el error debido al punto de referencia y el que proviene del ajuste de la trazas, para las seis categorías de trazas.

La información sobre la coordenada z de la traza no se ha tenido en cuenta puesto que no es suficientemente precisa para el análisis que pretendemos realizar.

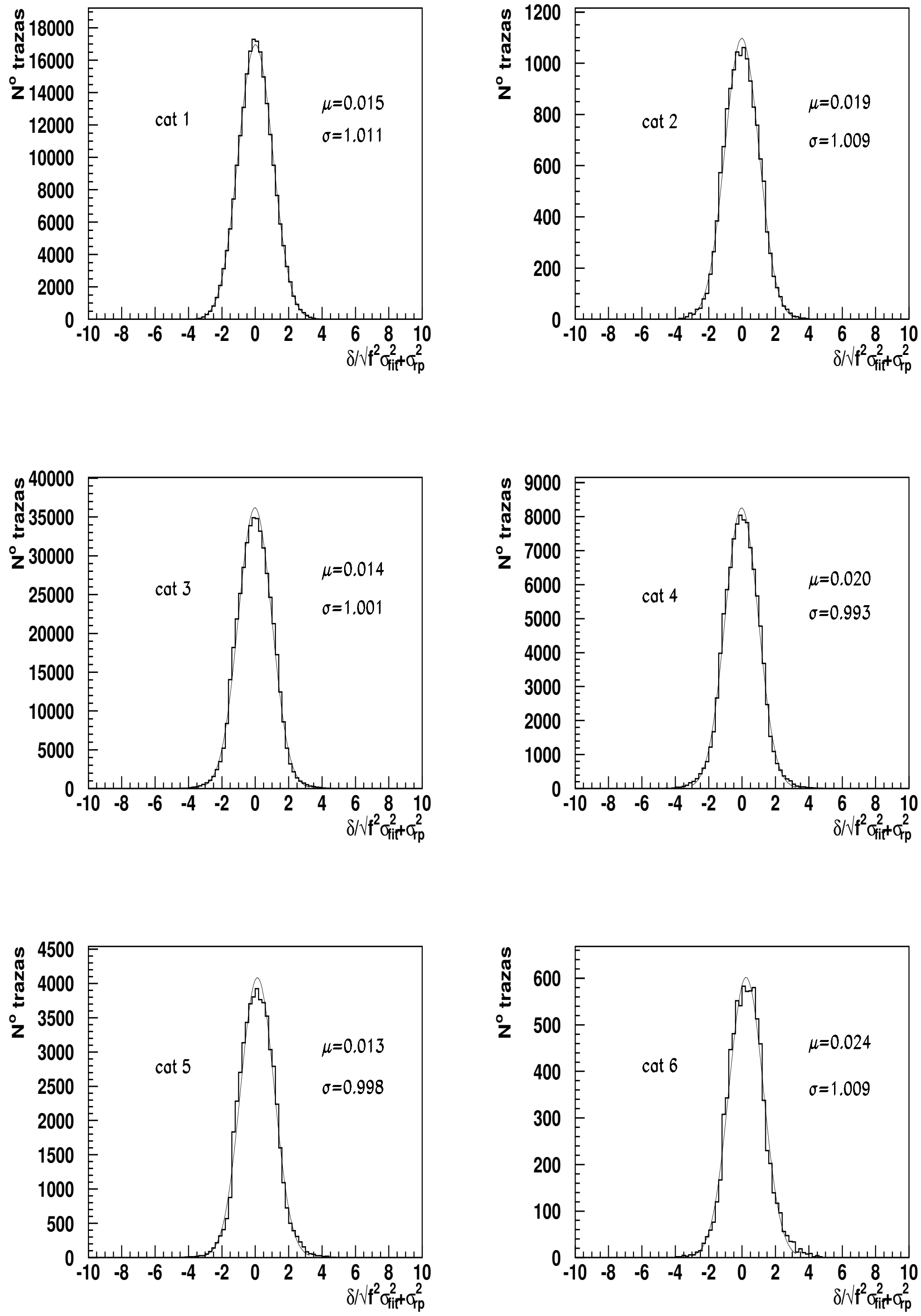

Figura 3.20: Distribución de δ dividido por su error en datos. Como se observa las distribuciones son aproximadamente $N(0,1)$.

Capítulo 4

Método de la longitud de desintegración

De los métodos descritos en el capítulo 2 para distinguir los quarks b, el que desarrollaremos en este trabajo será el de la longitud de desintegración. Para medir esta cantidad con precisión es necesario contar con un detector de vértice. La información recogida por el detector central de L3, hasta el momento, es más precisa en el plano perpendicular a la dirección del haz que a lo largo del eje z, por lo que el análisis presentado en esta memoria estará restringido al plano $r\varphi$.

La variable necesaria para seleccionar quarks b con este método es la significación estadística de la longitud de desintegración. En este capítulo describiremos los pasos necesarios para obtenerla: el vértice primario, el secundario, la longitud de desintegración y su error.

En la figura 4.1 se aprecia cómo gracias al detector de vértice es posible distinguir entre el vértice secundario y el primario en un suceso candidato a $\mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}$.

4.1 Reconstrucción del vértice primario

El vértice primario es el punto donde se produce la interacción $\mathsf{e}^+\mathsf{e}^-$ a partir del cual se originan las partículas del estado final. Para cada suceso se reconstruye un vértice

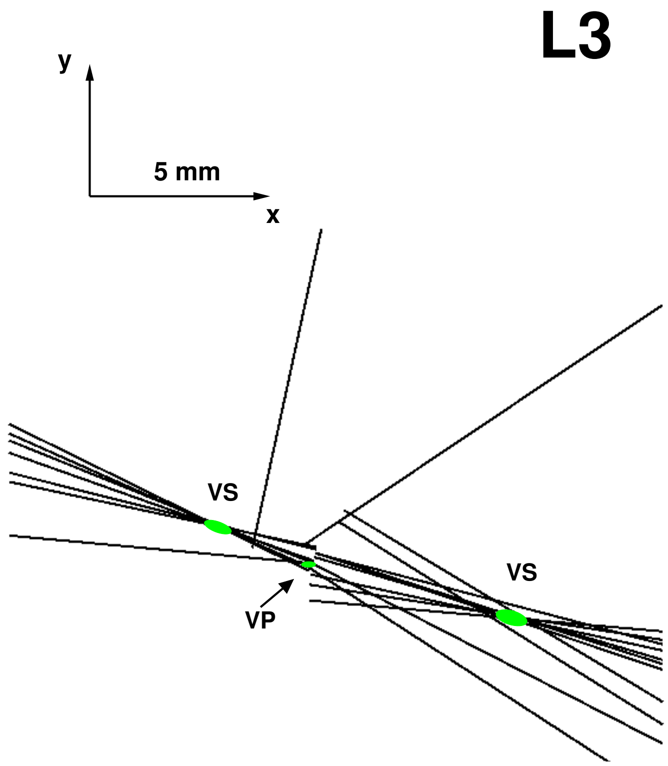

Figura 4.1: Suceso candidato a $b\overline{b}$ en el que se distinguen claramente el vértice primario (VP) y los vértices secundarios (VS).

primario en el plano xy mediante un proceso iterativo, utilizando trazas cuyos parámetros son compatibles con los que satisfacen aquéllas que realmente se han originado en el punto de interacción.

Al calcular el vértice primario se impone, además, como ligadura la posición del haz de LEP dentro de L3, con su dispersión. Las coordenadas de este punto se calculan utilizando las trazas recogidas cada 200 sucesos hadrónicos, imponiendo que la distancia de todas ellas al punto que buscamos sea mínima. Entre cada conjunto de 200 sucesos puede haber ligeras variaciones de la posición del haz, pero se ha comprobado que este número es el óptimo para apreciarlas sin que la estadística de las trazas se vea muy reducida [30, 31].

Las trazas que intervienen en el cálculo del vértice primario son aquéllas que han pasado los cortes de selección descritos en la sección 3.4, y además satisfacen los siguientes criterios:

1. Categoría traza > 2, es decir, todas las trazas tienen al menos una señal en $r\varphi$ en la capa interna del SMD.

2. $|\delta|_{200ev} < 1$ mm donde $|\delta|_{200ev}$ es la mínima distancia entre la traza y el vértice calculado cada 200 sucesos. De este modo se eliminan trazas que están lejos de lo que constituye una primera aproximación del vértice primario.

3. $\dfrac{|\delta|200ev}{\sigma_\delta} \leq 5$ siendo $\sigma_\delta^2 = \sigma_{fit}^2 + \sigma_{ms}^2 + \sigma_{rp}^2$.

Una vez seleccionadas las trazas se minimiza el siguiente Q^2:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\delta_i'(x_p, y_p)}{\sigma_i}\right)^2 + \left(\frac{x_p - x_{rp}}{\sigma_{xrp}}\right)^2 + \left(\frac{y_p - y_{rp}}{\sigma_{yrp}}\right)^2 \tag{4.1}$$

donde N es el número de trazas seleccionadas, (x_{rp}, y_{rp}) son las coordenadas de la posición del haz en el plano xy, $(\sigma_{xrp}, \sigma_{yrp})$ sus dispersiones respectivas y δ_i' la distancia mínima entre la traza i-ésima y el punto que deseamos encontrar, (x_p, y_p), dada por:

$$\delta_i' = \delta_i - \frac{C_i\delta_i^2}{2} + (\Delta_x \mathrm{sen}\varphi_i - \Delta_y \cos\varphi_i)(1 - C_i\delta_i) - C_i\frac{\Delta_x^2 + \Delta_y^2}{2} \tag{4.2}$$

y donde:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{ims}^2 + \sigma_{ifit}^2 \tag{4.3}$$

$$\Delta_x = x_p - x_{rp} \qquad \Delta_y = x_p - y_{rp} \tag{4.4}$$

El Q_{min}^2 sigue aproximadamente una distribución χ^2, y en base a ella, se calcula la probabilidad $P_{\chi^2}(Q^2 \leq Q_{min}^2)$. Si esta probabilidad es menor que un 5%, la traza que da una mayor contribución al Q_{min}^2 se elimina, repitiéndose el proceso hasta que dicha probabilidad sea mayor, o hasta que solamente queden tres trazas para calcular el vértice.

Mediante un estudio Monte Carlo observamos que la eficiencia para determinar el vértice primario utilizando este procedimiento es superior al 98%. La resolución que se obtiene en la dirección del eje x es de 53 μm, para sucesos uds, y de 99 μm para sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$. Esta diferencia se debe a que en los sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ es imposible seleccionar sólo trazas que provengan del vértice primario, y por lo tanto existe contaminación de trazas del vértice secundario (figura 4.2).

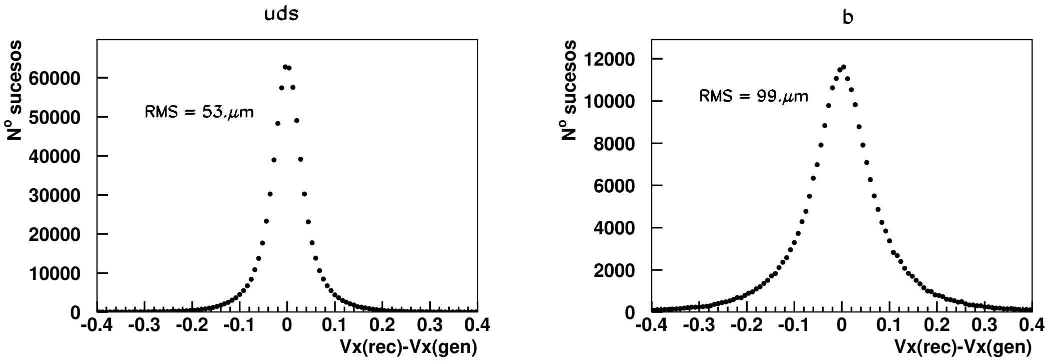

Figura 4.2: Diferencia entre el vértice generado y el vértice reconstruido para una muestra de sucesos uds y $\mathsf{b\bar{b}}$ generados con el Monte Carlo.

El error en el vértice primario, tanto a lo largo del eje x como del y, depende de la dirección del *thrust* del suceso (figura 4.3) ya que la dispersión del haz es distinta para ambos. En la dirección del eje y este error está dominado por la anchura del haz.

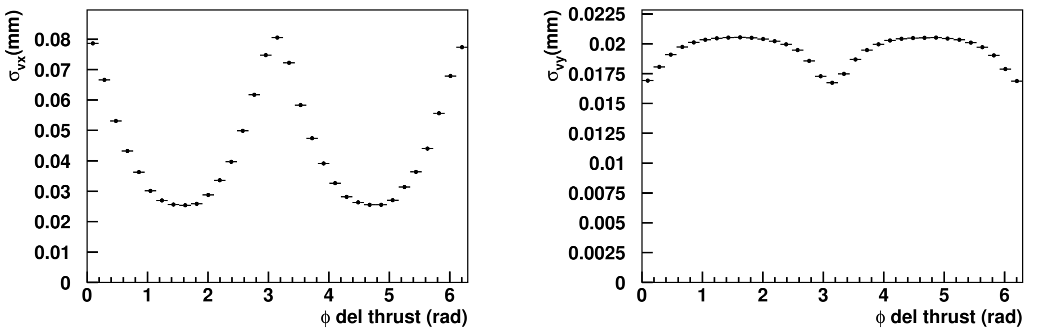

Figura 4.3: Error obtenido en el vértice primario en la dirección del eje x, σ_{vx}, y del eje y, σ_{vy} en función del ángulo φ del *thrust*.

El número medio de trazas utilizado para calcular el vértice primario es, aproximadamente, de 9, como puede apreciarse en la figura 4.4.

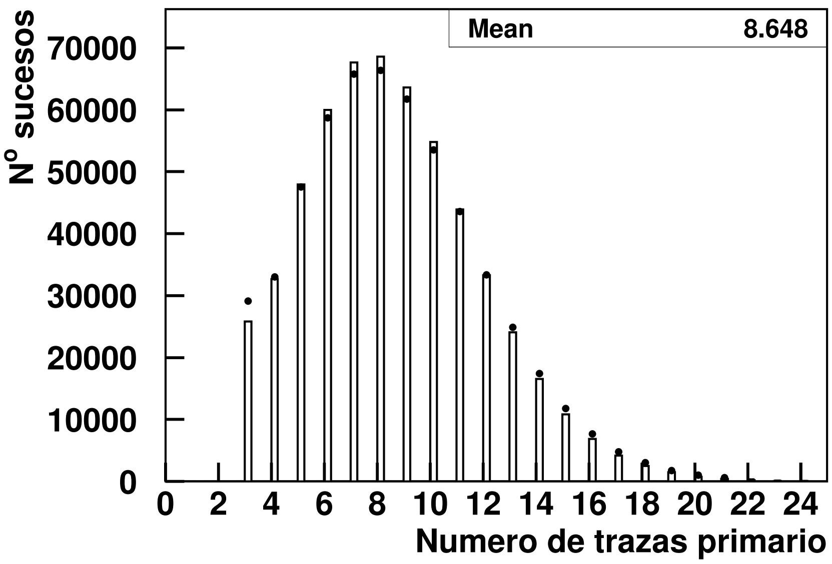

Figura 4.4: Número de trazas utilizadas en la reconstrucción del vértice primario. Los puntos corresponden a los datos y el histograma al Monte Carlo.

4.2 Reconstrucción del vértice secundario

Teniendo en cuenta la información calorimétrica del detector se reconstruyen los jets del suceso, siendo éstos válidos para el análisis si su energía es superior a 20 GeV. Un 92% de los sucesos son de dos jets; un 6% de tres, y un 2% sólamente uno.

La selección de trazas que intervendrán en la reconstrucción del vértice secundario es la siguiente:

1. $|p_t| \geq |p_t|_{cut}$. En este caso el corte en $|p_t|$ es superior al utilizado para calcular el vértice primario, puesto que, debido a la fragmentación dura de los quarks b las partículas que provienen de su desintegración tienen un momento mayor que para

los restantes. Para trazas de la categoría 1, $|p_t|_{cut} = 0.5$ GeV, mientras que, para las demás, $|p_t|_{cut} = 0.3$ GeV.

2. $|\delta|_{PV} < |\delta|_{cut}$, donde $|\delta|_{PV}$ es la distancia mínima entre la traza y el vértice primario. Para trazas de la categoría 1 $|\delta|_{cut} = 3.0$ mm y para el resto $|\delta|_{cut} = 1.5$ mm. Con este corte se eliminan trazas que provienen de partículas con una vida media alta que no se han producido en la desintegración del quark b, tales como K^0, Λ, etc...

El método para obtener el vértice secundario se basa también en un proceso iterativo en el que se minimiza el siguiente Q^2:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\delta_i'(x_s, y_s)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{4.5}$$

donde $\delta_i'(x_s, y_s)$ viene dado por la expresión 4.2, pero en este caso el punto (x_s, y_s) es el vértice secundario y la suma se extiende a las trazas seleccionadas para calcular este último. A continuación se minimiza N veces el siguiente Q^2:

$$Q_j^2 = \sum_{i=1, i\neq j}^{N} \left(\frac{\delta_i'(x_s, y_s)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{4.6}$$

excluyendo, en cada minimización, la traza j-ésima del conjunto total. Si se verifica que la diferencia $Q^2_{min} - Q^2_{j,min} > 4$ para alguna traza, ésta se elimina y se recomienza el proceso desde (4.5). Si hay más de una para la que esto ocurre, se quita la que dé una diferencia $Q^2_{min} - Q^2_{j,min}$ mayor y se inicia de nuevo el proceso de minimización. Esto se repite hasta que $Q^2_{min} - Q^2_{j,min} \leq 4$ para todas las trazas, o bien hasta que sólo queden 4 trazas para calcular el vértice.

Los errores en la determinación del vértice se han obtenido teniendo en cuenta que pueden existir trazas que hayan intervenido simultáneamente en el cálculo de los dos vértices: primario y secundario, dando lugar a una correlación entre ambos.

En la gráfica 4.5 se muestra la probabilidad $P_{\chi^2}(Q^2 \leq Q^2_{min})$ del vértice secundario. Esta distribución es razonablemente uniforme[1], salvo para valores pequeños, ya que los vértices secundarios determinados con cuatro trazas se aceptan independientemente del

[1]Después del proceso iterativo la distribución de Q^2_{min} no es exactamente χ^2.

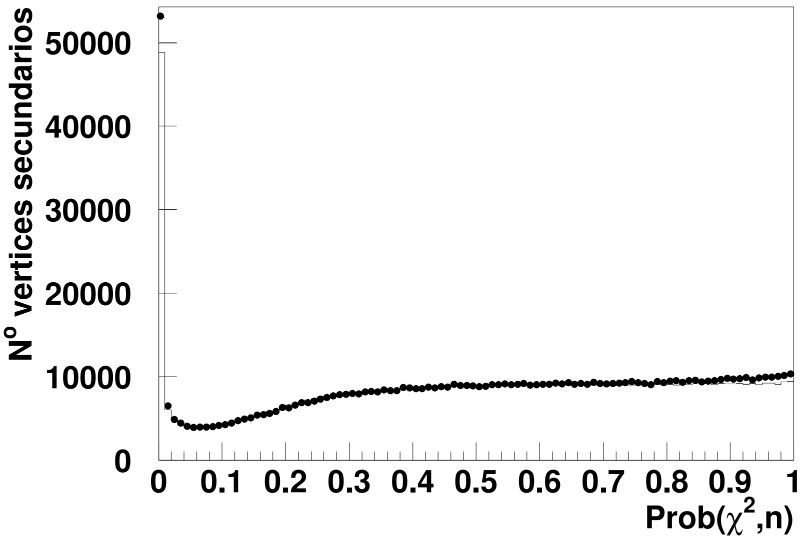

Figura 4.5: Probabilidad del χ^2 del vértice secundario. Los puntos representan los datos y el histograma el Monte Carlo.

valor de Q^2_{min} obtenido. La pequeña discrepancia entre el Monte Carlo y los datos se debe a que, en estos últimos, la resolución es ligeramente peor y por tanto, hay más vértices reconstruidos con cuatro trazas que en el Monte Carlo (ver fig. 4.6).

Para comprobar si existen grandes diferencias entre los datos simulados y los datos reales en el plano $r\varphi$, a nivel de reconstrucción, hemos calculado el número medio de trazas utilizadas en el vértice secundario en función de la φ del jet, y, como puede apreciarse en la figura 4.7, el acuerdo es muy bueno.

La eficiencia para encontrar al menos un vértice secundario en el suceso es de 93.91% en datos, y de 93.40% para el Monte Carlo. Se observa, utilizando la muestra simulada, que esta eficiencia es mayor para los quarks b (96.25%), que para quarks uds y c (92.61%). Esto se traduce en que la probabilidad de encontrar un quark b será mayor que para el resto de los quarks, que es lo que pretendemos.

El porcentaje de trazas de cada categoría utilizadas en el vértice secundario está en buen acuerdo entre datos y Monte Carlo (dentro del 1%).

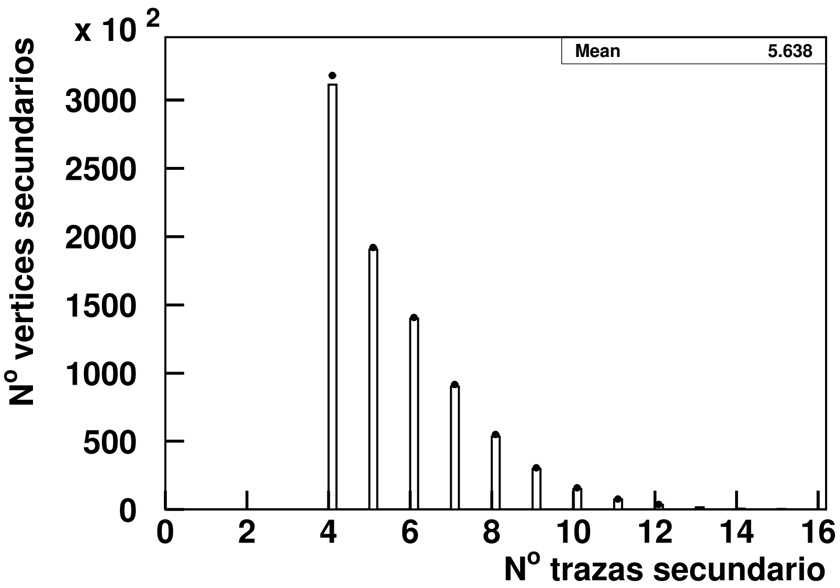

Figura 4.6: Número de trazas utilizadas para calcular el vértice secundario. Los puntos corresponden a los datos y el histograma al Monte Carlo.

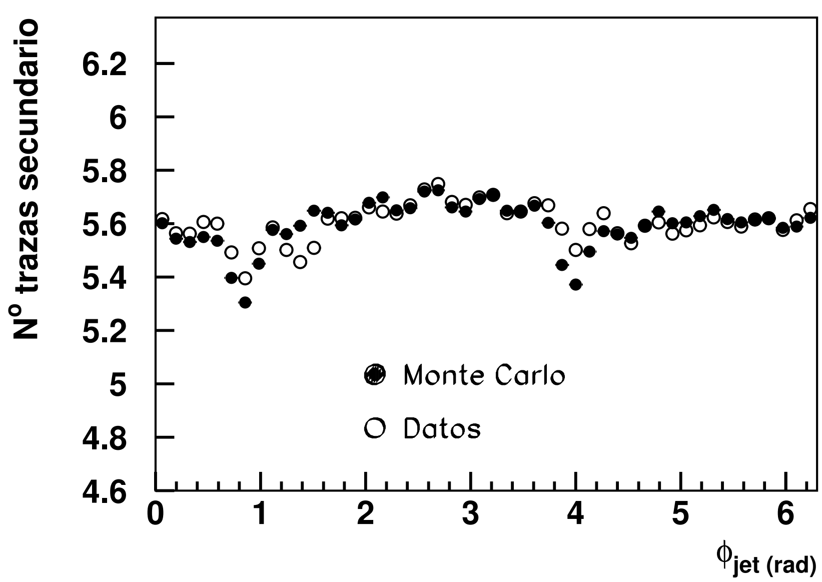

Figura 4.7: Número de trazas utilizadas para calcular el vértice secundario en función de la φ del jet.

4.3 Longitud de desintegración

La longitud de desintegración es la distancia que recorre una partícula antes de desintegrarse, siendo, en el caso ideal, positiva y distinta de cero para partículas con vida media detectable, y cero para el resto. Dado que la reconstrucción del detector no es perfecta, se pueden obtener valores de la longitud de desintegración distintos de cero para partículas estables o que no se desintegran dentro del detector.

En la práctica la longitud de desintegración se calcula como la distancia entre el vértice primario y el secundario imponiendo la dirección del jet (que es una buena aproximación de la dirección del quark) como ligadura. El Q^2 que se minimiza para obtener la longitud de desintegración es el siguiente:

$$Q^2 = X^t V^{-1} X \tag{4.7}$$

$$X^t = (x_p - x'_p, y_p - y'_p, x_s - x'_s, y_s - y'_s) \tag{4.8}$$

donde (x_p, y_p), (x_s, y_s) son, respectivamente, las coordenadas del vértice primario y secundario halladas en los apartados anteriores, (x'_p, y'_p), (x'_s, y'_s) son las coordenadas de estos vértices una vez impuesta la ligadura, y V es la matriz de covarianza del vértice primario y secundario, donde se ha tenido en cuenta la correlación existente entre ambos.

La dirección del jet se impone exigiendo que los puntos (x'_p, y'_p) y (x'_s, y'_s) estén sobre la recta $y = a + mx$, donde la pendiente $m = \tan\theta$ es conocida y viene determinada por los cosenos directores del jet. Así tenemos que:

$$X^t = (x_p - x'_p, y_p - a - mx'_p, x_s - x'_s, y_s - a - mx'_s) \tag{4.9}$$

Minimizando la expresión 4.7 respecto a x'_p, x'_s y a se obtiene la longitud de desintegración, cuya expresión viene dada por:

$$L = \frac{x'_s - x'_p}{\cos\theta} \tag{4.10}$$

Así mismo se calcula el error en L, σ_L, en el que se ha tenido en cuenta la correlación existente entre el vértice primario y el secundario debida a las trazas comunes (si bien este efecto es pequeño).

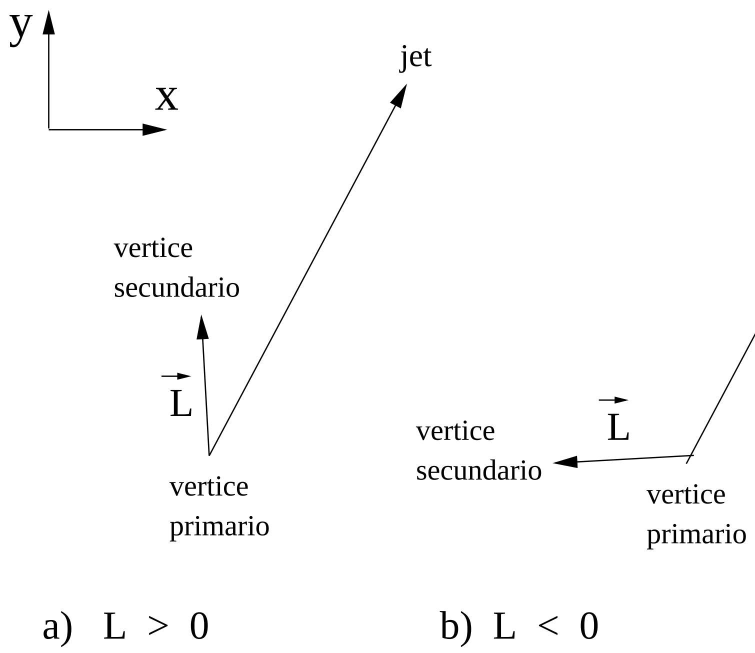

Figura 4.8: Signo de la longitud de desintegración.

Para controlar mejor la reconstruccción del detector, a L se le asocia un signo (fig. 4.8), positivo si el vértice secundario ha sido reconstruido en la dirección del momento de las partículas que foman el jet, y negativo si está en la dirección opuesta.

En la gráfica 4.9 se observa cómo mejora la resolución en la longitud de desintegración cuando se impone como ligadura la dirección del jet, es decir, la parte negativa de la gráfica se estrecha.

El acuerdo de la variable L entre datos y Monte Carlo, una vez impuesta la ligadura de la dirección del jet, aparece en la figura 4.10. En la muestra simulada se observa que, incluso cuando la mayor parte de las partículas provienen del vértice de interacción, como ocurre en sucesos uds, también se miden valores de L grandes. Estos valores tienen asociados errores elevados en su reconstrucción, como se muestra en la gráfica 4.11, donde se aprecia la variación de σ_L en función de L, siendo evidente el efecto de la resolución del detector. Por el contrario en sucesos $\mathsf{b\overline{b}}$ los errores en L son mucho menores, manifestándose así la información sobre la vida media del quark b. La parte negativa de L corresponde, tanto a quarks b cuya desintegración se ha producido cerca del punto de

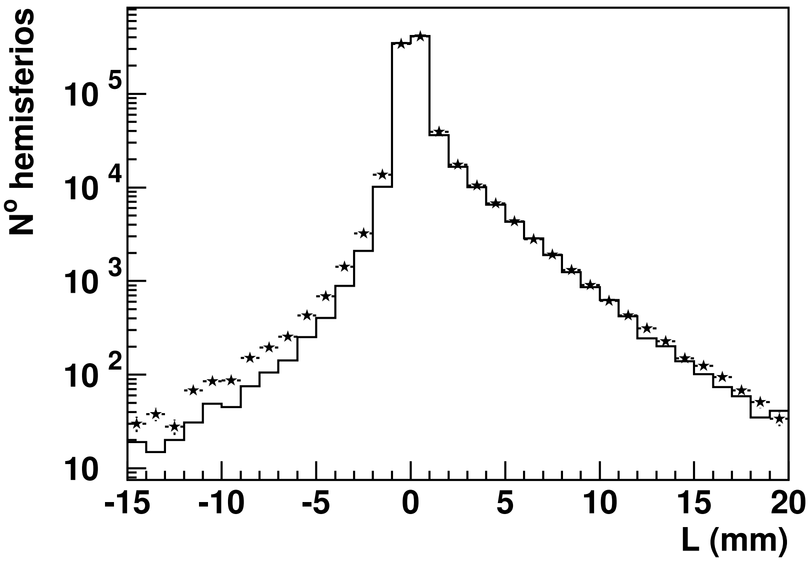

Figura 4.9: Longitud de desintegración, calculada para datos reales, imponiendo la ligadura de la dirección del jet (histograma) y sin imponerla (puntos).

interacción, como a quarks c y uds.

4.4 Significación estadística de la longitud de desintegración

Puesto que el error obtenido en la longitud de desintegración puede ser grande debido a efectos de resolución, resulta mas adecuado calcular su significación estadística, es decir, $S \equiv \frac{L}{\sigma_L}$, y comprobar si el vértice secundario hallado está significativamente desplazado del primario.

En la figura 4.12 se observa la distribución de $\frac{L}{\sigma_L}$ para datos y Monte Carlo. Los vértices con valores positivos y grandes de $\frac{L}{\sigma_L}$ corresponden, principalmente, a vértices producidos en sucesos $\mathsf{b\overline{b}}$ (se aprecia también, en menor medida, la información sobre la

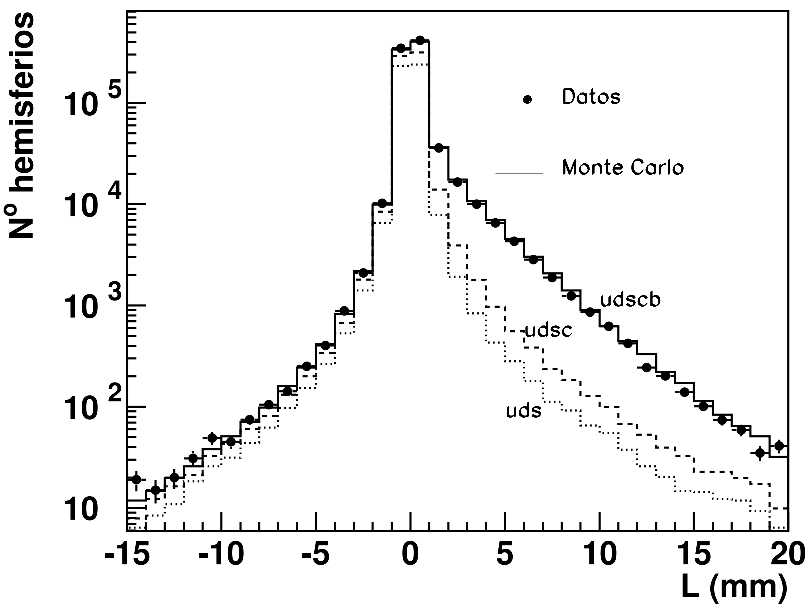

Figura 4.10: Longitud de desintegración imponiendo la ligadura de la dirección del jet en datos y Monte Carlo.

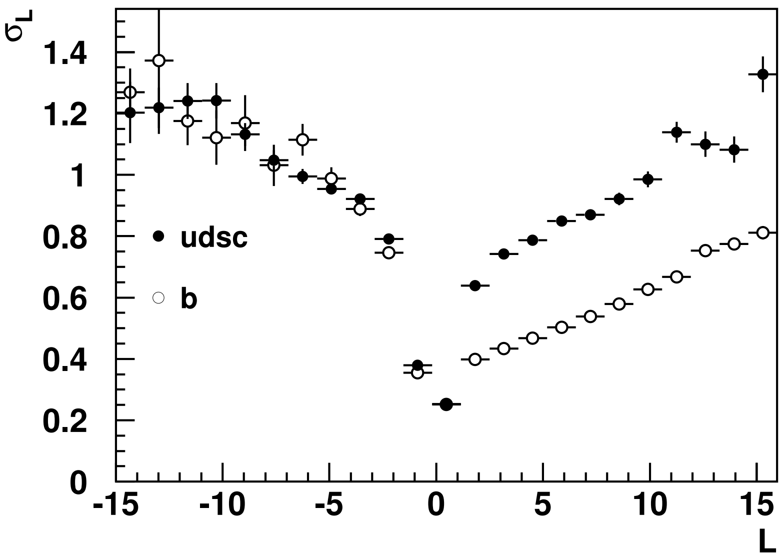

Figura 4.11: Variación de σ_L en función de L.

vida media de los quarks c). Para quarks ligeros[2] esta distribución es simétrica y distinta de cero, debido a los efectos de resolución del detector.

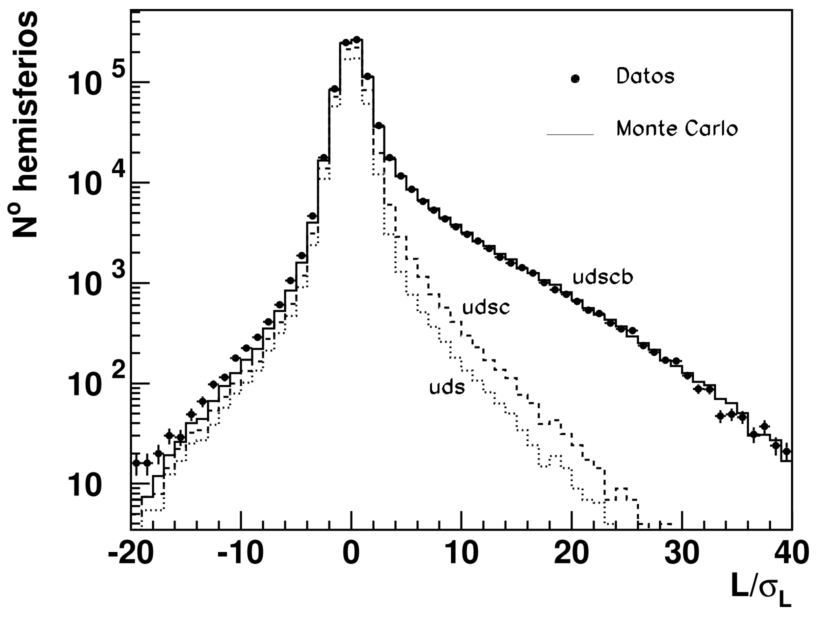

Figura 4.12: Significación estadística de la longitud de desintegración.

En la zona $S > 0$ el acuerdo entre datos y Monte Carlo es muy bueno; sin embargo, para $S < 0$ existen ligeras discrepancias entre las dos muestras. Estas diferencias son debidas a una simulación demasiado optimista de la resolución del detector, y de la asociación de *hits* a las trazas cargadas. Esto se traduce en que los parámetros de las trazas, C, φ, δ, y sus respectivos errores están mejor medidos en el Monte Carlo que en los datos. En el capítulo anterior vimos cómo tratar el Monte Carlo para obtener el mejor acuerdo posible con los datos a nivel de trazas. A pesar de ello, aún se observan ligeras diferencias en la distribución final de S. Para corregir estas diferencias distorsionaremos ligeramente esta variable en el Monte Carlo con el fin de obtener un mejor acuerdo con los datos.

El efecto de la resolución del detector se aprecia claramente en la parte negativa de S, donde no estamos afectados por la física del suceso. Por ello lo que haremos será

[2] Denominaremos quarks ligeros a los uds.

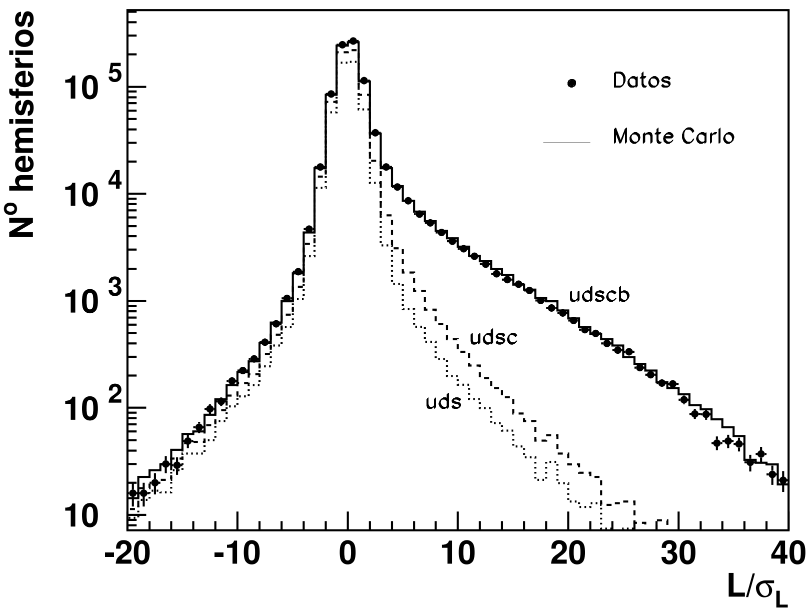

Figura 4.13: Significación estadística de la longitud de desintegración para el Monte Carlo ligeramente distorsionado.

convolucionar esta zona en el Monte Carlo con una función, de forma que se obtenga la resolución de los datos. Una vez hallados los parámetros de la función, que en este caso ha sido una distribución de Cauchy, se distorsiona todo el Monte Carlo. En la gráfica 4.13 se observa que la distribución de S, para valores negativos, se ha ensanchado en el Monte Carlo, es decir, se ha empeorado la resolución. En la parte $S > 0$ apenas se puede apreciar este efecto puesto que valores de S grandes corresponden a partículas con vida media y no sólo a efectos de resolución.

4.5 Eficiencia y pureza

La eficiencia para seleccionar un hemisferio que proviene de un quark b se calcula utilizando únicamente aquéllos vértices con $S > 0$:

$$\epsilon^{\mathsf{b}} = \frac{N_t^{\mathsf{b}}}{2N_{\mathsf{b}}} \tag{4.11}$$

donde N_t^{b} es el número de hemisferios que contienen un quark b y que han pasado el corte en significación estadística, y N_{b} el número de sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ simulados.

La pureza de hemisferios se define como:

$$P_{\mathsf{b}} = \frac{N_t^{\mathsf{b}}}{N_t} \tag{4.12}$$

siendo N_t el número total de hemisferios tales que $S > S_{cut}$.

En la gráfica 4.14 se observa la variación de la eficiencia y la pureza de hemisferios, en función del valor de S. Para purezas de hemisferios de $\sim 85\%$ ($S > 4$) se obtienen una eficiencia $\epsilon^b \sim 22\%$.

Del mismo modo se calcula la eficiencia de seleccionar un suceso $\mathsf{b\bar{b}}$, siendo ésta, aproximadamente, de un $\sim 40\%$, para una pureza en sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ del 85%, como se aprecia en la gráfica 4.15.

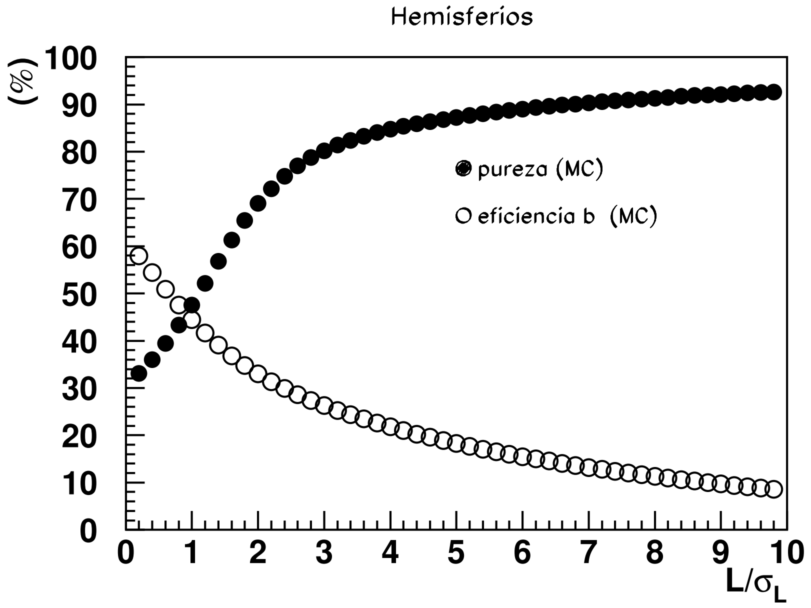

Figura 4.14: Variación de la eficiencia y pureza de hemisferios, calculadas con el Monte Carlo, en función de S.

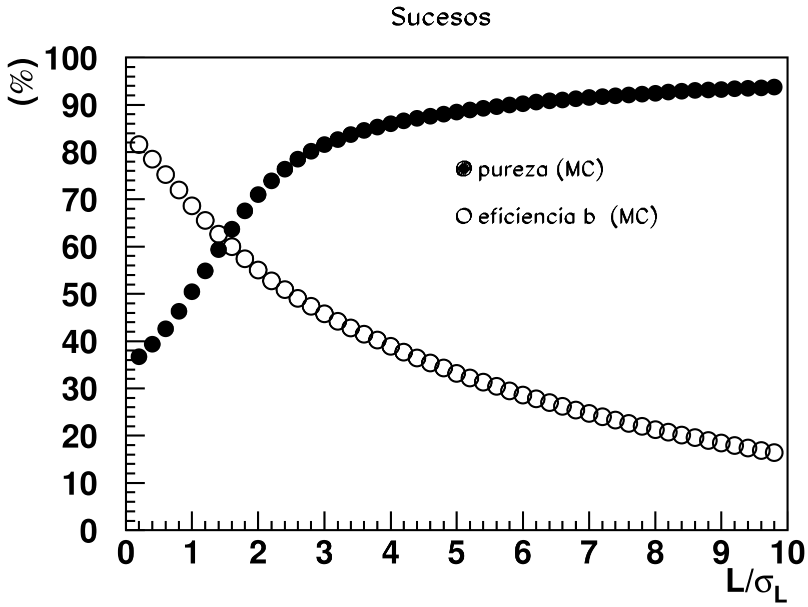

Figura 4.15: Variación de la eficiencia y pureza de sucesos, calculadas con el Monte Carlo, en función de S.

Capítulo 5

Medida de R_b

En este capítulo analizaremos los dos métodos descritos en el capítulo 2 para determinar R_{b}: el método *double tag* y el *folded double tag*, estudiando detalladamente todos los errores sistemáticos que contribuyen a la medida de R_{b}.

5.1 Análisis del método *double tag*

Como vimos en la sección 2.2.2, la ventaja de utilizar el método *double tag*, consistía en obtener de los datos la probabilidad de identificar un quark b en un hemisferio, de forma que los errores sistemáticos en R_{b} se reducían considerablemente. En esta sección analizaremos los resultados obtenidos con este método.

Cada suceso se divide en dos hemisferios por el plano perpendicular al eje del *thrust*, y para cada uno de ellos, se calcula el valor de $S \equiv L/\sigma_L$. En primer lugar estudiaremos aquellos vértices cuya significación estadística sea positiva; esto es, la parte positiva de la gráfica 4.13.

Para calcular R_{b} es necesario, una vez seleccionada la muestra de hadrones, seguir los pasos que se describen a continuación:

1. Contar el número de hemisferios, N_t, cuya significación estadística es mayor que un cierto valor de corte, $S > S_{cut} > 0$, y el número de sucesos, N_{tt}, en los que los dos hemisferios han pasado este corte.

2. Calcular las eficiencias de contaminación de quarks c y de quarks ligeros, ϵ^{c} y ϵ^{uds}, respectivamente, y el factor de corrección, C_{b}, para el valor $S > S_{cut}$, utilizando la muestra de sucesos simulados.

3. Asumir un valor de R_{c}. Consideraremos el valor de R_{c} que predice el Modelo Standard para una masa del top de 179 GeV, $R_{\mathsf{c}}^{SM} = 0.172$, puesto que las medidas experimentales actuales son compatibles con él.

4. Resolver las ecuaciones (2.18) y (2.19) conjuntamente para las dos variables ϵ^{b} y R_{b}.

Este análisis se realiza para distintos valores del corte en significación estadística, S_{cut}, de forma que para cada S_{cut} escogido se obtiene una medida de R_{b} y otra de ϵ^{b}. De este modo se estudia la evolución con el corte de los parámetros del Monte Carlo y de los resultados obtenidos. El objetivo del análisis así realizado es determinar R_{b} en la región de S_{cut} donde el error sea menor y por tanto optimizar la medida.

La probabilidad de seleccionar un quark b en un hemisferio, para datos y Monte Carlo, en función de S, ϵ^{b}, obtenida resolviendo las ecuaciones del *double tag*, se muestra en la gráfica 5.1, La diferencia entre el valor de ϵ^{b} medido en los datos y el predicho por la simulación es menor que un 5% relativo, y es independiente del valor de S en un amplio rango. Esta discrepancia no se traduce directamente en un error en R_{b}, puesto que la eficiencia del Monte Carlo no se usa. Sin embargo, este desacuerdo podría indicar que los parámetros obtenidos con el Monte Carlo, ϵ^{c}, ϵ^{uds} y C_{b} no representan correctamente los que se tienen en la muestra real. Este efecto será tenido en cuenta en la estimación de los errores sistemáticos.

Por otra parte al resolver las ecuaciones (2.18) y (2.19) se obtiene el valor de R_{b}, cuya dependencia con S se muestra en la gráfica 5.2. R_{b} debería ser independiente de S en todo el rango de valores y, sin embargo, se observa que para purezas bajas, $P_{\mathsf{b}} \sim 60\%$ (valores pequeños de S), R_{b} no es estable. En esta zona la contaminación de quarks uds y c es grande, por lo que cualquier problema asociado con la simulación o reconstrución de estos quarks se pondría de manifiesto en esta región.

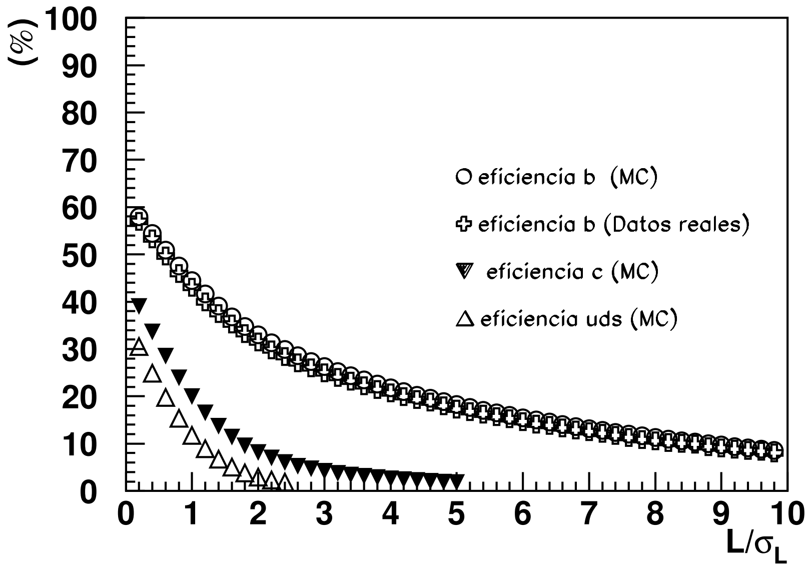

Figura 5.1: Valores de las eficiencias en función de S con el método *double tag*.

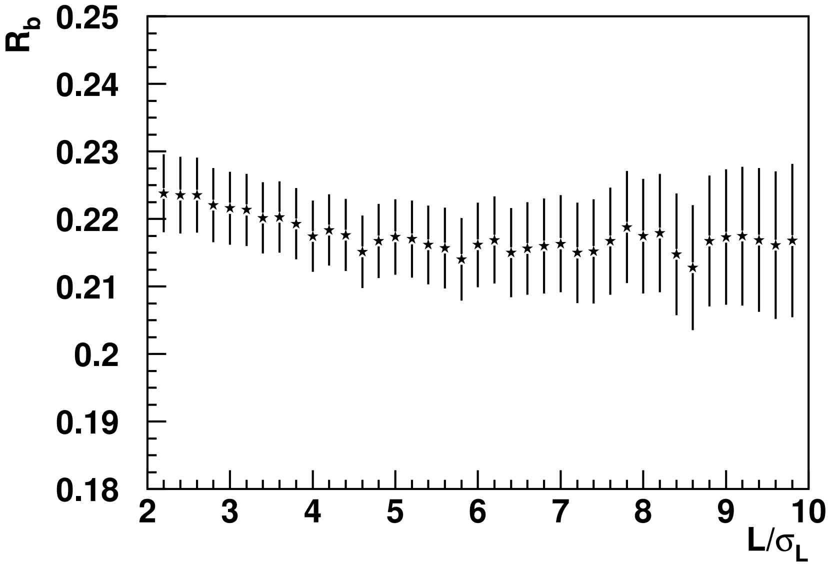

Figura 5.2: Valor de R_b en función de S utilizando el método *double tag*.

A continuación describiremos detalladamente todos los errores que contribuyen a la medida de R_{b}, puesto que serán relevantes a la hora de escoger el valor de S_{cut} para el que daremos el resultado final.

5.1.1 Error estadístico

El error estadístico en R_{b} depende del número de hemisferios que han pasado el corte en significación estadística, N_t, y del número de sucesos en los que los dos hemisferios han pasado este corte, N_{tt}. El primero es proporcional a la eficiecia de seleccionar un hemisferio y el segundo a ésta al cuadrado. La estadística de sucesos N_{tt} es menor que la de N_t y será la que domina el error en R_{b}.

5.1.2 Errores sistemáticos

Los errores sistemáticos en R_{b} considerados en este análisis provienen de la incertidumbre en los parámetros utilizados al simular la muestra de sucesos $\mathsf{q\bar{q}}$ del Monte Carlo, del desconocimiento de la resolución del detector y, en último caso, de la estadística del Monte Carlo. Estos errores afectan directamente a las eficiencias ϵ^{c}, ϵ^{uds} y C_{b}, y se propagarán como errores sistemáticos en R_{b}.

Errores sistemáticos que afectan a ϵ^{c} y ϵ^{uds}

Las eficiencias ϵ^{c} y ϵ^{uds} que intervienen en las ecuaciones (2.18)-(2.19) se han determinado con la simulación Monte Carlo. Los errores sistemáticos que se cometen al calcular estas cantidades se estiman variando los parámetros utilizados en el Monte Carlo para simular la muestra de quarks c y quarks uds.

Para calcular la eficiencia de detectar un quark c es necesario controlar las propiedades de producción y desintegración de los hadrones con encanto (hadrones que contienen quarks c, tales como D^0, D^+, D_s y Λ_{c}), puesto que tienen vidas medias que varían en un rango bastante amplio (desde 0.2 a 1.1 ps).

Los parámetros que hemos modificado, siguiendo las recomendaciones del Lep Electroweak Heavy Flavour Working Group [32], son los siguientes (ver tabla A.1 del apéndice A):

- el valor medio del parámetro de fragmentación de los quarks c, $< x_E(c) >$;
- la fracción de hadrones D^+, D_s y Λ_c en sucesos $\mathsf{c\bar{c}}$;
- la vida media de los hadrones con encanto;
- la multiplicidad de las partículas en las que decaen los hadrones con encanto;
- la fracción de gluones decayendo a pares de quarks $\mathsf{c\bar{c}}$ y $\mathsf{b\bar{b}}$ en sucesos $\mathsf{c\bar{c}}$ (*gluon splitting*).

La incertidumbre en la muestra de uds proviene, fundamentalmente, de la contaminación residual de hadrones ligeros con alta vida media y de la fracción de *gluon splitting*. En este caso hemos variado (ver tabla A.1):

- la fracción de K^0 y Λ en sucesos uds;
- la fracción de *gluon splitting* ($g \to \mathsf{c\bar{c}}$ y $g \to \mathsf{b\bar{b}}$) en sucesos uds.

Errores sistemáticos que afectan al factor de corrección C_b

En este caso distinguiremos entre dos tipos de errores sitemáticos: el que proviene de los parámetros utilizados en la simulación de la muestra de sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ y el que se origina a partir de las distintas fuentes que contribuyen a dar un factor de corrección distinto de uno.

En el primer caso hemos variado (ver tabla A.1):

- el valor medio del parámetro de fragmentación de los hadrones B, $< x_E(b) >$;
- la multiplicidad de la desintegración del B en partículas cargadas;
- las vidas medias de los hadrones B.

En el segundo caso es necesario estudiar las fuentes que pueden dar lugar a una correlación entre los dos hemisferios. Los efectos que hemos considerado son los siguientes:

- **Efectos geométricos del detector.** Los dos hadrones $\mathsf{b}\overline{\mathsf{b}}$ de un suceso se producen con alta probabilidad *back to back*, y por lo tanto, la señal se recoge en zonas del detector que son geométricamente opuestas. Si la eficiencia del detector no es completamente uniforme, se introduce una correlación entre ambos hemisferios que es función de la φ y la θ del *thrust* del suceso.

- **Efectos de reconstrucción.** El vértice primario que se reconstruye para cada suceso es común para los dos hemisferios. Por esta razón, cualquier pequeño desplazamiento en la reconstrucción daría un valor de $S = L/\sigma_L$ menor para uno de los hemisferios y mayor para el otro, lo que induciría una correlación entre las probabilidades de distinguir los dos quarks.

- **Efectos debidos a la física del suceso.** En el caso de que al producirse el par $\mathsf{q}\overline{\mathsf{q}}$ se emita uno o mas gluones, éstos se llevarán parte de la energía de los quarks iniciales siendo menos probable seleccionar los dos hemisferios para el análisis.

El procedimiento seguido para estimar el error sistemático que proviene de cada una de estas fuentes, es el que se describe a continuación.

El factor de corrección, C_b, expresa el hecho de que la identificación de un quark b en un hemisferio se ve afectada por la identificación del quark b en el otro. Esto es, si designamos por $P(t_i)$ la probabilidad de identificar el hemisferio i como un quark b, la probabilidad de identificar ambos hemisferios será:

$$P(t_1 \cap t_2) \equiv P(t_2/t_1)P(t_1) = C_b P(t_2)P(t_1) \tag{5.1}$$

de modo que:

$$C_{\mathsf{b}} = \frac{P(t_2/t_1)}{P(t_2)} \tag{5.2}$$

Cada una de las posibles fuentes que dan lugar a un factor de corrección, C_{b}, distinto de uno, se ha cuantificado utilizando una variable q que afecta a la identificación de cada hemisferio. Introduciendo la dependencia en esta variable, los términos que aparecen en la ecuación (5.2), se pueden expresar como:

$$P(t_2/t_1) = \int P(t_2/q_2) f(q_2/t_1) dq_2 \tag{5.3}$$

$$P(t_2) = \int P(t_2/q_2) f(q_2) dq_2 \tag{5.4}$$

donde $f(q_2)$ es la densidad de probabilidad de la variable q para el hemisferio 2 y $f(q_2/t_1)$ es la densidad de probabilidad de la variable q para el hemisferio 2, siempre que el hemisferio 1 haya sido identificado como un quark b. Así evaluamos, para cada posible fuente q, el factor C_b^q como:

$$C_{\mathsf{b}}^q = \frac{\int P(t_2/q_2) f(q_2/t_1) dq_2}{\int P(t_2/q_2) f(q_2) dq_2} \tag{5.5}$$

La variable q utilizada en cada caso es:

1. Si el factor de corrección es debido a los efectos geométricos del detector se definen $q = \cos\theta$ y $q = \varphi$, siendo θ y φ los ángulos polares y acimutales del jet más energético.

2. Si la correlación proviene de la reconstrucción del vértice primario la variable q se define de la siguiente forma: se reconstruye un vértice primario en cada hemisferio, imponiendo y sin imponer el vértice medio cada 200 sucesos; al hemisferio en que la distancia entre estos dos vértices es mayor se le asigna $q = +1$ y al otro $q = -1$.

3. Para medir el efecto que proviene de la física del suceso se utiliza como variable q el valor del *thrust* del suceso:

   $$T = max \sum \frac{\vec{E}_i \vec{u}_T}{\sum |\vec{E}_i|} \tag{5.6}$$

   donde $\vec{u}_T$ es la dirección que maximiza la proyección de las energías, E_i, de cada partícula del suceso. Se define $q = +T$ para el hemisferio con el jet más energético y $q = -T$ para el otro.

El factor C_{b} se estima utilizando la muestra de sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ del Monte Carlo. Lo que designaremos como error sistemático procedente de cada contribución será la diferencia entre el valor de C_{b}^q obtenido en datos y el valor de C_{b}^q calculado con el Monte Carlo en una muestra de un 80% de pureza en sucesos $\mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}$, en ambos casos.

Como se puede apreciar en las gráficas 5.3 las contribuciones mayores al error sistemático en el factor de corrección provienen de la emisión de gluones y de la reconstrucción del vértice primario. El error total se calcula como la suma cuadrática de la contribución de cada componente.

Errores sistemáticos debidos a la resolución del detector

En el capítulo 3 estudiamos los parámetros de la traza, δ y σ_δ, para obtener el mejor acuerdo posible entre los datos y el Monte Carlo. A pesar de ello fue necesario distorsionar ligeramente la variable S en este último para que la resolución se pareciera más a la de los datos.

Es posible, sin embargo, que la resolución de la simulación Monte Carlo sea aún diferente a la de los datos reales. Para poner un límite máximo al error en R_{b}, debido al desconocimiento en la resolución del detector, distorsionaremos la variable S en la muestra simulada manteniendo el buen acuerdo con los datos reales ya obtenido. Esta distorsión en S no se puede traducir directamente en un cambio en la resolución de los parámetros de la traza. Sin embargo, un estudio indirecto y aproximado revela que la variación que hemos considerado en S, para estimar este tipo de error, corresponde a variar la resolución de δ en un 15% aproximadamente.

Errores sistemáticos debidos a la variación de R_{c}

El valor de R_{c} que hemos asumido, es el del Modelo Standard; esto es, $R_{\mathsf{c}} = 0.172$. Una variación de dicho parámetro con respecto al valor nominal supone una variación en el valor de R_{b} de:

$$\Delta R_{\mathsf{b}} = \left(\frac{\partial R_{\mathsf{b}}}{\partial R_{\mathsf{c}}}\right)(R_{\mathsf{c}} - 0.172) \tag{5.7}$$

El origen de esta fuente de error en R_{b} es distinto al de los errores sistemáticos descritos hasta el momento y, por lo tanto, será considerado de un modo explícito en el resultado

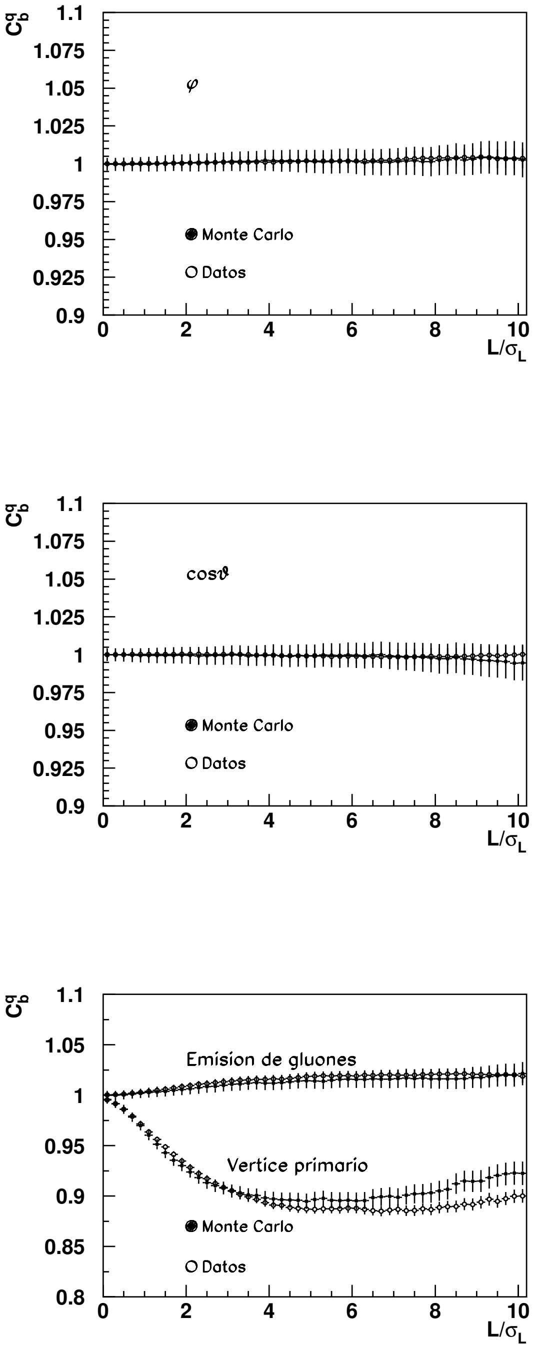

Figura 5.3: Valor de C_{b}^q para cada fuente q en una muestra 80% pura en sucesos $\mathsf{b\bar{b}}$ tanto en datos como en Monte Carlo.

final. Es preciso notar que la variación del valor de R_c dentro de los límites experimentales presentes supone una variación de R_b muy pequeña, comparada con las demás fuentes de error.

5.2 Resultados utilizando el método *double tag*

En la gráfica 5.4 se muestra el error total en R_b que proviene de la suma en cuadratura de las distintas fuentes discutidas en el apartado anterior. Para purezas bajas ($S < 3$), la contribución mayor es debida a la simulación de la resolución del detector. En esta zona se encuentran sucesos de contaminación c y uds cuyos valores de S ($S \sim 2-3$) son distintos de cero debido a la resolución del detector. Por ello pequeñas variaciones en ésta afectan a la determinación de los parámetros ϵ^c y ϵ^uds, lo que explicaría el comportamiento no estable de R_b, observado en esta región, en la figura 5.2.

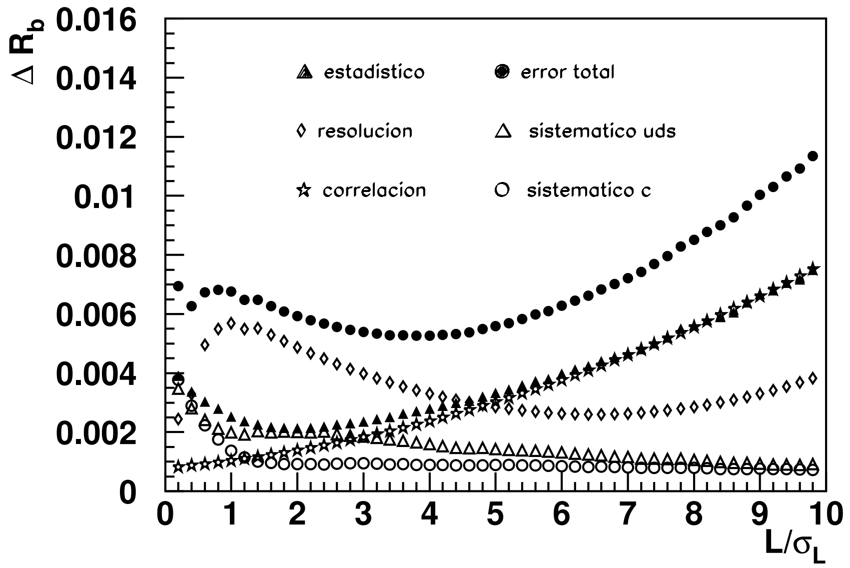

Figura 5.4: Componentes que contribuyen al error en R_b utilizando el método *double tag*.

Puesto que lo que nos interesa es medir R_{b} con la máxima precisión posible, escogeremos, para obtener el resultado final, el valor de S_{cut} que minimice la suma del error estadístico y sistemático en R_{b}, siendo éste $S_{cut} = 4$. Para este valor de corte la pureza de sucesos $\mathsf{b\overline{b}}$ que se obtiene es de un 85%.

El número de hemisferios cuya significación estadística es mayor que 4, y el número de sucesos tales que los dos hemisferios han pasado este corte es el que se muestra en la tabla 5.1.

N_t	N_{tt}
60807	5109

Tabla 5.1: Número de hemisferios y sucesos con $S > 4$.

La probabilidad de que quarks c o uds tengan una significación estadística mayor que 4, y el factor de corrección para este mismo valor, calculados con el Monte Carlo son los siguientes:

$$\epsilon^{\mathsf{c}} = 2.615 \pm 0.026(est) \pm 0.054(sist)\%$$

$$\epsilon^{\mathsf{uds}} = 0.658 \pm 0.007(est) \pm 0.027(sist)\%$$

$$C_{\mathsf{b}} = 0.9870 \pm 0.0068(est) \pm 0.0069(sist)$$

El valor de R_{b} obtenido para $S_{cut} = 4$, utilizando el método *double tag*, es:

$$R_{\mathsf{b}} = 0.2172 \pm 0.0027(est) \pm 0.0045(sist) \pm 0.086(R_{\mathsf{c}} - 0.172)$$

En la tabla 5.2 aparecen las contribuciones al error sistemático en R_{b}, para $S > 4$, que provienen de la simulación de quarks c y de quarks uds, de la correlación y de la resolución del detector.

Por otra parte la eficiencia de seleccionar un quark b en un hemisferio para el mismo valor de S es:

$$\epsilon^{\mathsf{b}} = 20.77 \pm 0.25(est) \pm 0.33(sist)\%$$

En el apéndice A están descritas con detalle cada una de las contribuciones al error en ϵ^{c}, ϵ^{uds} y C_{b} que se traducen en los errores sistemáticos en R_{b}, para $S > 4$.

Fuente de error	$\mathbf{\Delta R_{\mathsf{b}}}$
c	.09%
uds	.17%
Correlación	.22%
Resolución del detector	.34%
Error total	**.45%**

Tabla 5.2: Error en R_{b} debido a las diferentes contribuciones, para $S > 4$, con el método *double tag*.

Una forma de reducir los errores en R_{b} debidos a la contaminación de quarks uds y a la resolución del detector, es utilizar el método *folded double tag* para la misma muestra que tenemos ahora.

5.3 Análisis del método *folded double tag*

En este caso consideraremos tanto los vértices para los que $S > 0$ como aquéllos en los que $S < 0$ por efecto de resolución. La diferencia entre el número de vértices con $S > 0$ y $S < 0$ se muestra en la gráfica 5.5, siendo muy bueno el acuerdo entre datos y Monte Carlo.

Para calcular R_{b} utilizando el método *folded double tag* será necesario:

1. Contar en la muestra de hadrones, N_h, el número de hemisferios y de sucesos N_v, $N_{\overline{v}}$, N_{vv}, $N_{\overline{v}\overline{v}}$ y $N_{v\overline{v}}$ que han pasado el corte en significación estadística (el significado de cada una de estas variables viene descrito en la sección 2.2.3).

2. Calcular los valores de $\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}}$, $\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}}$, y C_{b} utilizando el Monte Carlo.

3. Asumiremos el mismo valor de R_{c} que utilizamos con el método *double tag*.

4. Resolver las ecuaciones (2.14) y (2.15) simultáneamente, teniendo en cuenta el factor de corrección, para $\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}}$ y R_{b}.

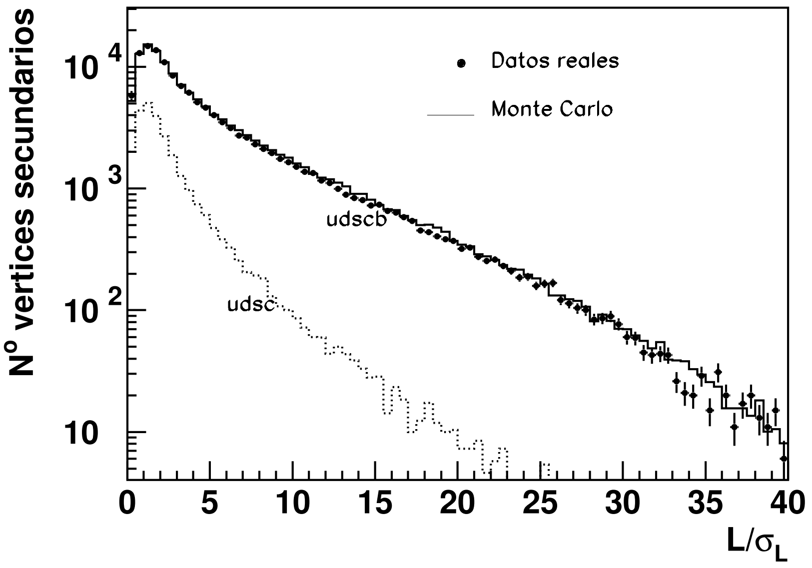

Figura 5.5: Diferencia entre los vértices con $S > 0$ y $S < 0$.

En la gráfica 5.6 se muestra la variación de $\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{b}}$ en función del valor de la significación estadística para datos y Monte Carlo, donde se sigue observando una diferencia residual de un 5% relativo. Sin embargo, el valor de R_{b} (fig. 5.7) es estable incluso para valores bajos de S. Con este método hemos reducido el efecto que produce cualquier problema en la simulación del Monte Carlo tanto a nivel de generar los sucesos de contaminación como problemas de simulación de la resolución del detector.

5.4 Resultados utilizando el método *folded double tag*

Para obtener el resultado de R_{b} aplicando este método, utilizaremos la misma muestra que usamos para determinar R_{b} con el método *double tag*, es decir, todos los hemisferios y sucesos en los que el valor de la la significación estadística sea mayor que cuatro, que en este caso será $|S| > 4$, por construcción del método.

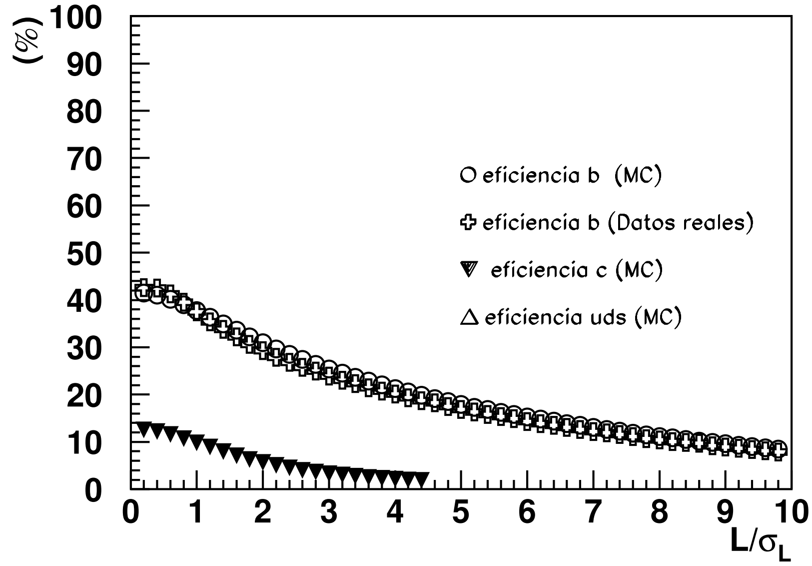

Figura 5.6: Valores de la eficiencia, en función de S, utilizando el método *folded double tag*.

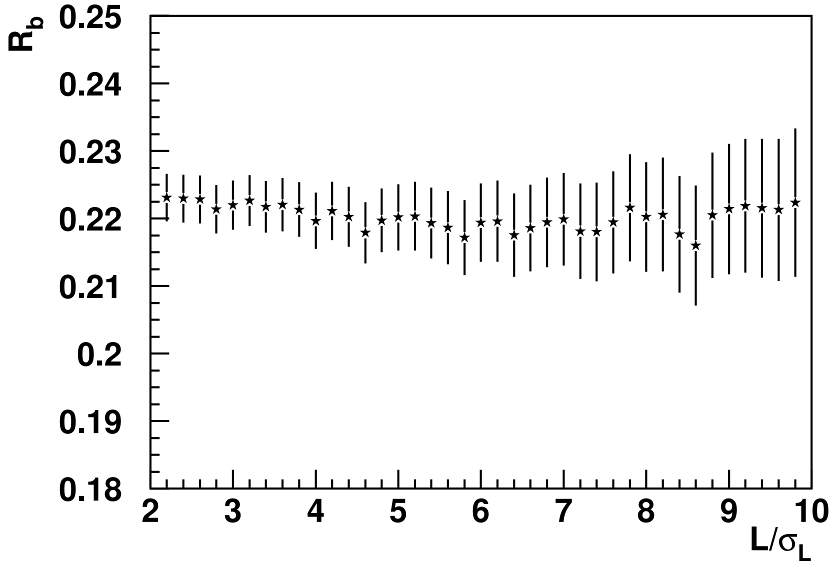

Figura 5.7: Valor de R_b en función del corte en S para el método *folded double tag*.

Los valores de N_v, $N_{\overline{v}}$, N_{vv}, $N_{\overline{v}\overline{v}}$, $N_{v\overline{v}}$ que se obtienen para $|S| > 4$ son:

N_v	$N_{\overline{v}}$	N_{vv}	$N_{\overline{v}\overline{v}}$	$N_{v\overline{v}}$
60807	5109	5329	20	340

Tabla 5.3: Numero de hemisferios y sucesos con $|S| > 4$.

Los parámetros calculados con el Monte Carlo y su error para el mismo valor de S_{cut} son los siguientes:

$$\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}} = 2.151 \pm 0.028(est) \pm 0.056(sist)\%$$

$$\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}} = 0.219 \pm 0.009(est) \pm 0.018(sist)\%$$

$$C_{\mathsf{b}} = 0.9896 \pm 0.0068(est) \pm 0.0064(sist)$$

El valor de R_{b} medido para $|S| > 4$ es:

$$R_{\mathsf{b}} = 0.2193 \pm 0.0029(est) \pm 0.0027(sist) \pm 0.086(R_{\mathsf{c}} - 0.172)$$

donde el error estadístico ha aumentado ligeramente y sin embargo el sistemático se ha reducido considerablemente. Esto ocurre porque el error debido a la resolución del detector y el que proviene de la simulación de la muestra de quarks uds son significativamente menores como puede apreciarse en la tabla 5.4. Este resultado es compatible con el

Fuente de error	**ΔR$_{\mathsf{b}}$**
c	.09%
uds	.12%
Correlación	.20%
Resolución del detector	.03%
Error total	**.27%**

Tabla 5.4: Error en R_{b} debido a las diferentes contribuciones, para $|S| > 4$, con el método *folded double tag*.

obtenido utilizando el método *double tag*.

Aplicando la corrección de la sección 1.4, necesaria para eliminar la contribución del diagrama con fotón a la producción de quarks $\mathsf{b}\overline{\mathsf{b}}$, tendremos:

$$\boxed{R^0_{\mathsf{b}} = 0.2196 \pm 0.0029(est) \pm 0.0027(sist) \pm 0.086(R_{\mathsf{c}} - 0.172)}$$

El valor de $\epsilon^{\mathsf{b}}_v - \epsilon^{\mathsf{b}}_{\overline{v}}$ para $|S| > 4$ es:

$$\epsilon^{\mathsf{b}}_v - \epsilon^{\mathsf{b}}_{\overline{v}} = 20.10 \pm 0.26(est) \pm 0.34(sist)\%$$

que, como ya mencionamos anteriormente, es prácticamente igual al valor de ϵ^b utilizando el método *double tag*.

En el apéndice A están detalladas todas las contribuciones al error en $\epsilon^{\mathsf{c}}_v - \epsilon^{\mathsf{c}}_{\overline{v}}$, $\epsilon^{\mathsf{uds}}_v - \epsilon^{\mathsf{uds}}_{\overline{v}}$ y C_{b} y su efecto en R_{b}.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo presentamos la primera medida de la fracción de sucesos $Z \to \mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}$ en desintegraciones hadrónicas del bosón Z, utilizando el método de la longitud de desintegración, en L3. Los datos utilizados son los recogidos por el detector L3 durante el año 1994, siendo el número de sucesos hadrónicos seleccionados, en la región $|\cos\theta_{tr}| < 0.7$, con información del detector de vértice de 566282.

Para determinar el valor de $R_{\mathsf{b}}^0 \equiv \frac{\Gamma(Z \to \mathsf{b}\bar{\mathsf{b}})}{\Gamma(Z \to \mathrm{had})}$ se han analizado dos métodos: el método *double tag* y el *folded double tag*. Ambos están diseñados para obtener la eficiencia de seleccionar un quark b en un hemisferio a partir de la muestra de datos reales, sin necesidad de tomarla como valor de *input* del Monte Carlo. Esto hace que los dos métodos sean poco sensibles a cualquier suposición sobre los parámetros del quark b utilizados para generar la muestra de sucesos $\mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}$ del Monte Carlo, con lo que se reducen enormemente los errores sistemáticos debidos a esta fuente.

El valor de R_{b}^0 se ha obtenido, con los dos métodos, en función del valor de la significación estadística, S. A partir de un estudio detallado de todos los errores que contribuyen al error en R_{b}^0 concluimos que el valor óptimo de S para obtener el resultado final es $S_{cut} = 4$, para el que la pureza de sucesos $\mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}$ es de un 85%. Los valores de R_{b}^0 obtenidos con los dos métodos para este valor de S son compatibles.

Sin embargo, se observa, que utilizando el método *folded double tag* se reducen considerablemente los errores en R_{b}^0 que provienen del desconocimiento de la resolución del detector y de la simulación de la muestra de quarks uds.

Por lo tanto el resultado final de R_{b}^0 que presentaremos en este trabajo será el obtenido con el método *folded double tag* para $|S| > 4$:

$$R_{\mathsf{b}}^0 = 0.2196 \pm 0.0029(est) \pm 0.0027(sist) \pm 0.086(R_c - 0.172)$$

La eficiencia para seleccionar un quark b en un hemisferio obtenida con este método es:

$$\epsilon_v^{\mathsf{b}} - \epsilon_{\bar{v}}^{\mathsf{b}} = [20.10 \pm 0.26(est) \pm 0.34(syst)]\,\%$$

El resultado es consistente con otras medidas de R_{b}^0 publicadas por los experimentos de LEP y SLC (ver apéndice B) y está a menos de una sigma del valor predicho por el Modelo Standard para la masa del quark top medida en CDF y D0 [33] (ver fig. 6.1).

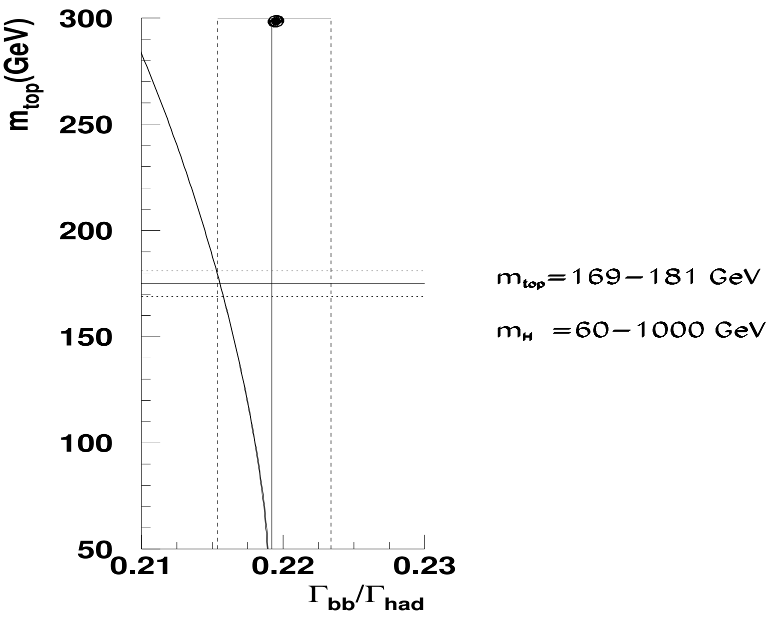

Figura 6.1: Valor medido de R_{b} y predicción del Modelo Standard.

Parametrizando las posibles desviaciones de $\Gamma(Z \to \mathsf{b}\bar{\mathsf{b}})$ respecto al valor predicho por el Modelo Standard como [34]:

$$\delta = \frac{\Delta\Gamma_{\mathsf{b}}}{\Gamma_{\mathsf{b}}^{\mathrm{SM}}}$$

obtenemos, a partir del valor medido en este trabajo, el intervalo de confianza [-0.02,0.07] para el parámetro δ, con un coeficiente de confianza del 95%.

Apéndice A

Errores sistemáticos

En este apéndice detallaremos la contribución de las posibles fuentes de error sistemático en los parámetros utilizados en la determinación de R_{b}^0, que fueron estimados mediante la simulación Monte Carlo.

En la tabla A.1 se muestran los parámetros variados en el Monte Carlo de acuerdo con las recomendaciones del LEP Electroweak Heavy Flavour Working Group [32].

Las contribuciones al error en ϵ^c, ϵ^{uds} y C_b utilizando el método *double tag* para $S > 4$ son las que aparecen en las tablas A.2, A.3 y A.4 respectivamente. El error en R_{b}^0 que proviene de cada una de ellas es el de la tabla A.5.

Con el método *folded double tag* se obtienen los errores en $\epsilon_v^c - \epsilon_{\overline{v}}^c$, $\epsilon_v^{uds} - \epsilon_{\overline{v}}^{uds}$ y C_b para $|S| > 4$, de las tablas A.6, A.7 y A.8 respectivamente. En la tabla A.9 se muestra cómo afectan estos errores al error en R_{b}^0.

Fuente de error	**valor±error**
Parámetro de fragmentación del b:	
$< x_E(b) >$	0.702 ± 0.008 [32]
Parámetros de la desintegración del b:	
vidas medias hadrones B	1.55 ± 0.05 ps [32]
multiplicidad desintegración B	5.73 ± 0.35 [32]
Fracciones en sucesos $c\overline{c}$:	
D^+	0.233 ± 0.028 [32]
D_s	0.102 ± 0.037 [32]
Λ_c	0.065 ± 0.029 [32]
$g \to c\overline{c}$	2.38 ± 0.048 % [32]
$g \to b\overline{b}$	$(0.13 \pm 0.04) \times g \to c\overline{c}$ [32]
Parámetros de la desintegración del c:	
vida media D^0	0.415 ± 0.004 ps [35]
vida media D^+	1.057 ± 0.015 ps [35]
vida media D_s	0.467 ± 0.017 ps [35]
vida media Λ_c	0.206 ± 0.012 ps [35]
Multiplicidad desintegración D:	[32]
$D^0 \to 0$ trazas cargadas	0.054 ± 0.011
$D^0 \to 4$ trazas cargadas	0.293 ± 0.023
$D^0 \to 6$ trazas cargadas	0.019 ± 0.009
$D^+ \to 1$ trazas cargadas	0.384 ± 0.023
$D^+ \to 5$ trazas cargadas	0.075 ± 0.015
$D_s \to 1$ trazas cargadas	0.37 ± 0.10
$D_s \to 5$ trazas cargadas	0.21 ± 0.11
multiplicidad $D \to K^0$	0.46 ± 0.06 [36]
Parámetro de fragmentación del c:	
$< x_E(c) >$	0.484 ± 0.012 [32]
Fracciones en sucesos uds:	
K^0 y Λ	JETSET $\pm$ 10%
$g \to c\overline{c}$	2.38 ± 0.048 % [32]
$g \to b\overline{b}$	$(0.13 \pm 0.04) \times g \to c\overline{c}$ [32]

Tabla A.1: Variación de los parámetros utilizados en la simulación del Monte Carlo para la determinación de los errores sistemáticos. El error en el parámetro de fragmentación del quark c se ha aumentado en un factor 1.5 para considerar las incertidumbres en la forma de la función de fragmentación.

Fuente de error	$\mathbf{\Delta\epsilon_{c}}$
Estadística del Monte Carlo	0.026%
fracción de D^+	+0.026%
fracción de D_s	-0.007%
fracción de Λ_c	-0.021%
vida media D^0	+0.012%
vida media D^+	+0.009%
vida media D_s	+0.006%
vida media Λ_{c}	0.002%
multiplicidad desintegración D^0	+0.011%
multiplicidad desintegración D^+	+0.009%
multiplicidad desintegración D_s	+0.010%
multiplicidad $D \to K^0_s$	-0.014%
$< x_E(c) >$	+0.030%
$g \to c\bar{c}$	+0.004%
$g \to b\bar{b}$	+0.003%
Error total	**0.060%**

Tabla A.2: Contribución al error en ϵ^{c} para un corte $S > 4$.

Fuente de error	$\mathbf{\Delta\epsilon_{uds}}$
Estadística del Monte Carlo	0.007%
K^0 y Hyperons	-0.026%
$g \to c\bar{c}$	+0.005%
$g \to b\bar{b}$	+0.005%
Error total	**0.028%**

Tabla A.3: Contribución al error en ϵ^{uds} para un corte $S > 4$.

Fuente de error	$\mathbf{\Delta C_{b}}$
Estadística del Monte Carlo	0.68%
Vértice primario	0.44%
dependencia en θ y φ	0.16%
emisión de gluones duros	0.40%
fragmentación hadrones B	0.05%
vida media hadrones B	0.03%
multiplicidad hadrones B	0.31%
Error total	**0.97%**

Tabla A.4: Contribución al error en C_{b} para un corte $S > 4$.

Fuente de error	ΔR_b^0
Sistemáticos del c:	**.09%**
Estadística del Monte Carlo	.04%
fracción D^+	.04%
fracción D_s	.01%
fracción Λ_c	.03%
vida media D^0	.02%
vida media D^+	.01%
vida media D_s	.01%
vida media Λ_c	.00%
multiplicidad D^0	.01%
multiplicidad D^+	.01%
multiplicidad D_s	.02%
multiplicidad $D \to K_s^0$	.02%
$< x_E(c) >$	.05%
$g \to c\bar{c}$	.00%
$g \to b\bar{b}$	.00%
Sistemáticos de los uds:	**.17%**
Estadística del Monte Carlo	.04%
K_s^0 y Λ	.15%
$g \to c\bar{c}$	.03%
$g \to b\bar{b}$	.03%
Sistemáticos Correlación:	**.22%**
Estadística del Monte Carlo	.16%
θ y ϕ	.03%
vértice	.10 %
emisión de gluones	.10%
$< x_E(b) >$	.02%
multiplicidad B	.07%
vida media B	.01%
Resolución del detector	**.34%**
Error total	**.45%**

Tabla A.5: Contribuciones al error en R_b^0 para un corte en $S > 4$ utilizando el método *double tag*.

Fuente de error	$\boldsymbol{\Delta}(\epsilon_{\mathsf{v}}^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{\mathsf{v}}}^{\mathsf{c}})$
Estadística del Monte Carlo	0.030%
fracción de D^{+}	+0.026%
fracción de D_s	-0.007%
fracción de Λ_c	-0.021%
vida media D^0	+0.012%
vida media D^{+}	+0.008%
vida media D_s	+0.006%
vida media Λ_c	0.003%
multiplicidad desintegración D^0	+0.008%
multiplicidad desintegración D^{+}	+0.009%
multiplicidad desintegración D_s	+0.010%
multiplicidad $\mathrm{D} \to \mathrm{K}^0_{\mathrm{s}}$	-0.013%
$< x_E(c) >$	+0.035%
$g \to c\overline{c}$	+0.002%
$g \to b\overline{b}$	+0.003%
Error total	**0.063%**

Tabla A.6: Contribución al error en $\epsilon_v^{\mathsf{c}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{c}}$ para un corte $|S| > 4$.

Fuente de error	$\boldsymbol{\Delta}(\epsilon_{\mathsf{v}}^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{\mathsf{v}}}^{\mathsf{uds}})$
Estadística del Monte Carlo	0.009%
K^0 y Hyperons	-0.017%
$g \to c\overline{c}$	+0.004%
$g \to b\overline{b}$	+0.004%
Error total	**0.020%**

Tabla A.7: Contribución al error en $\epsilon_v^{\mathsf{uds}} - \epsilon_{\overline{v}}^{\mathsf{uds}}$ para un corte $|S| > 4$.

Fuente de error	$\boldsymbol{\Delta}\mathbf{C}_{\mathsf{b}}$
Estadística del Monte Carlo	0.68%
Vértice primario	0.44%
dependencia en θ y φ	0.16%
emisión de gluones duros	0.40%
fragmentación hadrones B	0.05%
vida media hadrones B	0.03%
multiplicidad hadrones B	0.31%
Error total	**0.97%**

Tabla A.8: Contribución al error en C_{b} para un corte $|S| > 4$.

Fuente de error	**ΔR_b^0**
Sistemáticos del c	**.09%**
Estadística del Monte Carlo	.04%
fracción D^+	.04%
fracción D_s	.01%
fracción Λ_c	.03%
vida media D^0	.02%
vida media D^+	.01%
vida media D_s	.01%
vida media Λ_c	.00%
multiplicidad D^0	.01%
multiplicidad D^+	.01%
multiplicidad D_s	.02%
multiplicidad $D \to K_s^0$	.02%
$< x_E(c) >$	.05%
$g \to c\bar{c}$	.00%
$g \to b\bar{b}$	.00%
Sistemáticos de los uds	**.12%**
Estadística del Monte Carlo	.05%
K_s^0 y Λ	.11%
$g \to c\bar{c}$	.02%
$g \to b\bar{b}$	.02%
Sistemáticos Correlación	**.20%**
Estadística del Monte Carlo	.16%
θ y ϕ	.03%
vértice	.10 %
emisión de gluones	.10%
$< x_E(b) >$	.01%
multiplicidad B	.07%
vida media B	.01%
Resolución del detector	**.03%**
Error total	**.27 %**

Tabla A.9: Contribuciones al error en R_b^0 para un corte en $|S| > 4$ utilizando el método *folded*.

Apéndice B

Otras medidas de R_b^0

En este apéndice se presentan las medidas mas recientes de R_b^0 publicadas por diferentes experimentos.

Experimento	Valor de R_b^0	Método
ALEPH [37]	$0.2158 \pm 0.0009 \pm 0.0011$	Multi. Tag
DELPHI [38]	$0.2164 \pm 0.0008 \pm 0.0009$	Multi. Tag
L3 [39]	$0.2176 \pm 0.0015 \pm 0.0026$	Par. Imp. +Lepton Tag
OPAL [40]	$0.2175 \pm 0.0014 \pm 0.0015$	Multi. Tag
SLD [41]	$0.2124 \pm 0.0024 \pm 0.0017$	Multi Tag

La medida de R_b^0 utilizando el método de la longitud de desintegración sólo se ha publicado por los experimentos DELPHI y OPAL, siendo los siguientes:

Experimento	Valor de R_b^0	Método
DELPHI [42]	$0.2176 \pm 0.0028 \pm 0.0027$	Long. Des.
OPAL [42]	$0.2190 \pm 0.0014 \pm 0.0021$	Long. Des.+Lepton Tag

Bibliografía

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys **22** 579(1961).
S. Weinberg, Physical Review Letters 19 1264(1967).
A. Salam, Proceedings 8^{th} Nobel Symposium (1968), Estocolmo, Ed. Svartholm.

[2] Ellis,R.K.,Ross,D.A., Terrano, A.E., Nucl. Phys **B178** 421(1981).

[3] Altarelli, G., Parisi, Nucl. Phys **B136** 298 (1977).

[4] Fox, G.C., Wolfram, S., Nucl. Phys **B168** 285 (1980).
Field, R.D.,Wolfram, S., Nucl. Phys **B213** 65(1983).

[5] Field, R.D., Feynman, R.P., Nucl. Phys **B136** 1(1978).

[6] Artru, X., Mennessier, G., Nucl. Phys **B70** 93 (1974).

[7] F.A.Berends, S.Jadrach, R.Kleiss, Nucl. Phys. **B202** 63 (1982).

[8] F.A.Berends, G.Burgers, W.L.Van Neerven, Nucl. Phys. **B297** 429 (1988).

[9] B.Kniehl, J.Kiihm, Nucl. Phys **B329** 547 (1990).

[10] Consoli and Hollik in "Physics at LEP", Vol I CERN 89-08.

[11] J.Bernabéu, A.Pich, A.Santamaría, Nucl. Phys. **B363** 326 (1991).

[12] CERN-TH/95-314
DOE/ER/40717-22
CTP-TAMU-46/95

ACT-15/95
hep-ph/9512288
J.Ellis *et al.*

[13] CERN-TH/95-326
FISIST/14-95/CFIF
NTUTH-95-11
C.Bhattacharyya.

[14] CERN-PPE/96-91
A.Blondel *et al.*

[15] CTP-TAMU-41/94
TRI-PP-94-71
hep-ph/9408375
J.T.Liu.

[16] E.Etzion, *A High Purity Measurement of R_b at SLD*, Proceedings of XXXIst Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France (1996);
SLAC-PUB-96-7170.

[17] G.Bachy, A.Hofmann , S.Myers,
The LEP collider: construction, project and outlook, CERN-LEP/89-44.
LEP Design Report, Vol I, *The LEP main ring*, CERN-LEP/84-01 (1984)

[18] I.Wilson and H.Henke, it The LEP main ring accelerating structure, CERN 89-09 (1989).

[19] L3 Collab., B.Adeva *et al.* Nucl.Inst.Meth. **A 289** (1990) 35.

[20] D.N.Ren,*The L3 vertex chamber development and infrastructure*, Swiss Federal Institute of Tech., Zurich (1990).

[21] M.Acciarri *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A 351** (1994) 300.

[22] J.A.Bakken *et al.*, *Performance of a prototipe BGO calorimeter in an electron beam from 2 to 50 GeV*, Nucl. Inst. Meth. **A 257** (1987) 528.

[23] Y.Galaktinov *et al.*, *The performance of a uranium gas sampling calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 251** (1986) 258.

[24] A.Arefiev *et al.*, *A detailed study of the performance of the uranium-gas sampling calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 285** (1989) 403.

[25] B.Bleichert *et al.*, *The results from a uranium calorimeter using wire chamber read-out*, Nucl. Inst. Meth. **A 254** (1987) 529.

[26] A.Arefiev *et al. Analysis and simulation of hadronic showers in an uranium gas-sampling calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 288** (1990) 364.

[27] O.Adriani *et al. Hadron calorimetry in the L3 detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 302** (1991) 53.

[28] M.Adam *et al.*, "The Forward-Backward Muon Detector of L3", to be published in Nucl.Inst.Meth.

[29] Tesis Doctoral Medida de la vida media de los hadrones con belleza a las energías del bosoón Z, Facultad de Ciencias, Universidad Complutense de Madrid, Madrid 1997.

[30] L3 Internal Note 1747.
D.Bourilkov *etal.*
A comparison between L3 beam position measurement and LEP BOM data at IP 2.

[31] L3 Internal Note 1948.
D.Bourilkov *etal.*
TEC offline PRACTICAL guide.

[32] LEPHF/96-01
ALEPH Note 96-099
DELPHI 96–67 PHYS 627
L3 Note 1969
OPAL Technical Note TN391
Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1996 Conferences

[33] CDF Collab. F.Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
D0 Collab. S.Abachi *et al.* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2637.

[34] J.Bernabéu *et al*, Phys. Rev. Lett. **78** 2902 (1997).

[35] Particle Data Group, L.Montanet *et al.* Phys. Rev. D50, 1173 (1994).

[36] Mark III Coll., D.Coffman *et al.* Phys.Lett. **A B236** (1991) 135.

[37] ALEPH Collaboration, R.Barate *et al*, Phys. Lett. **B 401** (1997) 150;
ALEPH Collaboration, R.Barate *et al*, Phys. Lett. **B 401** (1997) 163;

[38] DELPHI Collaboration, *Measurement of the partial decay width* $R_{\mathsf{b}}^{0} = \Gamma_{\mathsf{b}\bar{\mathsf{b}}}/\Gamma_{\mathrm{had}}$ *with the DELPHI detector at LEP* DELPHI 97-106 CONF 88 contributed paper to the EPS conference Jerusalem, 1997, EPS-419.

[39] L3 Collaboration, *Measurement of the Z Branching fraction into Bottom Quarks Using Double Tag Methods*, L3 Note 21114, contributed paper to EPS conference Jerusalem, 1997, EPS-489.

[40] OPAL Collaboration, K.Ackerstaff *et al*, Z. Phys. **C74** (1997) 1.

[41] SLD Collaboration, SLAC-PUB-7585
contributed paper to EPS conference Jerusalem, 1997, EPS-118.

[42] 'R_{b} measurement using vertexing techniques', Glen Crawford, Proceedings of the 28^{th} International Conference on High Energy Physics, Wold Scientific, Singapore (1996) 1324.

Agradecimientos

Por último, y aunque sea lo primero que muchos leen, quiero agradecer a todas aquellas personas que me animaron, apoyaron y...me aguantaron durante estos cuatro años. ¿Y por qué no? también a los que me desanimaron y me hicieron pensar en dedicarme a otra cosa poniendo a prueba mi fuerza de voluntad.

En primer lugar agradezco a Javier Berdugo, co-director de esta tesis, su ayuda, ánimos (y desánimos a veces), su colaboración, y sobre todo el interés que mostró siempre por este trabajo (incluso a veces más que yo...), sin olvidar las interesantes discusiones en Ginebra, en el *bar de mi camarero.* A Carlos Mañá le agradezco enormemete su ayuda en todo lo que pudo.

A Manuel Aguilar por haberme dado la oportunidad de poder trabajar en el grupo de física de partículas, y a Marcos Cerrada.

A todos los becarios del CIEMAT que supieron crear un ambiente de trabajo, y fuera del trabajo, tan agradable: Cruz Fouz, Jorge Casaus, Eusebio Sánchez, Javier R. Calonge, Carmen Palomares, David Fernández y Pablo García. Tampoco me puedo olvidar de los *seniors* del grupo (sobre todo de algunos) como Begoña de la Cruz, Isabel Josa, Jesús Salicio, Nica Colino, Pedro Ladrón y Juán Alcaraz.

A todos mis amigos del CERN y de Madrid que estuvieron siempre conmigo en los mejores y peores momentos: Claudia Cecchi, Gonzalo Gracia, María Aguilar, Ana Buendía, Pigi, Vincenzo, Coté, Arne, Mariángeles, Belén, Sajan, Davide, Maneesh, y muchísimos mas...

Y por supuesto no me puedo olvidar de mi familia, de mi Madre y mi Padre, mis hermanas Eva y Rocío, mi tía María Dolores, y de Rafa y Walter, que tanto me ayudaron

durante este tiempo, y que espero que después de leer este trabajo entiendan algo mejor lo que hago.