Agradecimientos

En primer lugar, quiero dedicar este trabajo a mi director, Javier Berdugo Pérez, sin cuya ayuda no hubiera sido ni una sombra de lo que es. Muchas gracias por todo lo que me ha enseñado durante estos años, y no solo de física. También quiero dedicar esta tesis a Pablo García Abia que durante tantos días ha compartido conmigo el trabajo y las juergas, tanto en Madrid como en Ginebra, y que siempre ha estado dispuesto a ayudarme, a cualquier hora del día o de la noche. Quiero también agradecer todo el trabajo de Carlos Maña Barrera, mi codirector de tesis, cuya ayuda ha sido imprescindible en toda la parte teórica o estadística de este trabajo.

Asimismo quiero agradecer a todo el grupo de Física de Partículas del CIEMAT, con quienes he disfrutado de los períodos que he pasado en Madrid, y a quien agradezco en particular los enormes medios materiales y humanos que he tenido a mi disposición. Gracias a Manuel Aguilar-Benítez, por su trabajo como jefe de grupo. A Marcos Cerrada, por su eterna disponibilidad y en particular su inapreciable ayuda en el tedioso proceso de las últimas correcciones. A Begoña de la Cruz, por su sonrisa, por su generosidad. A Conchita Braña, quien es capaz de convertir en un placer los trámites burocráticos. A David Fernández, por enseñarme lo que es importante en la vida. A Enrique González, por su siempre apreciada ayuda y su disponibilidad. A Eusebio Sánchez, fuente inagotable de simpatía y amabilidad. A Jesús Salicio, por su imprescindible e infatigable ayuda en los problemas informáticos. A Javier Rodríguez, por su preocupación y su entrega. A Jorge Casaus, nuestro experto en QCD, por su simpatía y la gran ayuda que me ha prestado siempre en este tema. A Loli Torras, a quien siempre guardaré en un rincón de mi corazón. A Maneesh Wadhwa, nuevo miembro del grupo, por su inapreciable amistad y su ayuda desde que lleguá por primera vez al CERN. A María Chamizo, con quien he disfrutado tantas horas de trabajo en los últimos meses, por su simpatía, por su paciencia. Y a todos los demás miembros del grupo, Antonio Ferrando, Carlos Burgos, Carlos Puras, Luciano Romero, Miguel Angel Ariza, Pedro Ladrón de Guevara....

También quiero agradecer al resto de los miembros del grupo, con quienes he compartido mi estancia de más de dos años en Ginebra. A Isabel Josá, a quien lamento no haber conocido mejor. A Germán Fernández, por estar siempre disponible, para cualquier detalle. A Juanito, nuestro padre espiritual a nuestra llegada a Ginebra y con quien he tenido allí las más largas e interesantes discusiones. A Nica Colino, un tipo fuera de serie, por todo lo que me ha enseñado. A José Salicio, un pilar imprescindible para todo español en el CERN.

Y a tanta gente que ha hecho más agradable mi estancia en el Norte: Brigitte, Carmen, Chiara, Dave, Eva, Jesús, Nilo, Paola, Ulpiano y tantos otros que olvido. En especial a los que han compartido mi casa y han sufrido como ninguno mis habilidades culinarias: Damon, Jorge, Ofer, Philippe y Susana.

Quiero recordar asimismo a los miembros del grupo de “Heavy Flavours” y demás miembros de L3. A TieSheng Dai, con quien he gastado tantos días y tantas noches discutiendo. A Tim McMahon, quien fue mi puente de unión en los primeros meses de despiste. A Patty McBride, por toda la física que aprendí con ella. A Bob van der Zwaan, por su amistad y para que se lea esta tesis y no olvide su español. A Bob Clare, por su profundo conocimiento de la física de sabores pesados. Y a Ingrid Clare, la mujer más simpática de todo L3. A Ghita Callot-Rahal, asimismo por su sabiduría, por su entrega. A Gouhua Wang, por todas las noches que hemos compartido, trabajando o charlando cuando nos cansábamos de trabajar. A Ian Brock, un tío que sabe mucho y con quien siempre es un placer trabajar. A Sylvie Rosier, una mujer maravillosa. A Vincenzo Inocente, que siempre ha estado dispuesto a atenderme cuando iba a darle la ‘plasta’ con los problemas más difíciles. Y a tanta gente que me ha ofrecido su ayuda y su amistad en L3: Aly Syed, Claudio Luci, Elisabetta Gallo, Wenwen Lu....

También agradecer a todos los miembros del tribunal, con una mención especial a Juan Antonio Rubio, por su ejemplo de lucha todos estos años.

Para terminar con los físicos, querría recordar a la persona que me enseñó a amar la Física, D$^{\text{ña}}$ Pilar Queipo, mi primera profesora de esta asignatura.

Quiero dedicar también este trabajo a mi familia, a mis padres, a mis hermanas, a mis cuñados, a mis sobrinos. Mil gracias por estar siempre a mi lado, por confiar en mí.

Y por último agradecer a tantísimos amigos, por los cuales me siento un privilegiado. A Lluis Boby, a quien nunca podré agradecer bastante todo lo que me ha enseñado. A Cristina Ch., Maisa B., Maria M. y Rocío H., de las que tanto he aprendido. A mi mejor amigo, Juan Carlos A. A Isabel C., Manuel R. y Ramón R., unos amigos de lujo. A Clara y Julia A., Eduardo G., Joaquín Ly, Maria A., M^a Angeles L., Miguel S., Paloma B., Sofía N., a toda la gente con la que he vivido la mejor experiencia de mi vida en el ‘Pozo del Huevo’, y a tantos otros con cuya lista podría rellenar muchas páginas.

Gracias a todos y cada uno, porque sin su contribución hoy no sería lo que soy, para bien o para mal.

Introducción

La Teoría Unificada de Interacciones Electrodébiles y la Cromodinámica Cuántica constituyen el llamado Modelo Standard. Dicho modelo describe muy satisfactoriamente las interacciones entre partículas elementales observadas en laboratorio culminando con el descubrimiento de los bosones vectoriales intermedios masivos $W^{\pm}$ y Z en el CERN. Hay sin embargo una gran cantidad de parámetros libres en dicho modelo (constantes de acoplo, masas,...) y cuestiones sin resolver, lo cual hace necesario realizar estudios de precisión.

Algunas de estas cuestiones se pueden estudiar en interacciones e^+e^- con gran ventaja sobre otro tipo de colisiones dado que sus características permiten realizar estudios de muy alta precisión tanto en la determinación de parámetros del Modelo Standard como en el estudio de posibles desviaciones sobre sus predicciones. En particular, un estudio detallado de la producción de quarks pesados en interacciones e^+e^- nos permite estudiar los diferentes tipos de interacciones descritos en el Modelo Standard. Así, mediante la determinación de secciones eficaces de producción y asimetrías de carga podemos realizar estudios de precisión sobre el sector de las interacciones neutras mediadas por los fotones y los bosones masivos Z, mientras que la medida de vidas medias, anchuras de desintegración y oscilaciones en el sistema $B^0 - \bar{B}^0$ proporciona información sobre el sector de las interacciones débiles cargadas mediadas por los bosones $W^{\pm}$. En ambos casos, al tratarse de quarks en el estado final, juega tambien un papel importante la Cromodinámica Cuántica.

El acelerador LEP, colisionador de e^+e^- que en su primera fase trabaja a energías en el centro de masas cercanas a la masa del bosón Z, ha recogido desde su entrada en funcionamiento (Junio 1989) gran cantidad de datos. Ello es debido tanto a la gran magnitud de las secciones eficaces para estas energías (típicamente varios nanobarns, ver figura 0.1) como a la gran luminosidad proporcionada por el acelerador.

Tras tres años de toma de datos, los resultados combinados de los cuatro experimentos de LEP constituyen una de las medidas más precisas sobre este tópico, haciendo cada vez más necesaria la comprensión y reducción de los errorres sistemáticos tanto desde el punto de vista experimetal como teórico.

En el trabajo presentado en esta memoria se realiza un estudio del proceso de producción del quark b en colisiones e^+e^- a energías de centro de masa en torno a la masa del Z^0. Los sucesos $b\bar{b}$ son identificados a través de su desintegración semileptónica en muón. Los datos analizados han sido obtenidos en el detector L3 en el acelerador LEP (CERN, Ginebra) durante

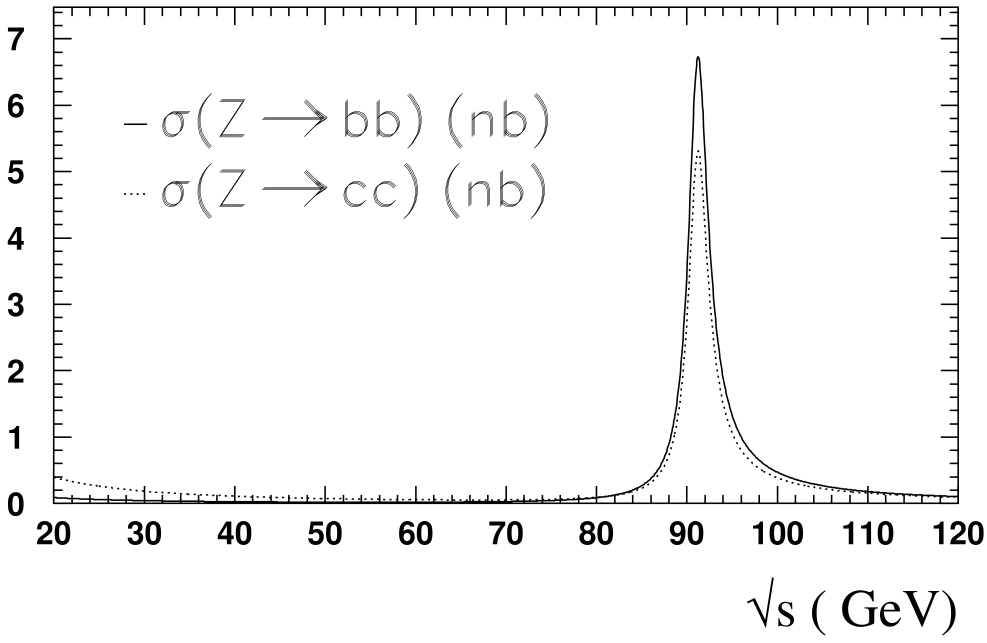


Figura 0.1: *Secciones eficaces* $\sigma_{b\bar{b}}$ *y* $\sigma_{c\bar{c}}$ *en función de* s.

los años 1991 y 1992. En el análisis se han empleado cerca de un millón de sucesos hadrónicos, que corresponden a una luminosidad integrada de 34.6 pb^{-1}.

Esta memoria esta estructurada de forma que en el primer capítulo se realiza una introducción teórica de la física relevante al estudio realizado. El segundo capítulo describe el dispositivo experimental. En un tercer capítulo se exponen los criterios seguidos para seleccionar la muestra de muones inclusivos hadrónicos utilizados en el análisis, así como una interpretación de la misma basada en estudios Monte Carlo. Las medidas experimentales realizadas se describen en el capítulo cuarto y en el quinto se realiza un análisis de dichos resultados dentro del Modelo Standard de interacciones electrodébiles. Las conclusiones del trabajo se sumarizan en un último capítulo.

Una gran parte del análisis realizado en este trabajo se ha centrado en la estimación y corrección de los errores sistemáticos asociados a las medidas realizadas. Con el propósito de simplificar la presentación de los resultados hemos preferido agrupar todo este estudio en dos apéndices (A y B). En el apéndice A se hace una revisión detallada de todos los parámetros que intervienen en el proceso de producción y desintegración semileptónica de quarks pesados y que definirán nuestro modelo Monte Carlo. En el apéndice B se describe el análisis de los errores sistemáticos que hemos realizado para cada medida. En un tercer y último apéndice se sumarizan los resultados de otros experimentos sobre las medidas presentadas en esta memoria.

Capítulo 1

Introducción teórica

En este capítulo vamos a resumir en primer lugar las características principales del Modelo Standard, modelo que describe las interacciones entre las partículas fundamentales. A continuación nos concentraremos en el proceso objeto del presente trabajo, es decir, la interacción electrón-positrón con producción de quarks con belleza. Podemos considerar que dicho proceso tiene varias fases, tal y como se representa esquemáticamente en la figura 1.1.

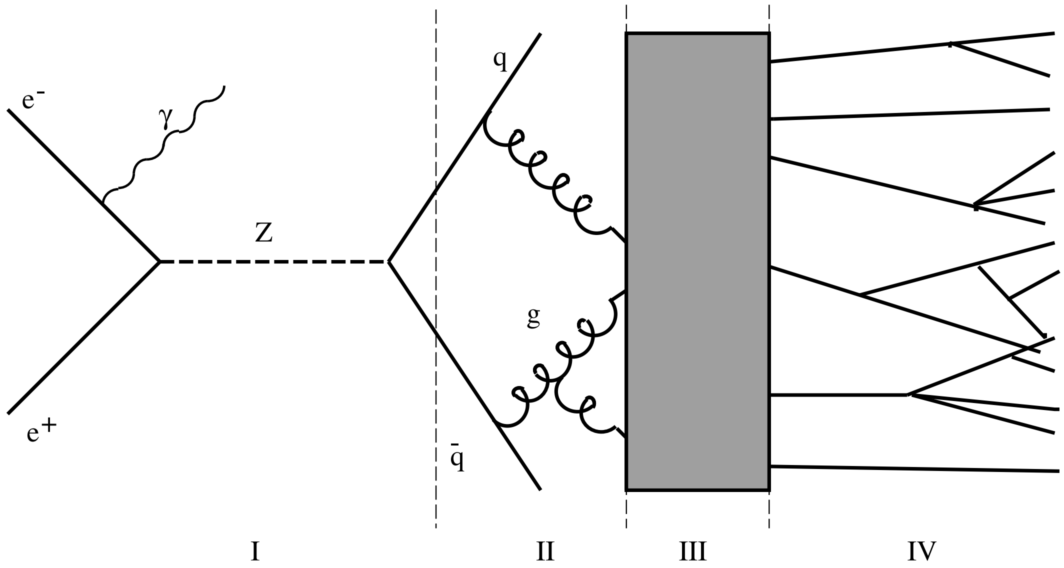


Figura 1.1: *Representación esquemática de la producción y hadronización de quarks*

En una primera fase, el electrón y el positrón incidentes se aniquilan para dar lugar, a través de la producción de un fotón o un bosón Z, a un par de quarks $q\bar{q}$ primario. El cálculo de la sección eficaz diferencial a primer orden de teoría de perturbaciones será el objeto del segundo apartado. En un tercer y cuarto apartado detallamos los cálculos de la sección eficaz integrada y la asimetría en la producción de los quarks primarios con las correcciones debidas a diagramas de orden superior.

En una segunda fase, el par inicial $q\bar{q}$ radia gluones, los cuales pueden a su vez radiar nuevos gluones o pares $q'\bar{q}'$. Dichos partones coloreados fragmentan en hadrones sin color en una tercera fase. De estos dos procesos nos ocupamos en el quinto apartado.

Finalmente, los hadrones inestables se desintegran dando lugar a las partículas que se observan experimentalmente. Las desintegraciones de los hadrones con belleza serán analizadas en el sexto apartado. El último apartado de este capítulo lo hemos dedicado a describir el fenómeno de mezcla $B^0\bar{B}^0$, ya que entre nuestros resultados experimentales se encuentra una medida de la magnitud de este fenómeno.

1.1 Modelo Standard

Un paso fundamental hacia la unificación de las cuatro interacciones fundamentales lo dieron en los años 70 Glashow, Weinberg y Salam al desarrollar una teoría consistente de las interacciones débiles combinándolas con las electromagnéticas [2]. En esta teoría, los lagrangianos que describen las interacciones débil y electromagnética son invariantes frente a transformaciones locales del grupo gauge $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. El grupo $SU(2)$ está asociado a la simetría débil de isospín (I) y el $U(1)$ a la hipercarga (Y). Más tarde, se introdujo un grupo de invariancia gauge SU(3) para describir las interacciones fuertes, dando lugar a la teoría que se conoce como cromodinámica cuántica (QCD).

El Modelo Standard posee varios parámetros libres. En primer lugar, las constantes de acoplo g y g' asociadas a los grupos gauge $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente, y el valor esperado del campo en el vacío, v, asociado al mecanismo de Higgs, el cual explica la masa de los bosones gauge que transmiten las interacciones. Además, hay otros cuatro parámetros independientes, debidos a que, en el caso de los quarks, los estados propios de la matriz de masas no son los mismos que los estados que se acoplan a las corrientes débiles (matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Por último, también aparecen como parámetros libres las masas de los fermiones y la del bosón escalar de Higgs, H^0.

Tanto las constantes de acoplo g y g' como v, pueden expresarse en función de parámetros bien determinados experimentalmente: la constante de estructura fina electromagnética, α, la constante de Fermi, G_μ, medida a través de la vida media del muón, y la masa del Z, M_Z. Antes de la entrada en funcionamiento de LEP, las dos primeras constantes estaban medidas con extraordinaria precisión (0.045 y 17 ppm respectivamente) [3]. En LEP se ha medido la masa del Z^0 con una precisión mejor que 100 ppm [4].

Dentro del Modelo Standard, los quarks y leptones aparecen agrupados en varias generaciones o familias de campos fermiónicos cuyas componentes de helicidad negativa ("left-handed") se transforman como dobletes bajo $SU(2)_L$ y las de helicidad positiva ("right-handed") como singletes.

$$\begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e_L^- \end{pmatrix} \quad (e_R^-) \quad \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (u_R) \quad (d_R)$$

El número de estas familias es un parámetro arbitrario, que con los primeros datos de LEP ha podido quedar establecido en tres.

El descubrimiento del quark "bottom", y con él la aparición de la tercera familia, fue precedido por su introducción teórica en el modelo de quarks. En 1973 Kobayashi y Maskawa [5] propusieron un esquema que permitía introducir la violación de CP, observada en el sistema $K_L - K_S$ en 1964 [6], a través del acoplo de los quarks al bosón W. Para ello era necesario que la matriz unitaria que describe la forma en que se combinan los autoestados de isospín $I_3 = -1/2$ fuera compleja, o lo que es equivalente, que el número de dichos autoestados fuera al menos tres. De este modo introdujeron en el modelo una tercera generación de quarks, denominados "bottom" y "top".

En 1977, un grupo de Fermilab y de las universidades de Columbia y Stony Brook [7] descubrió un exceso en el espectro de masa invariante de pares $\mu^+\mu^-$ en la región en torno a 9.5 GeV, midiendo la reacción $p + (Cu, Pt^+) \to \mu^+\mu^- X$. Lo que habían encontrado era el estado ligado $b\bar{b}$, el mesón Υ de masa

$$M(\Upsilon) = 9460.0 \pm 0.2 \ MeV$$

Los estados propios de los quarks que interaccionan débilmente son mezclas de estados propios de sabor. Esto implica que la interacción débil, al contrario que la electromagnética y la fuerte, viola conservación de sabor (esta violación no ocurre en el sector leptónico, siempre que los neutrinos no tengan masa). La transformación entre los estados propios débiles y los de sabor está descrita por la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Esta matriz unitaria 3×3 con elementos complejos, puede ser parametrizada por tres ángulos y una fase. La magnitud de sus elementos es proporcional a la fuerza del acoplo entre los quarks con carga $-\frac{1}{3}$ y los quarks con carga $\frac{2}{3}$. En la figura 1.2 se representa los acoplos electrodébiles entre a) leptones y b) quarks, en donde la intensidad de las líneas refleja la magnitud de los acoplos.

Al desarrollarse el Modelo Standard de las interacciones electrodébiles, se hizo necesario añadir a las corrientes cargadas ya existentes, la presencia de corrientes neutras mediadas por un bosón vectorial, el Z, con el fin de conservar la renormalizabilidad de la teoría. Para describir la relación entre las corrientes neutras electromagnética y débil, se introdujo un llamado ángulo de mezcla, θ_W. Dicho ángulo viene dado por el cociente entre las masas de los bosones W y Z

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \tag{1.1}$$

En términos de este ángulo y la carga eléctrica e del positrón, los acoplamientos de los fermiones a los bosones de gauge electrodébiles puede escribirse como

- fotón: $-ieQ_f\gamma_\mu$
- Z: $ie\gamma_\mu(g_{v_f} - q_{a_f}\gamma_5)\frac{1}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}$
- $W^\pm$: $ie\gamma_\mu(1-\gamma_5)\frac{1}{2\sqrt{2}sin\theta_W}$

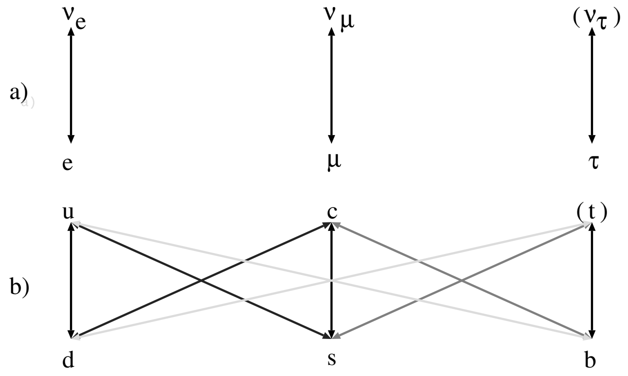


Figura 1.2: *Esquemas para las transiciones débiles con cambio de carga para a) leptones y b) quarks*

donde γ_i son las matrices de Dirac. Las constantes de acoplamiento vectorial y axial g_{v_f} y g_{a_f} vienen definidas por

$$g_{v_f} = I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W \qquad\qquad g_{a_f} = I_3^f \tag{1.2}$$

El subíndice f se refiere al fermión producido; Q_f es la carga electromagnética en unidades de la carga del positrón y I_3^f es la tercera componente del isospín débil del fermión, un número cuántico que refleja la simetría $SU_L(2)$ de las interacciones electrodébiles.

1.2 Proceso $e^+e^- \to \gamma, Z \to f\bar{f}$ en primer orden de perturbaciones

En primer orden de teoría de perturbaciones, la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \gamma, Z \to f\bar{f}$, representado por los diagramas de Feynman de la figura 1.3, se puede expresar como

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s} N_c^f \{Q_f^2 G_{\gamma\gamma}(s,\theta) + Q_f \mathrm{Re}X_0(s) G_{\gamma Z}(s,\theta) + Z|\chi_0(s)|^2 G_{ZZ}(s,\theta)\} \tag{1.3}$$

donde $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ es la constante de estructura fina, $\sqrt{s}$ es la energía del centro de masas, N_c^f es el factor de color (1 para leptones y 3 para quarks), $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/s}$ es el factor relativista que contiene la dependencia con la masa del fermión, cuya carga denotamos como Q_f, $\chi_0(s)$ es el propagador del bosón Z, dado en primer orden de perturbaciones por

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}$$

Las funciones $G_{ZZ}(s,\theta)$, $G_{\gamma\gamma}(s,\theta)$ y $G_{\gamma Z}(s,\theta)$, que corresponden respectivamente a los diagramas 1.3a), 1.3b) y a la interferencia entre ambos, vienen dadas por las siguientes expresiones

$$G_{\gamma\gamma}(s,\theta) \;=\; 1 + \cos^2\theta + (1-\beta^2)\sin^2\theta$$

$$
\begin{aligned}
G_{ZZ}(s,\theta) &= (v_e^2+a_e^2)[v_f^2(2-\beta^2\sin^2\theta)+a_f^2\beta^2(1+\cos^2\theta)] \\
&\quad +8v_ea_ev_fa_f\beta\cos\theta \\
G_{\gamma Z}(s,\theta) &= -2(v_ev_fG_{\gamma\gamma}+2a_ea_f\beta\cos\theta)
\end{aligned} \tag{1.4}
$$

siendo θ el ángulo formado por el electrón incidente y el fermión saliente y v_i y a_i las constantes de acoplo vectorial y axial entre el bosón Z y los fermiones, las cuales pueden expresarse como

$$
\begin{aligned}
v_i &= \frac{g_{v_i}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} = \frac{I_3^i-2Q_i\sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \\
a_i &= \frac{g_{a_i}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} = \frac{I_3^i}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}
\end{aligned} \tag{1.5}
$$

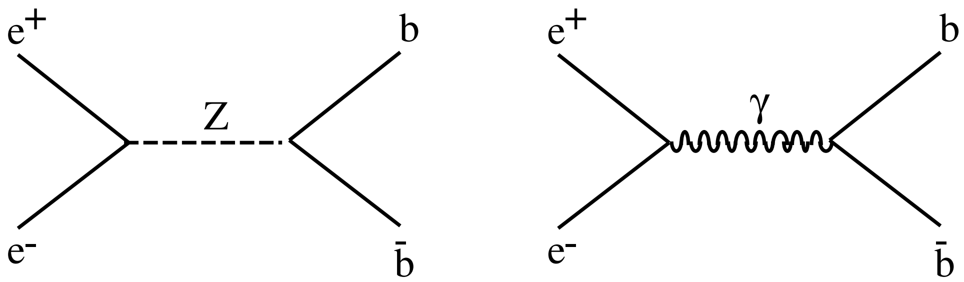


Figura 1.3: *Diagramas para el proceso $e^+e^-\to\gamma, Z\to b\bar{b}$ a primer orden*

A partir de la ecuación 1.3 se obtendrán las expresiones para la sección eficaz total de producción y la asimetría de carga que hemos utilizado en este trabajo y que introduciremos en los próximos apartados.

1.3 Sección eficaz de producción

1.3.1 Sección eficaz integrada a primer orden de teoría de perturbaciones

Integrando la sección eficaz diferencial a primer orden de teoría de perturbaciones en $d\Omega$, obtenemos la sección eficaz total, que podemos expresar como

$$\sigma_T^0 = \sigma_{\gamma\gamma}+\sigma_{ZZ}+\sigma_{\gamma Z} = F_V(\beta)\sigma_V^0+F_A(\beta)\sigma_A^0 \tag{1.6}$$

donde

$$
\begin{aligned}
\sigma_V^0 &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s}N_c\{Q_f^2-2v_ev_fQ_f\mathrm{Re}\chi_0+(v_e^2+a_e^2)v_f^2|\chi_0|^2\} \\
\sigma_A^0 &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s}N_c(v_e^2+a_e^2)a_f^2|\chi_0|^2
\end{aligned} \tag{1.7}
$$

y $F_V(\beta)$, $F_A(\beta)$ son los factores cinemáticos dados por

$$F_V(\beta) = \frac{3\beta - \beta^3}{2} \qquad \text{y} \qquad F_A(\beta) = \beta^3$$

A las energías de LEP I ($\sqrt{s} \approx M_Z$), la contribución del bosón Z, σ_{ZZ}, proporcional a $|\chi_0|^2$, domina sobre los términos $\sigma_{\gamma\gamma}$, proporcional a Q_f^2, y $\sigma_{\gamma Z}$, proporcional a $\mathrm{Re}\chi_0$.

En las expresiones 1.7, la sección eficaz está parametrizada en función de las constantes de acoplo v_i y a_i. Otras muchas parametrizaciones son posibles, entre las cuales citaremos las dos que vamos a utilizar en este trabajo.

Parametrización en función de anchuras parciales. La anchura de desintegración del bosón Z en un par $f\bar{f}$ se puede expresar en primer orden de teoría de perturbaciones como

$$\Gamma_f \equiv \Gamma(Z \to f\bar{f}) = \frac{\alpha M_Z}{3} N_c [F_V(\beta) v_f^2 + F_A(\beta) a_f^2] \tag{1.8}$$

Introduciendo esta expresión en 1.6, obtenemos

$$\sigma_T^0 = \sigma_{\gamma\gamma} + \sigma_{\gamma Z} + \frac{12\pi}{s M_Z^2} |\chi_0|^2 \Gamma_e \Gamma_f \tag{1.9}$$

Parametrización en función de G_μ. Utilizando el hecho de que la constante de Fermi G_F ($\equiv G_\mu$), obtenida a partir de la vida media del muón, es una cantidad muy bien determinada experimentalmente ($\approx$ 17 ppm), la podemos introducir en las expresiones anteriores en base a la relación (válida en primer orden de perturbaciones)

$$G_\mu = \frac{\sqrt{2}\pi\alpha}{M_Z^2} \frac{1}{2\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \tag{1.10}$$

tras lo cual las anchuras parciales pueden expresarse como

$$\Gamma(Z \to f\bar{f}) = N_c \frac{G_\mu M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \{F_V(\beta) g_{v_f}^2 + F_A(\beta) g_{a_f}^2\} \tag{1.11}$$

y las secciones eficaces

$$\begin{aligned} \sigma_V &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c Q_f^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3s} N_c Q_f \; \alpha G_\mu M_Z^2 \; g_{v_e} g_{v_f} \mathrm{Re}\chi_0 \\ &\quad + \frac{1}{6\pi s} N_c \; G_\mu^2 M_Z^4 \; (g_{v_e}^2 + g_{a_e}^2) g_{v_f}^2 |\chi_0|^2 \\ \sigma_A &= \frac{1}{6\pi s} N_c \; G_\mu^2 M_Z^4 \; (g_{v_e}^2 + g_{a_e}^2) g_{a_f}^2 |\chi_0|^2 \end{aligned} \tag{1.12}$$

1.3.2 Correcciones a la sección eficaz

Las correcciones a la sección eficaz debidas a la intervención de diagramas de orden superior, pueden ser separadas en correcciones QCD, correcciones electrodébiles y correcciones QED.

Las correcciones de QCD , debidas a la radiación de gluones, han sido estimadas a orden α_s^3 [8] en el límite $M_q = 0$. Aproximadamente, modifican la sección eficaz por un factor multiplicativo $[1 + c_1(\frac{\alpha_s}{\pi}) + c_2(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 + c_3(\frac{\alpha_s}{\pi})^3]$; los coeficientes c_i son diferentes para los acoplos vectoriales y axiales, debido a que las masas rompen la invariancia quiral y a la gran diferencia de masas entre los quarks bottom y top. Estos coeficientes están tabulados en la tabla 1.1, donde $\mu^2 = 4M_q^2/s$. $f(M_t)$ está parametrizada en las referencias [8],[9] y toma valor +(-) para quarks de tipo down(up). El cálculo del coeficiente c_3 puede encontrarse en [10].

Acoplamiento	c_1	c_2	c_3
vectorial	$1 + 3\mu^2$	1.41	12.8
axial-vectorial	$1 + 3\mu^2 \log(4/\mu^2)$	$1.41 \pm f(M_t)$	12.8

Tabla 1.1: *Coeficientes para las correcciones de QCD*

Las correcciones débiles [11] incluyen los diagramas de autoenergía (fig. 1.4), el de mezcla $\gamma - Z$ (fig. 1.5), las correcciones de vértice (fig. 1.6) y diagramas de caja en los cuales los fermiones iniciales y finales están unidos por dos bosones gauge (fig. 1.12). Estas últimas cerca del polo del Z son de orden (10^{-4}). Los diagramas de autoenergía introducen una dependencia con la energía de la constante de acoplo electromagnética, $\alpha(s)$, y del propagador del Z

$$\chi_0 \rightarrow \chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + is\frac{\Gamma_Z}{M_Z}}$$

El grueso de las demás correcciones puede ser incorporada en la expresión 1.11 modificando la constante de acoplo G_μ y el ángulo de mezcla electrodébil, y añadiendo un término a g_v y g_a que resulta de los dos últimos diagramas de vértice de la figura 1.6 y que está presente para estados finales $b\bar{b}$ únicamente

$$\begin{aligned} G_\mu &\rightarrow G_\mu(1 + \delta\rho_t) \\ \sin^2\theta_W &\rightarrow \sin^2\bar{\theta}_{Wf} = \sin^2\theta_W + \cos^2\theta_W\delta\rho_t \\ g_{a_f} &\rightarrow \bar{g}_{a_f} = g_{a_f} + \delta_b\frac{2}{3}\delta\rho_t \end{aligned} \tag{1.13}$$

$$g_{v_f} \rightarrow \bar{g}_{v_f} = g_{v_f} + \delta_b\frac{2}{3}\delta\rho_t \tag{1.14}$$

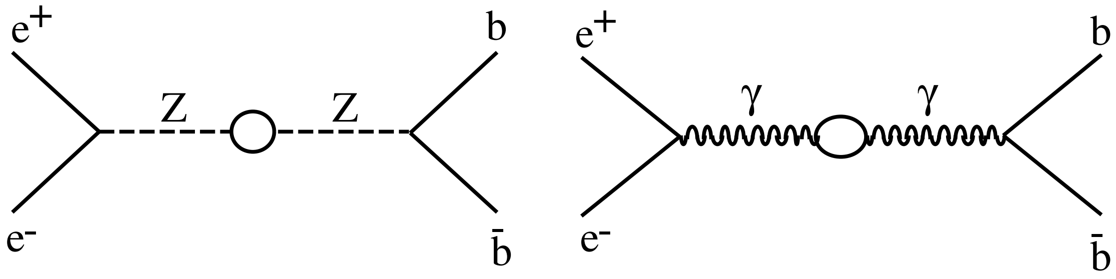


Figura 1.4: *Correcciones de autoenergía del propagador*

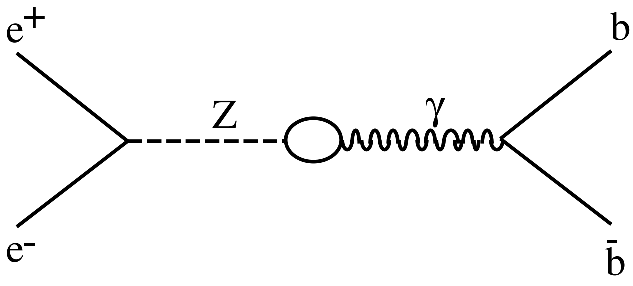


Figura 1.5: *Correcciones de mezcla* $\gamma - Z$

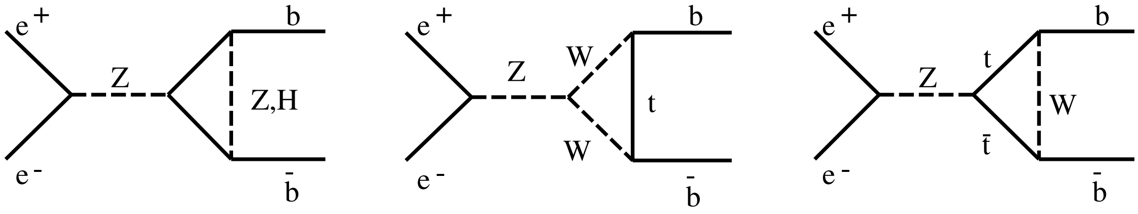


Figura 1.6: *Correcciones de vértice*

donde

$$\delta\rho_t = \frac{3\sqrt{2}G_\mu m_t^2}{(4\pi)^2}$$

y $\delta_b = 1$ para quarks b y $\delta_b = 0$ para el resto de los fermiones. Estas correcciones pueden también introducirse conservando la definición de g_{a_f} y g_{v_f} de la ecuación 1.5 y definiendo un parámetro

$$\rho \equiv 1 + \delta\rho_t \tag{1.15}$$

A este nivel de precisión, $\sin^2\theta_W$ puede ser deducido a partir de M_Z y G_μ a través de la ecuación implícita

$$\sin^2\theta_W = \frac{1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}M_Z^2 G_\mu(1+\cot^2\theta_W\delta\rho_t)}}\right] \tag{1.16}$$

La dependencia con la masa del bosón de Higgs puede ser introducida añadiendo un término al ángulo efectivo de mezcla electrodébil $\frac{\alpha}{4\pi}[\log(\frac{M_H}{17.3GeV}+1)-2]$.

Las correcciones de QED , que incluyen radiación de fotones reales o virtuales en el estado inicial o el final, son muy importantes. Un modo de tener en cuenta la emisión de fotones en el estado inicial es realizar una convolución de la sección eficaz con correcciones débiles [12]

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^{1} \sigma_w(sz)G(z)dz \tag{1.17}$$

donde $z_0 \approx \frac{4m_f^2}{s}$. Esta corrección reduce la sección eficaz en el pico del Z en $\approx 30\%$. La emisión de fotones en el estado final introduce un factor de corrección $1+\frac{3\alpha Q_F^2}{4\pi}$ y es pequeña. La contribución de la interferencia de fotones virtuales a la sección eficaz es despreciable.

1.4 Asimetría de carga

Debido a la violación de paridad en las interacciones débiles, la sección eficaz diferencial contiene términos en $\cos\theta$. Ello da lugar a que las secciones eficaces integradas en los hemisferios delantero (región de donde proviene el electrón, $0 < \theta_b < \frac{\pi}{2}$) y trasero (región de donde proviene el positrón, $\frac{\pi}{2} < \theta_b < \pi$), que denotaremos respectivamente por σ_F y σ_B, tengan valores diferentes. Para cuantificar esta diferencia, introducimos la asimetría de carga, A^{FB}, definida como

$$A^{FB} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \tag{1.18}$$

La ecuación 1.3 puede ser reescrita como

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{3}{8}(1+\cos^2\theta)\ \sigma_U + \frac{3}{4}\sin^2\theta\ \sigma_L + \frac{3}{4}\cos\theta\ \sigma_D \tag{1.19}$$

donde U y L denotan respectivamente las contribuciones de bosones gauge no polarizados y polarizados longitudinalmente a lo largo del eje θ, y D la diferencia entre polarizaciones derecha e izquierda. La asimetría de carga para un ángulo dado θ puede entonces ser expresada de la forma

$$A^{FB}(\theta) = \frac{2\cos\theta}{1+\alpha_Q\cos^2\theta}\beta_Q \tag{1.20}$$

con los parámetros

$$\alpha_Q = \frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + 2\sigma_L} \qquad \beta_Q = \frac{\sigma_D}{\sigma_U + 2\sigma_L} \tag{1.21}$$

Si integramos en θ, la asimetría queda

$$A^{FB} = \frac{3}{4}\frac{\sigma_D}{\sigma} \tag{1.22}$$

En la aproximación de Born, las secciones eficaces σ_i pueden ser expresadas en términos de las secciones eficaces introducidas previamente en las ecuaciones 1.7

$$\begin{aligned} \sigma_U^B &= \beta\sigma^V + \beta^3\sigma^A \\ \sigma_L^B &= \frac{1}{2}(1-\beta^2)\beta\sigma^V \\ \sigma_D^B &= \beta^2\sigma^{VA} \end{aligned} \tag{1.23}$$

y

$$\sigma^{VA} = \frac{\Gamma_\mu\alpha_s(M_Z^2)}{\sqrt{2}} e_e e_f a_e a_f \mathrm{Re}\chi_o + \frac{\Gamma_\mu^2}{8\pi} v_e v_f a_e a_f |\chi_0|^2 \tag{1.24}$$

En el polo del Z ($s = M_Z^2$) la asimetría puede expresarse como

$$\begin{aligned} A_{qq} &= \frac{3}{4}\cdot\frac{2\bar{g}_{ve}\bar{g}_{ae}}{\bar{g}_{ve}{}^2+\bar{g}_{ae}{}^2}\cdot\frac{2\bar{g}_{vb}\bar{g}_{ab}\beta}{\bar{g}_{vb}{}^2(3-\beta^2)/2+\bar{g}_{ab}{}^2\beta^2} \\ &\approx \frac{3}{4}\cdot\frac{2\bar{g}_{ve}\bar{g}_{ae}}{\bar{g}_{ve}{}^2+\bar{g}_{ae}{}^2}\cdot\frac{2\bar{g}_{vb}\bar{g}_{ab}}{\bar{g}_{vb}{}^2+\bar{g}_{ab}{}^2}\cdot(1+\delta_q) \end{aligned} \tag{1.25}$$

donde la corrección de masa δ_q es

$$\delta_q = \frac{2M_q^2}{s}\cdot\frac{-2\bar{g}_{vb}{}^2+\bar{g}_{ab}{}^2}{\bar{g}_{vb}{}^2+\bar{g}_{ab}{}^2} \tag{1.26}$$

Para el quark b, la corrección de masa δ_q está fuertemente suprimida, a $\mathcal{O}(10^{-4})$, debido a una cancelación accidental en los acoplos ($\bar{g}_{vb}{}^2 \simeq \bar{g}_{ab}{}^2/2$).

El "bremstrahlung" de gluones en el estado final origina una incertidumbre en la dirección del quark b y reduce la asimetría en un factor $(1-\alpha_s/\pi)$. La radiación de fotones en el estado final, en completa analogía con la radiación de gluones, reduce la asimetría en un factor $(1+\frac{3Q_q\alpha}{4\pi})^{-1}$. La influencia de la interferencia entre las emisiones fotónicas en los estados inicial y final es despreciable [8],[13]. Por ejemplo, alrededor del polo del Z las correcciones son de orden relativo $< \frac{\alpha}{\pi}(\Gamma_Z/M_Z)$. Las correcciones electrodébiles suponen alrededor del 4% del valor de la asimetría. Entre las correcciones de QED, las contribuciones más importantes vienen de la radiación de fotones en el estado inicial, las cuales reducen el valor de la asimetría (cuantitativamente, $A_{b\bar{b}}^{FB}$ alrededor del pico del Z es reducida en ~ -0.025).

1.5 Evolución de los partones y fragmentación de los quarks con belleza

Antes de hadronizar, el par $q\bar{q}$ inicial, formado en la desintegración del Z (o fotón), radia gluones, los cuales a su vez radian nuevos gluones o parejas quark-antiquark, produciendo de este modo una cascada de partones. El cálculo de los diagramas de Feynman implicados en este proceso sólo ha sido posible hasta la fecha realizarlo hasta orden α_S^2, insuficiente para describir la forma de los sucesos a las energías disponibles en LEP. Por este motivo, es más frecuente describir la evolución de los partones mediante el denominado "parton shower", modelo que describe la producción de cascadas de partones, consiguiéndose así una mejor aproximación a la estructura en jets de los sucesos. Ello es posible porque no se usan las expresiones completas de los elementos de matriz, sino aproximaciones obtenidas simplificando la cinemática (aproximación colineal), la interferencia y la estructura de helicidad. Los datos experimentales en PEP/PETRA y LEP confirman la validez de este modelo y su superioridad frente a los cálculos de elementos de matriz existentes [14]. Por este motivo, ésta es la opción escogida en el Monte Carlo utilizado en este trabajo.

El proceso de fragmentación de los partones en hadrones no puede describirse en el marco de QCD perturbativa. Por ello se han desarrollado diferentes modelos fenomenológicos, los cuales podemos agrupar en tres escuelas (si bien existen numerosos híbridos y variantes):

El <u>modelo de fragmentación independiente</u>, propuesto en los años setenta [15, 16] y posteriormente desarrollado para su uso en PEP/PETRA [17], asume que la fragmentación de cualquier sistema de partones puede ser descrita como una suma incoherente de fragmentaciones de cada uno de ellos, todas ellas en el sistema de centro de masas del suceso. Si bien este modelo puede describir adecuadamente los rasgos generales de las distribuciones hadrónicas, no consigue alcanzar un acuerdo aceptable con los resultados experimentales[18].

En el <u>modelo de fragmentación por clusters</u>[19], una vez se tiene el conjunto final de partones, se obliga a los gluones a formar pares $q\bar{q}$ y se une cada quark con un antiquark adyacente para formar un cluster sin color. Estos clusters se desintegran subsecuentemente hasta formar los hadrones finales.

El <u>modelo de fragmentación por cuerdas</u> fue elaborado por primera vez por Artru y Mennessier[20] y posteriormente desarrollado por el grupo de Lund[21]. Dicho modelo, en su forma más sencilla (el par $q\bar{q}$ inicial sin radiación de gluones) postula la creación de un tubo de flujo de color entre los dos partones que se separan en direcciones opuestas. La dinámica de este sistema viene descrita por la de una cuerda relativista sin masa. A medida que el quark y el antiquark se separan, aumenta la energía potencial acumulada en la cuerda, que acaba rompiéndose, dando lugar a la producción de un nuevo par quark-antiquark $q'\bar{q}'$, de modo que el sistema se separa en dos singletes de color $q\bar{q}'$ y $q'\bar{q}$. Si la masa invariante de alguno de estos sistemas es suficientemente grande, vuelve a dividirse en dos, y así sucesivamente hasta que sólo restan hadrones ordinarios. El modelo puede extrapolarse para describir la hadronización en el caso de que haya varios partones. La producción de bariones en el modelo de LUND viene descrita por la formación de pares diquark-antidiquark o por el llamado mecanismo de "popcorn", en el cual los bariones aparecen a partir de la producción sucesiva de parejas $q_i\bar{q}_i$.

El proceso de fragmentación se parametriza en el modelo de cuerdas (e igualmente en el de fragmentación independiente) mediante una función $f(z)$, donde

$$z \equiv \frac{(E+p_{||})_{hadron}}{(E+p)_{quark}}$$

$(E+p_{||})_{hadron}$ es la suma de la energía del hadrón y su componente de momento paralela a la dirección de fragmentación; $(E+p)_{quark}$ es la suma del momento y la energía del quark.

La hadronización de quarks ligeros (d, u, s) ha sido estudiada detenidamente en los procesos de dispersión altamente inelástica leptón-nucleón [22] y en colisiones hadrón-hadrón [23]. Field y Feynman, suponiendo la masa del quark despreciable frente a la del hadrón, propusieron en 1978 una parametrización del tipo $((1-z)^n/z)$[16] ($n \approx$ 2-3) para estos quarks. En los sucesos Monte Carlo que vamos a utilizar en este trabajo, se utiliza sin embargo una función más general, la llamada "función de fragmentación simétrica de Lund"

$$f(z) = \frac{1}{z}(1-z)^a \exp(-\frac{bm_\perp^2}{z})$$

donde $m_\perp$ tiene una complicada definición en función de las variables cinemáticas de los dos quarks que forman el extremo de la cuerda que hadroniza [9].

En el caso de los quarks pesados, tal y como apuntaron Azimov *et al.*[24] y posteriormente Suzuki [25] y Bjorken [26], utilizando argumentos cinemáticos, la elevada masa de los quarks hace que la mayor parte de la energía se transfiera al hadrón portador del quark pesado, dando lugar a unas funciones de fragmentación más duras para quarks c y b . Entre las funciones de fragmentación propuestas para estos quarks, podemos citar

- SLAC-Peterson [27]: $f(z) \propto \frac{1}{z}\frac{K}{\left(1-\frac{1}{z}-\frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)^2}$
- Collins-Spiller [28]: $f(z) \propto \frac{\left(\frac{1-z}{z}+\frac{2-z}{1-z}\varepsilon_Q\right)(1+z^2)}{\left(1-\frac{1}{z}-\frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)^2}$
- Kartvelishvili [29]: $f(z) \propto z^{\alpha_Q}(1-z)$

La función más comúnmente utilizada en análisis de fragmentación de quarks pesados es la de SLAC-Peterson; su principal atractivo reside en que se deduce directamente de las sencillas consideraciones cinemáticas propuestas por Bjorken y Suzuki. En la figura 1.7 se representan la función de SLAC-Peterson para los valores de ε_b^z y ε_c^z obtenidos en LEP ($\varepsilon_c = 0.056$ y $\varepsilon_b = 0.0074$) y se comparan cada una con las funciones de Collins-Spiller y Kartvelishvili, para las cuales se han elegido aquellos parámetros que proporcionan un mejor ajuste entre ellas y la de SLAC-Peterson.

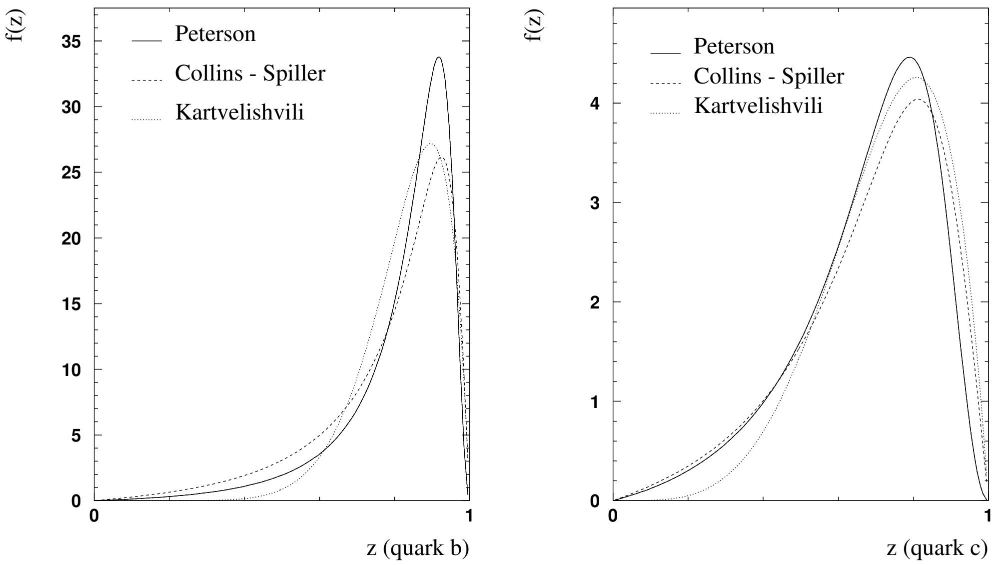


Figura 1.7: *Funciones de fragmentación para quarks pesados*

1.6 Desintegración de los hadrones con belleza

La descripción de las desintegraciones débiles de los hadrones es complicada debido al hecho de que los quarks que se desintegran no están en estado libre, sino unidos por la fuerza fuerte. Dadas las distancias a las que se produce este proceso se hacen necesarios los cálculos en QCD no perturbativa.

En el caso de los hadrones con belleza, gracias a la elevada masa del quark b, puede darse una descripción bastante aproximada del mecanismo de desintegración mediante el modelo espectador, en el cual el quark b se desintegra libremente a través de un W en un quark más ligero, mientras que el otro quark actúa como espectador sin ejercer ninguna influencia en la desintegración del hadrón. En las figuras 1.8 pueden verse dos ejemplos de este mecanismo.

El diagrama de espectador interno estará suprimido en un factor aproximadamente tres debido a que los quarks formados por la desintegración del W han de tener el mismo color que el quark espectador. Si el mecanismo del quark espectador fuera el único aplicable, tanto las fracciones de desintegración semileptónicas como las vidas medias serían iguales para todos los hadrones con belleza. Sin embargo, hay otros mecanismos que modifican las predicciones para los diferentes hadrones.

En presencia de un quark o antiquark de valencia cargado positivamente junto al quark b, un hadrón con belleza puede también desintegrarse a través del intercambio de un W^- (figura 1.9a). Los canales más relevantes son

$$\bar{B}_d^0(b\bar{d}) \to c\bar{u} \qquad \bar{B}_s^0(b\bar{s}) \to c\bar{c} \qquad \Lambda_b^0(bud) \to cdd$$

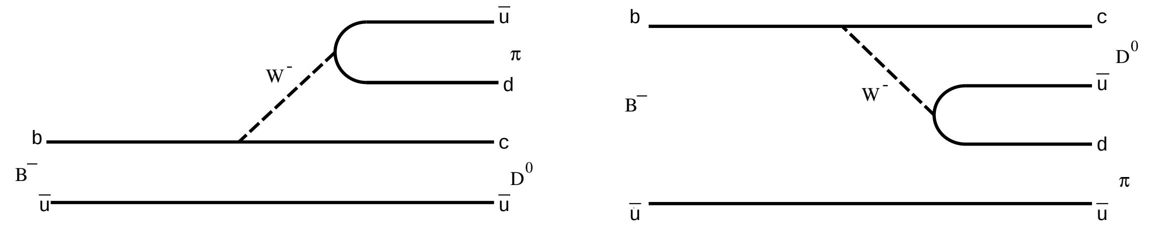


Figura 1.8: *Diagramas de quark espectador: a) externo, b) interno*

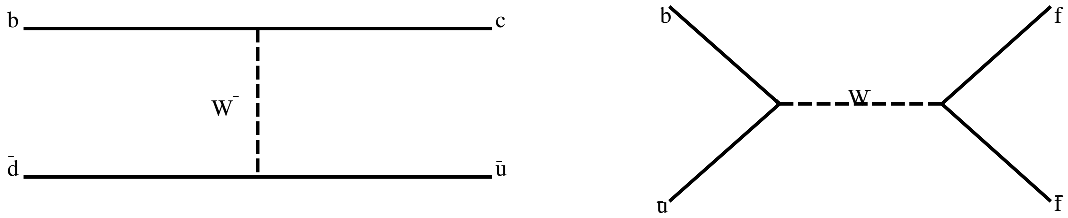


Figura 1.9: *Diagramas de a) intercambio y b) aniquilación*

Todos los otros modos de intercambio de W están suprimidos por el ángulo de Cabbibo o implican el débil acoplo $b \to u$, y pueden por tanto ser despreciados al considerar los "branching ratios" semileptónicos. Estos procesos tienden a acortar los "branching ratios" de $\bar{B}_d^0$ y $\bar{B}_s^0$ (puede pensarse que algo más el de $\bar{B}_d^0$ por espacio de fases para el W) y de Λ_b^0, respecto a la predicción del modelo espectador. En el caso de los mesones, al menos dentro de la descripción del modelo de quarks de valencia, el efecto es despreciable, a menos que la presencia de gluones en estados ligados hadrónicos catalice este mecanismo evitando de algún modo la supresión debida a conservación de la helicidad. En contraste, la contribución de este diagrama para $\Lambda_b^0(bud)$ (y también para Ξ_b^0) no está suprimida por helicidad y es por lo tanto más importante.

El diagrama de aniquilación débil (figura 1.9b) sólo puede tener lugar en las desintegraciones de los mesones B^- y B_c^-. En el primer caso, está suprimido por el tamaño del acoplo $b \to u$. El segundo caso es algo especial, porque el mesón B_c^- puede transformarse en mesones B menos pesados a través de la desintegración del quark c.

Los diagramas de interferencia (figura 1.10), reforzados por el principio de Pauli, ocurren

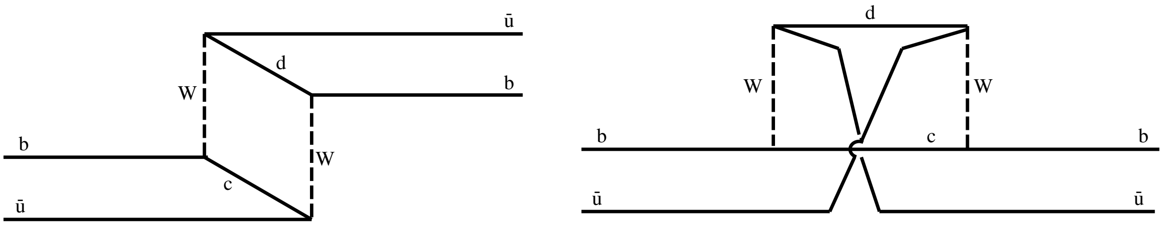


Figura 1.10: *Diagrama de interferencia*

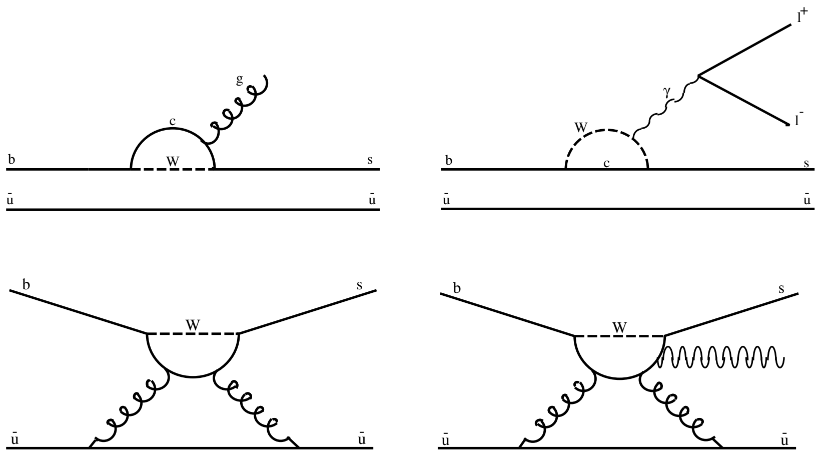


Figura 1.11: *Diagramas de penguin*

dominantemente en los canales

$$B^-(b\bar{u}) \to c\bar{u}d\bar{u}, \qquad \Lambda_b^0(bud) \to c\bar{u}dud$$

Todos los otros canales de desintegración de B^- y Λ_b^0 que producen idénticos pares de quarks están suprimidos por el ángulo de Cabbibo, por el tamaño del acoplo $b \to u$ o por espacio de fases. Respecto a los otros hadrones con belleza, hay que destacar que los mesones $\bar{B}_d^0$ y $\bar{B}_s^0$ no están afectados en absoluto por interferencia de quarks, si bien para los otros bariones sí es posible. La contribución de estos diagramas es destructiva, lo cual significa que los "branching ratio" semileptónicos para B^- y Λ_b^0 serán mayores en comparación con los predichos por el modelo del quark espectador.

Resumiendo, las diferentes contribuciones de diagramas no espectador implican la siguiente jerarquía en los "branching ratios" semileptónicos de los hadrones con belleza

$$B_{sl}(B^-) > B_{sl}(\bar{B}_s^0) > B_{sl}(B_d^0) > B_{sl}(\Lambda_b^0)$$

La magnitud de las diferencias en estos "branching ratios" no ha sido aún calculada con precisión pero diversos modelos sugieren que no es mayor del 10%.

Sobre las desintegraciones de mesones con belleza a través de diagramas de Penguin, en los que el quark b se desintegra en un quark s (figura 1.11), hay una extensa literatura de cálculos teóricos [30], que ofrecen valores entre 10^{-4} y 10^{-6} para los modos exclusivos y valores cien veces superior para el "branching ratio" total $b \to sX$ [31]. Sin embargo, los cálculos son complejos y no siempre los resultados son únicos.

Tal y como hemos comentado, no existen modelos claros para el cálculo de los diferentes diagramas de desintegración de los hadrones con belleza. Por este motivo se han propuesto diversos modelos fenomenológicos al respecto, tanto exclusivos como inclusivos [33, 34, 35]. Entre los exclusivos, el más utilizado en los últimos años es el ISGW[34], pero realmente ninguno de ellos consigue calcular todos los posibles canales y lograr un buen acuerdo con los datos. El modelo inclusivo más utilizado es el ACCMM[33]. Se trata de un modelo de quark espectador modificado para tener en cuenta cinemáticamente efectos no perturbativos. Para ello se le asigna al quark espectador un momento, cuyo espectro es gaussiano, con una anchura determinada por un parámetro denominado p_F

$$\phi(p) = \frac{4}{\sqrt{\pi} p_F^3} \exp\left(- \frac{p^2}{p_F^2} \right)$$

El quark pesado es tratado como una partícula virtual cuya masa invariante esta relacionada con la masa del quark espectador, m_{sp}, y su momento, p:

$$m_b^2 = M_B^2 + m_{sp}^2 - 2M_B \sqrt{p^2 + m_{sp}^2}$$

donde M_B es la masa del mesón B.

1.7 Oscilación $B^0 - \bar{B}^0$

Las interacciones débiles con cambio de sabor inducen una oscilación entre los mesones pseudoescalares B^0 y $\bar{B}^0$. Despreciando la violación de CP, obtenemos los siguientes autoestados de CP:

$$\begin{aligned} B_L &= \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 + \bar{B}^0) \qquad (CP = -1) \\ B_S &= \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 - \bar{B}^0) \qquad (CP = +1) \end{aligned} \tag{1.27}$$

Estos estados físicos son inestables y satisfacen la usual ecuación de movimiento

$$i\frac{d}{dt}B_{L,S}(t) = \mathcal{H}B_{L,S}(t) = (M - \frac{i}{2}\Gamma)_{L,S}B_{L,S}(t) \tag{1.28}$$

con $M_{L,S}$ y $\Gamma_{L,S}$ las masas y anchuras de los estados L, S y $\mathcal{H}$ el hamiltoniano diagonalizado. Una sencilla integración nos da la siguiente evolución temporal

$$\begin{aligned} B^0(t) &= g_+(t)B^0(0) + g_-(t)\bar{B}^0(0) \\ \bar{B}^0(t) &= g_-(t)B^0(0) + g_+(t)\bar{B}^0(0) \end{aligned} \tag{1.29}$$

con

$$g_\pm(t) = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_L t/2}\{1 \pm e^{\Delta\Gamma t/2}e^{i\Delta M t}\} \tag{1.30}$$

El factor complejo dentro de los paréntesis induce una oscilación entre los estados B^0 y $\bar{B}^0$. Dicha oscilación está determinada por los parámetros

$$\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S \qquad\qquad \Delta M = M_L - M_S \tag{1.31}$$

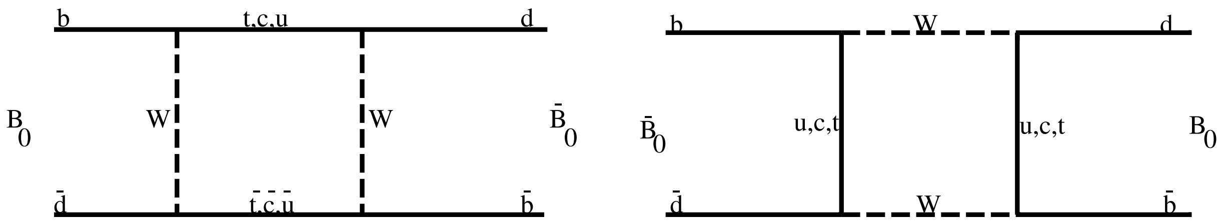


Figura 1.12: *Diagramas de caja para la oscilación* $B^0 - \bar{B}^0$

La probabilidad de oscilación $B^0 - \bar{B}^0$ integrada en el tiempo viene dada por el cociente

$$r \equiv \frac{prob(B^0 \to \bar{B}^0)}{prob(B^0 \to B^0)} = \frac{\int_0^\infty |g_-(t)|^2 dt}{\int_0^\infty |g_+(t)|^2 dt} = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2} \tag{1.32}$$

donde

$$x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma}$$

y

$$y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$$

En el caso de los mesones B, las diferencias de vidas medias es despreciable y la ecuación anterior se reduce a

$$r = \frac{x^2}{2 + x^2} \tag{1.33}$$

La predicción teórica para ΔM se obtiene calculando los diagramas de caja de la figura 1.12, de los cuales la contribución del quark top es la predominante

$$\Delta M = \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_b |V_{tb}^* V_{td}|^2 F(\frac{m_t^2}{M_W^2}) \eta_{QCD} \tag{1.34}$$

siendo B_B el factor de "saco", f_B la constante de desintegración de los B, η_{QCD} un factor de correción QDC [1] y $F(z)$ expresada por

$$F(z) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4(1-z)} - \frac{3}{2(1-z)^2} - \frac{3}{2}\frac{z^2 \log z}{2(1-z)^3}$$

[1] $B_B \approx 1$ debido a la elevada masa de los quarks b[36]; $f_B \approx 140$ MeV[37] según cálculos de regla de suma y $\approx 200 - 300$ MeV[36] según cálculos de "lattice"; $\eta_{QCD} \approx 0.8$.

Capítulo 2

El dispositivo experimental

2.0 Introducción

Los datos que vamos a utilizar en este trabajo han sido obtenidos con el detector L3. Este detector está situado en uno de los cuatro puntos de interacción de LEP, un anillo de almacenamiento en el que colisionan electrones y positrones con una energía centro de masas, en su primera fase, en torno a la masa del bosón intermediario Z^0 ($\sqrt{s} \approx 91$ GeV).

En este capítulo vamos a describir en primer lugar las principales características de LEP. En el segundo apartado nos detendremos en cada una de las partes del detector L3 y en su sistema de "trigger". El tercer apartado está dedicado a describir el proceso de reconstrucción de las señales recogidas en el detector, con especial énfasis en aquellos puntos que más afectan al análisis realizado en el presente trabajo.

2.1 El colisionador LEP

El colisionador LEP (Large Electron Positron Collider)[38] comenzó a funcionar en agosto de 1989. La máquina está situada en un túnel de unos 27 km, a una profundidad media de 100 metros. En la figura 2.1 puede apreciarse su situación en la frontera francosuiza, cerca de la ciudad de Ginebra.

LEP es en realidad el último eslabón de una cadena de aceleradores, tal y como puede apreciarse en la figura 2.2. Los positrones son creados mediante un intenso haz de pulsos de electrones (100 Hz), que se aceleran hasta 200 MeV en un acelerador lineal, y se dirigen contra un blanco de tungsteno. Los positrones emitidos son llevados hasta 600 MeV por un segundo acelerador lineal y son inyectados en el anillo de acumulación electrón-positrón (EPA). Después de un cierto tiempo, cuando se han conseguido acumular unos 4×10^{11} positrones, éstos son transferidos al PS ('Proton Synchrotron') donde son acelerados a 3.5 GeV e inyectados en el SPS ('Super Proton Synchrotron'). El SPS les proporciona una energía de 20 GeV, completando así la cadena de preaceleración. El mismo ciclo es seguido por los electrones, pero éstos son inyectados directamente en el acelerador de 600 MeV. El anillo de LEP recibe los electrones y positrones de 20 GeV, agrupados en cuatro paquetes cada uno[1], circulando en direcciones opuestas. Ambos son acelerados entonces hasta su energía final mediante 128 cavidades de radio-frecuencia[39], encargadas asimismo de reponer la energía perdida por radiación sincrotrón (unos 117 MeV por vuelta a 45 GeV).

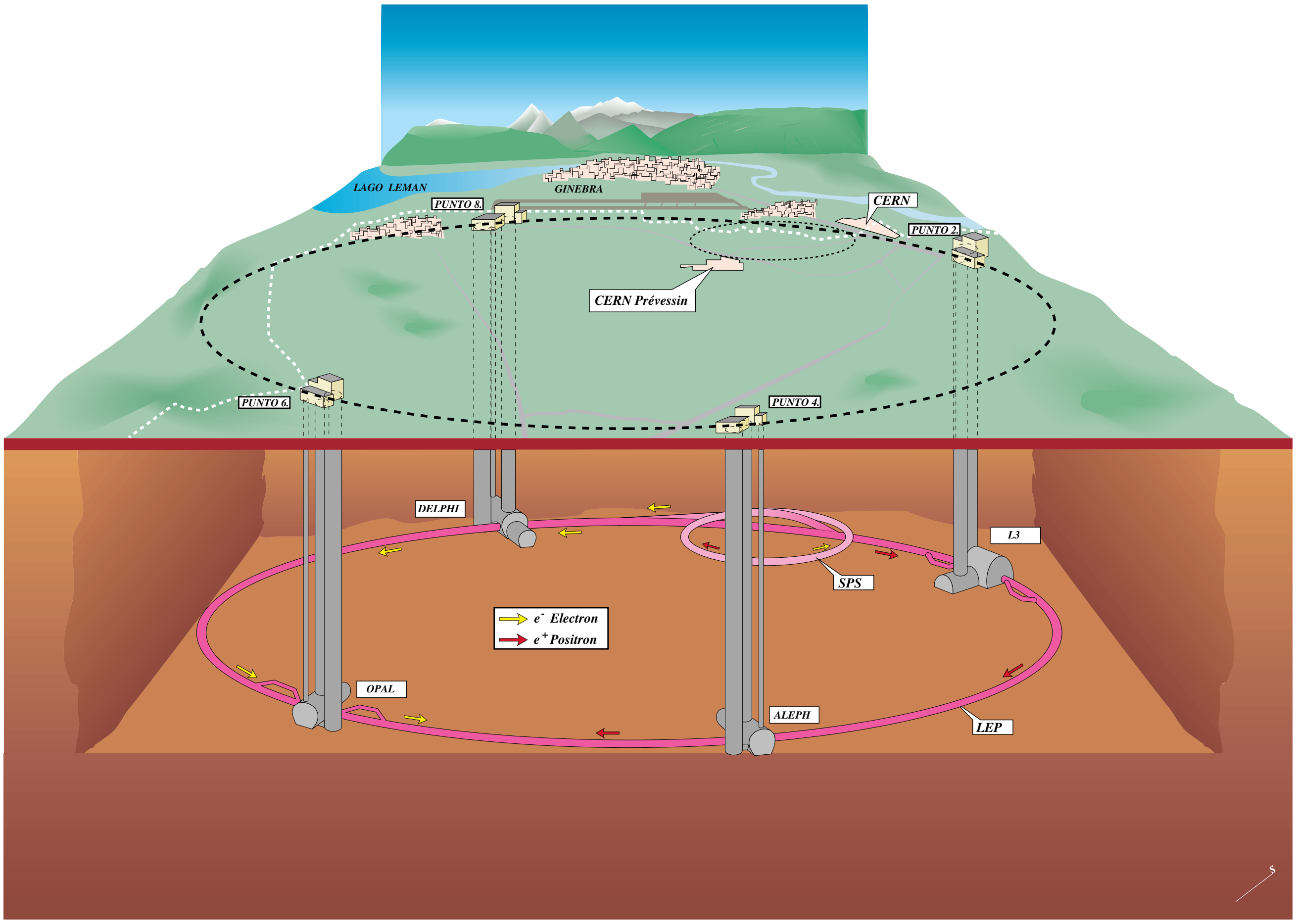


Figura 2.1: *Vista panorámica del acelerador LEP*

Una vez completada la aceleración, es necesario minimizar el tamaño del haz en los cuatro puntos de interacción ('β squeeze'), con el fin de incrementar la luminosidad en las regiones equipadas con los detectores. Mediante el uso de cuadrupolos focalizadores superconductores, se consiguen unas dimensiones en el plano perpendicular a la órbita de $\approx 300\mu m$ en la dirección vertical y $\approx 12\mu m$ en la dirección horizontal.

[1]durante los últimos meses de la toma de datos en 1992 se realizaron pruebas con 8×8 paquetes

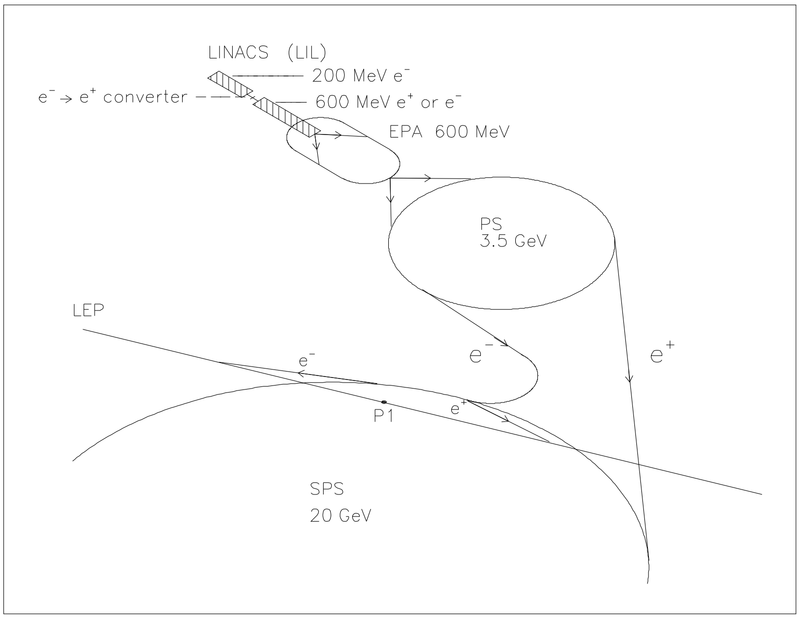


Figura 2.2: *Cadena de inyección del acelerador LEP*

Luminosidad nominal	$1.7\ 10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Circunferencia	26.66 Km
Radio de curvatura de los dipolos	3096.175 cm
Tiempo de revolución	88.9μs
Número de áreas experimentales	4
Máxima energía por haz (fase I)	60 GeV
Dispersión en energía (σ_E/E)	10^{-3}
Número de paquetes por haz	4
Número de partículas por paquete	$4\ 10^{11}$
Intensidad de corriente promedio	3 mA
Radiofrecuencia	352.20904 MHz
Número de cavidades RF	128
Número de dipolos	3368
Número de cuadrupolos	816

Tabla 2.1: *Parámetros más relevantes de LEP*

La luminosidad viene descrita por la ecuación:

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 f n}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

donde N es el número de partículas por paquete, n el número de paquetes, f la frecuencia de revolución y σ_x y σ_y son medidas de la dispersión transversal de las partículas dentro del paquete. Esta luminosidad, multiplicada por la sección eficaz de interacción, proporciona el número de sucesos por unidad de tiempo. La energía del haz de LEP ha sido calibrada utilizando una técnica de despolarización resonante [40], consiguiendo una precisión de ± 5.3 MeV.

En la tabla 2.1 se muestran algunos de los parámetros más relevantes del acelerador LEP.

2.2 El detector L3

El diseño de detectores de partículas en anillos de colisión e^+e^- se caracteriza por intentar cubrir homogénea y simétricamente la mayor parte del ángulo sólido alrededor del punto de interacción[2], ya que las colisiones se producen en reposo en el sistema centro de masas. Para identificar las diversas partículas producidas y medir su energía y trayectoria, se utiliza típicamente una combinación de cámaras de deriva y calorímetros inmersos en un campo magnético. En L3 se ha enfatizado en el diseño la precisión en la medida de e, μ y γ.

L3 es un detector cuyo volumen efectivo es $11.4 \times 11.4 \times 11.9$ m^3, totalmente inmerso en un campo magnético solenoidal de 0.5 Tesla. La primera misión del detector es determinar con precisión la dirección en la que salen las partículas y extrapolar su trayectoria para determinar si provienen del vértice de interacción. Para ello, se coloca, lo más cerca del vértice que permite el tubo del haz, una cámara de deriva que contiene un gas en el que las partículas cargadas dejan una traza sin apenas verse afectadas. Rodeando a esta cámara se encuentran los calorímetros, que miden la energía de las partículas por el procedimiento de absorción total. El primero de ellos es el calorímetro electromágnetico, diseñado para medir con excelente precisión la energía de fotones y electrones, y que sirve asimismo para determinar la dirección de las partículas neutras, que no han dejado traza en la cámara de deriva. Los hadrones, aunque depositan parte de su energía en este calorímetro, en su mayoría consiguen atravesarlo y pasan al calorímetro hadrónico, que mide su energía y posición. Los muones son partículas de baja probabilidad de interacción con la materia y atraviesan con facilidad ambos calorímetros. Para medir con precisión su momento es necesario conseguir un buen producto Bl^2 [3]. La solución escogida por L3 ha sido colocar tres niveles de cámaras con la mayor separación posible entre ellas. En la figura 2.3 se muestran de forma esquemática los distintos componentes del detector L3 [41], que describiremos a continuación con más detalle.

---

[2] L3 cubre un 99% del ángulo sólido 4π.

[3] B es el campo mágnetico y l la longitud de trayectoria recorrida por el muón en la zona cubierta por las cámaras

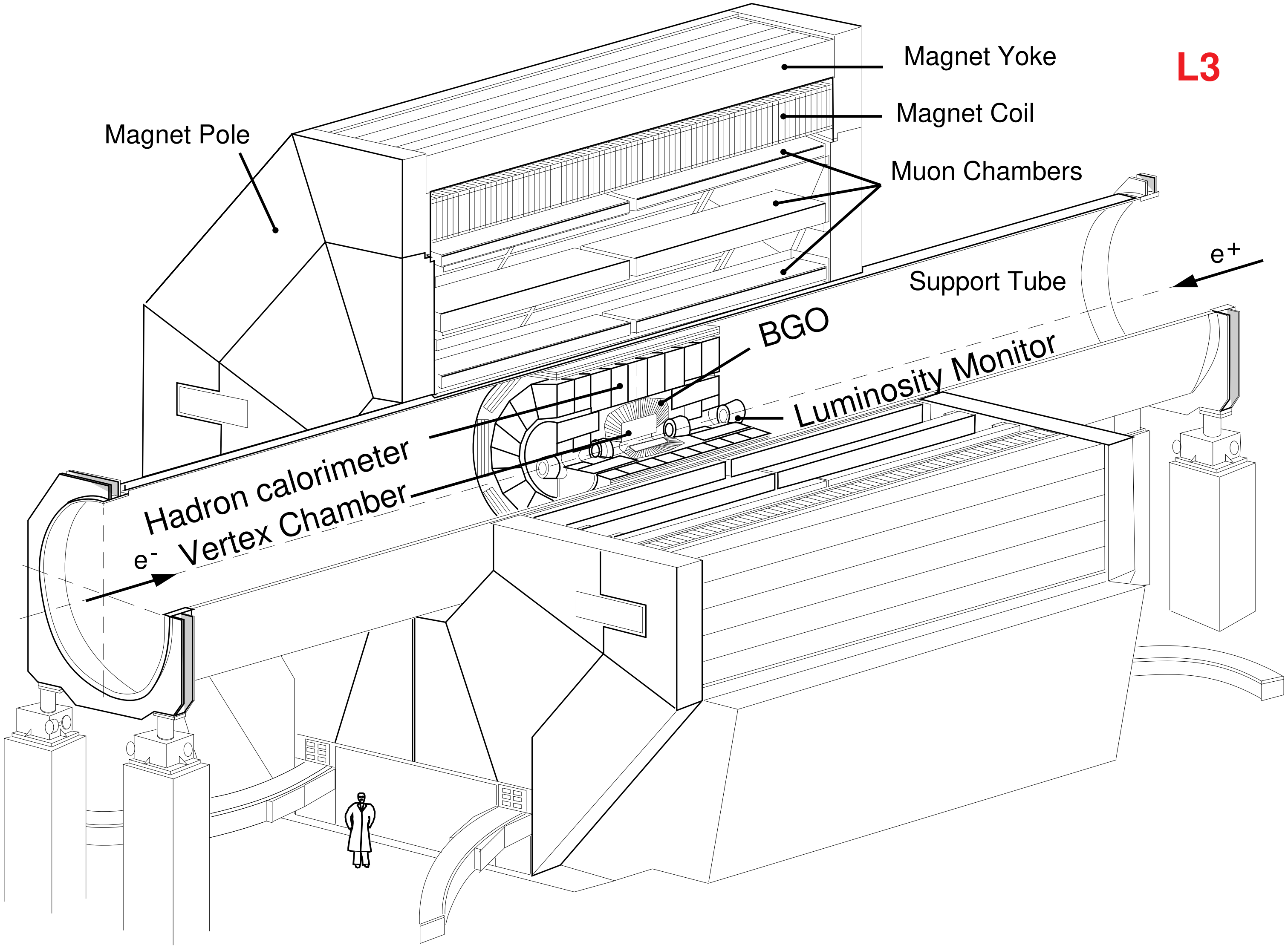


Figura 2.3: *El detector L3*

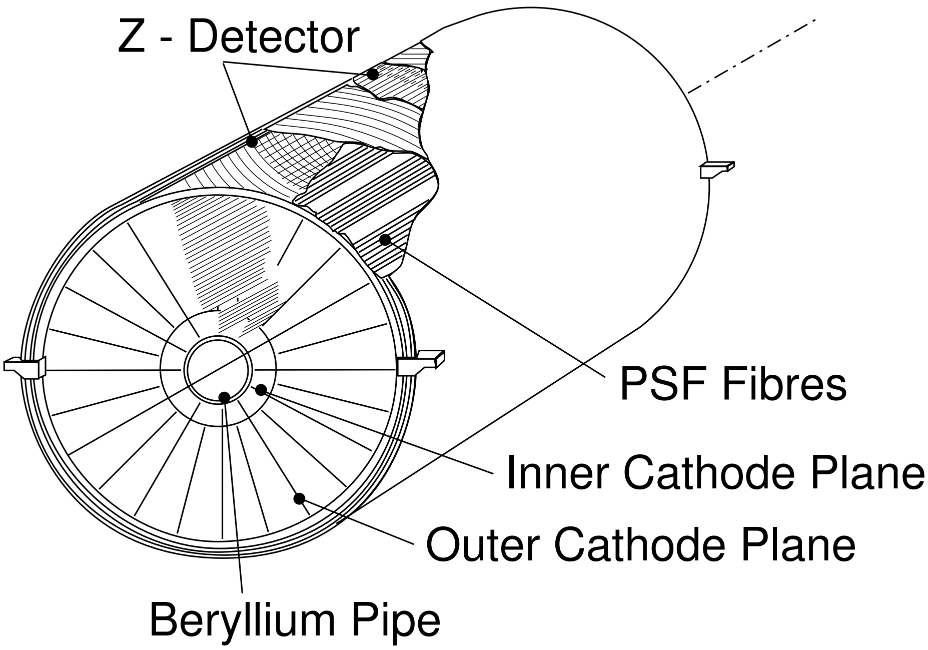


Figura 2.4: *El detector central*

2.2.1 El detector central

Las partículas cargadas originadas en el punto de interacción o en sus alrededores son medidas con precisión por el detector central de L3[42], el cual reconstruye las trayectorias de las partículas cargadas, determina su momento y, en algunos casos, proporciona información sobre sus masas.

Este detector se extiende desde 9 a 49 cm en la dirección radial, contados a partir del punto de interacción, y cubre un ángulo polar $|\cos\theta| \leq 0.8$. Consta de una cámara de expansión temporal, TEC ("Time Expansion Chamber"), una cámara Z y un sistema de calibración de centelleadores de fibra de plástico (PSF). En la figura 2.4 se muestra un esquema de este detector.

Los planos anódicos y catódicos de la TEC tienen una disposición radial, formando doce sectores internos y veinticuatro externos. Existen varios tipos de hilos en la TEC con diferente cometido (ver figura 2.5):

i) los hilos catódicos, que dan forma al campo eléctrico

ii) los hilos de señal o anódicos, que miden la coordenada $R-\phi$ con una precisión de 50 μm por hilo, permitiendo distinguir el signo de la carga de una partícula de hasta $P \approx 50$ GeV con un 95% C.L.

iii) los hilos de división de carga, que determinan la coordenada Z midiendo la asimetría de

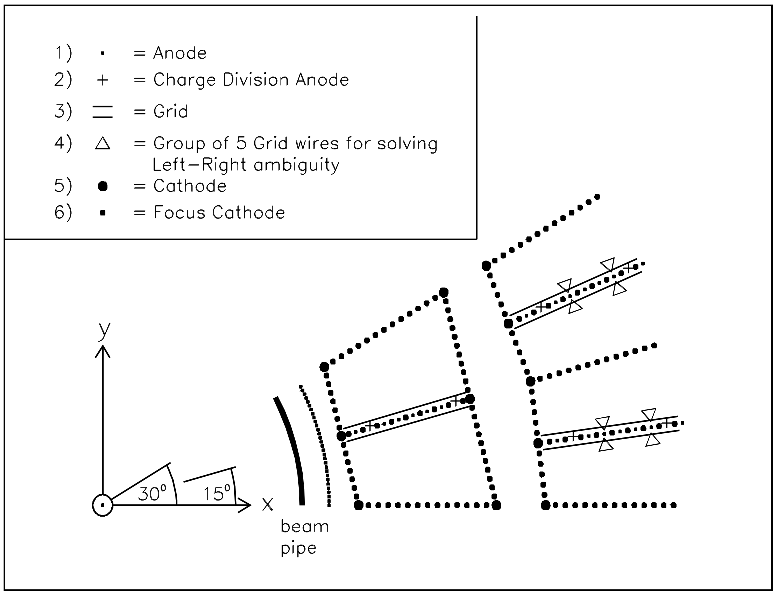


Figura 2.5: *Disposición de los hilos en un sector de la TEC*

carga en ambos extremos del hilo

iv) grupos de hilos en cada lado de la región de amplificación que permiten resolver la ambigüedad izquierda-derecha.

El modo de funcionamiento de "expansión de tiempo" significa una lenta velocidad de deriva de la nube electrónica, lo cual proporciona una mejor precisión en la medida de la posición en comparación con otras cámaras de velocidad de deriva superior. Para conseguir esta precisión, 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%).

La cámara Z, que consiste en dos capas de cámaras proporcionales cilíndricas, fue construida para aumentar la precisión en la medida de la coordenada Z. La precisión requerida es inferior a 2 mm en la superficie del calorímetro electromagnético.

2.2.2 El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromágnetico se encuentra rodeando al detector central y está compuesto de dos partes, un barril central y dos "end caps" (ver figura 2.6). El barril central cubre un ángulo polar de $42^o \leq \theta \leq 138^o$ y está formado por 7680 cristales de BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) con forma de pirámide truncada de bases 2×2 y $3 \times 3\text{cm}^2$ respectivamente y 24 cm de altura, que apuntan al vértice de interacción. Los dos 'end caps' tienen una cobertura de $10^o \leq \theta \leq 38^o$ y $142^o \leq \theta \leq 170^o$ respectivamente y están formados cada uno por 1536 cristales de BGO con

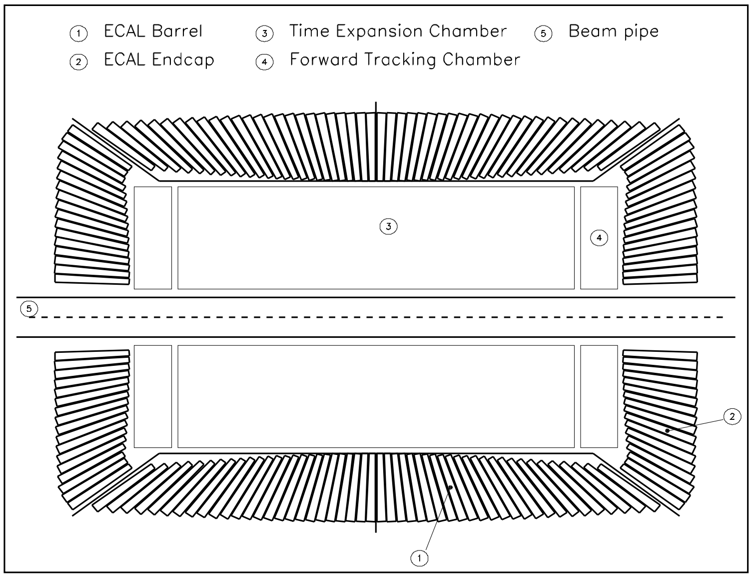


Figura 2.6: *El calorímetro electromagnético*

una complicada geometría. Delante de los "end caps" están colocadas unas pequeñas cámaras de deriva (FTC).

El objetivo fundamental de este calorímetro es la medida con alta precisión de la energía y posición de electrones y fotones. El BGO es un excelente material para un calorímetro electromagnético compacto, gracias a su corta longitud de radiación para fotones y electrones, su alta densidad, su resistencia a la radiación y su estabilidad química. Además, el BGO tiene una resolución intrínseca muy buena ($\approx 5\%$ para $E \approx 100$ MeV y $< 1\%$ para $E > 1$ GeV) y una excelente linearidad [43].

2.2.3 Los contadores de tiempo de vuelo

Entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico se sitúan los contadores de tiempo de vuelo. Se trata de 30 tiras de plástico centelleador BICRON BC-412 de 1 cm de espesor dispuestas longitudinalmente siguiendo la forma del calorímetro hadrónico, y otras 16 tiras en los 'end caps', que extienden la cobertura hasta $|\cos\theta < 0.90|$ (ver figura 2.7). La cobertura en ϕ es del 93%.

El principal objetivo de los plásticos centelleadores es discriminar entre sucesos $e^+e^- \to Z \to \mu^+\mu^-$ y muones cósmicos. Ambos sucesos pueden diferenciarse, a pesar de su semejanza topológica, porque la diferencia de tiempo de vuelo entre dos centelleadores opuestos es cero para el caso de dimuones y 5.8 ns para muones cósmicos. Esta diferencia puede ser fácilmente resuelta con estos centelleadores, ya que su resolución es de 0.46 ns.

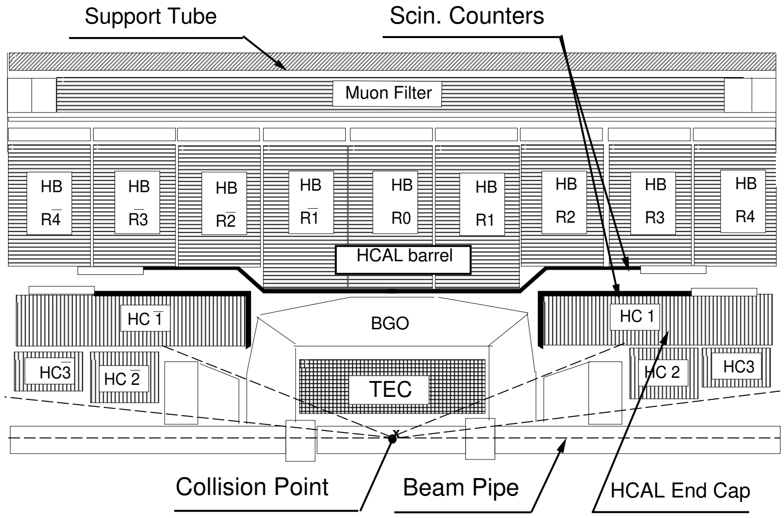


Figura 2.7: *Vista transversal del calorímetro hadrónico y el filtro de muones*

2.2.4 El calorímetro hadrónico y el filtro de muones

El calorímetro hadrónico está situado entre el electromagnético y el tubo soporte, en un radio de 88 a 213 cm. Se compone de dos partes, el barril, que cubre un ángulo de $35^o \leq \theta \leq 145^o$, y dos 'end caps', con cobertura $5.5^o \leq \theta \leq 35^o$ y $145^o \leq \theta \leq 175.5^o$ (ver figura 2.7). Ambas partes abarcan completamente el ángulo azimutal, con lo cual se llega a cubrir un 99.5% del ángulo sólido 4π. Los módulos que componen este calorímetro disponen de varias capas de cámaras proporcionales como componente activo y uranio como material absorbente.

El objetivo de éste calorímetro es triple[44]:

i) Medir la energía de los productos de la interacción, especialmente de los hadrones, para lo cual tiene una resolución de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.55}{\sqrt{E}(\mathrm{GeV})} + 0.05$.

ii) Localizar los flujos de energía, gracias a una fina segmentación, para facilitar los estudios topológicos de jets.

iii) Filtrar los muones, oponiendo entre seis y siete longitudes de interacción a las partículas provenientes del vértice, con lo cual se espera detener la casi totalidad de los hadrones producidos.

El filtro de muones consiste en ocho módulos idénticos formados por seis placas absorbentes de latón de 1 cm de grosor, intercaladas con cinco capas de cámaras proporcionales y seguidas de cinco capas absorbentes de 1.5 cm. Su principal misión es añadir 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico para la detención de las partículas que no sean muones.

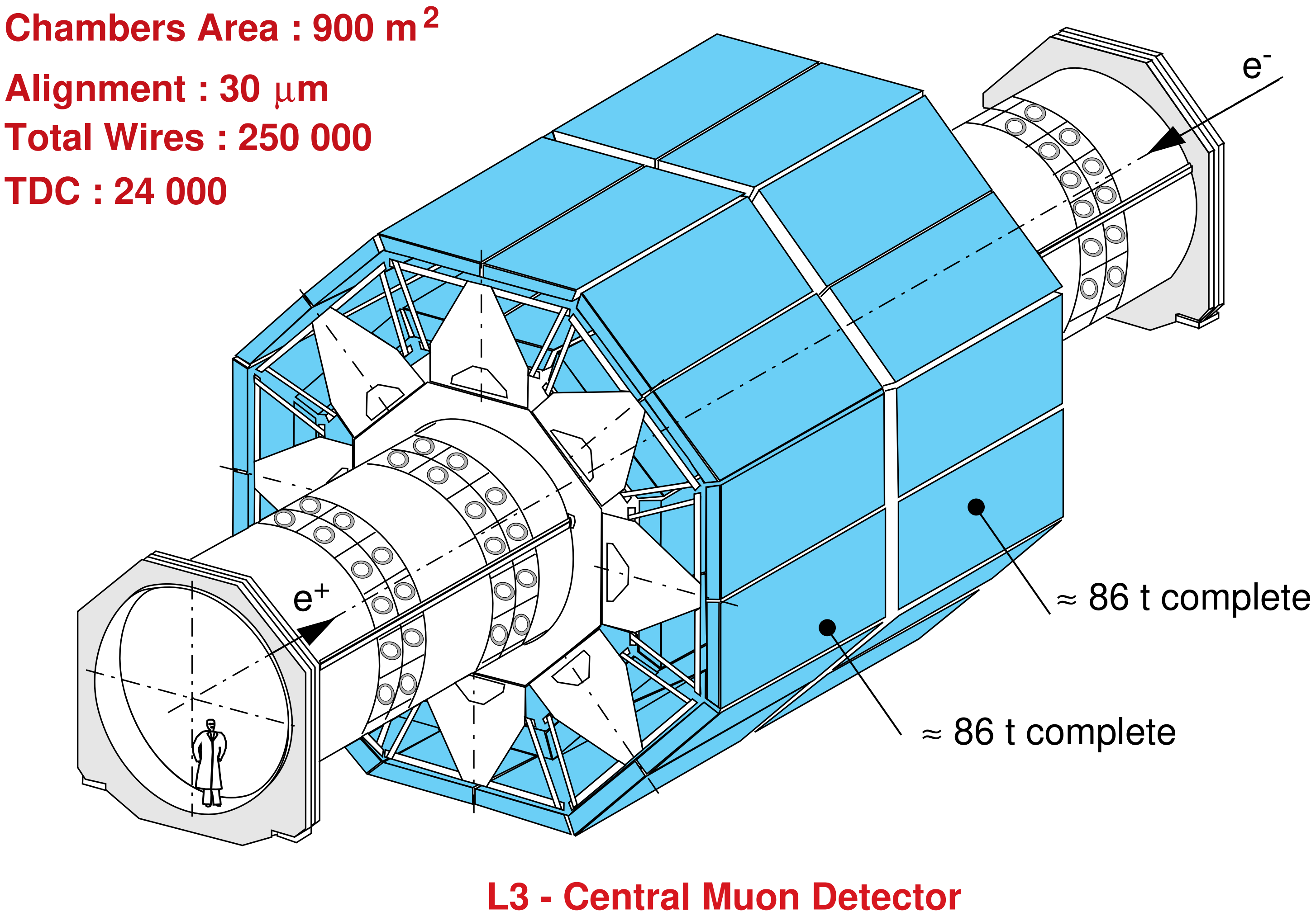


Figura 2.8: *Vista global del espectrómetro de muones*

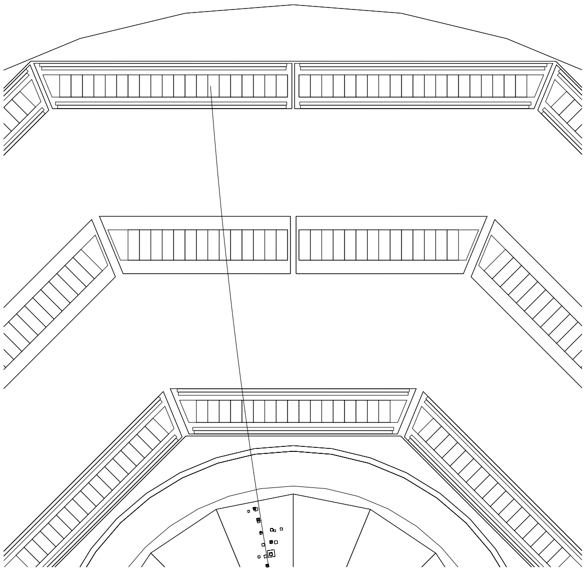


Figura 2.9: *Vista de un octante en la proyección transversal, mostrando los tres niveles de cámaras P*

2.2.5 Las cámaras de muones

El detector de muones de L3 [45, 46], especialmente diseñado para obtener la mayor precisión posible en la medida del momento de los muones, ocupa toda la parte exterior del detector, desde el tubo soporte hasta la bobina del imán. Está compuesto por dieciséis módulos llamados octantes, dispuestos sobre dos ruedas, ocho a cada lado del punto de interacción. (ver fig. 2.8). Cada octante está compuesto de dos tipos diferentes de cámaras de deriva, comúnmente denominadas P y Z.

Las cámaras P miden las coordenadas del muón en la proyección $r\phi$, perpendicular a la dirección del campo magnético, y, por tanto, permiten calcular su momento a partir de la curvatura. La trayectoria es determinada mediante tres niveles de cámaras de deriva, llamadas MI (interna), MM (media) y MO (externa), con 16, 24 y 16 hilos sensores respectivamente, cuya resolución es de 200 μm por hilo. En la dirección azimutal, están divididas en celdas en número de 19, 15×2 y 21×2 respectivamente[4]. En las figuras 2.9 y 2.10 se presentan las vistas transversal y longitudinal de estas cámaras. La figura 2.11 muestra el detalle de una de las celdas de una cámara MI con la descripción de los distintos tipos de hilos. El gas utilizado es una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%), el cual ofrece una buena estabilidad de la velocidad de deriva frente a variaciones del potencial aplicado o la proporción en la mezcla de gases.

[4]las cámaras MM y MO están divididas en dos, como puede apreciarse en la figura 2.9

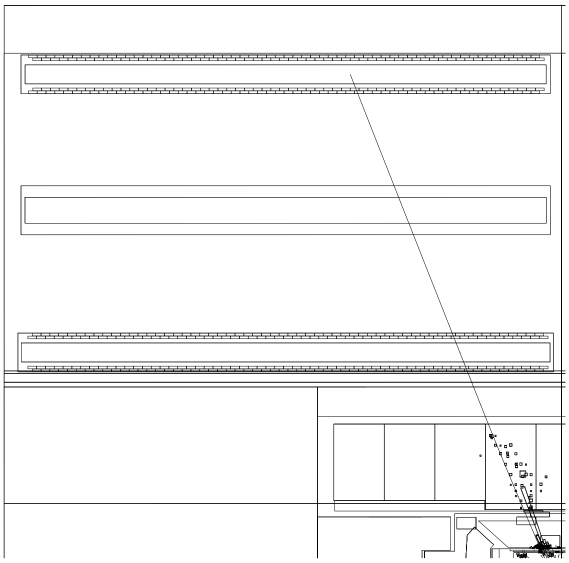


Figura 2.10: *Vista de un octante en la proyección longitudinal, mostrando los cuatro niveles de cámaras Z*

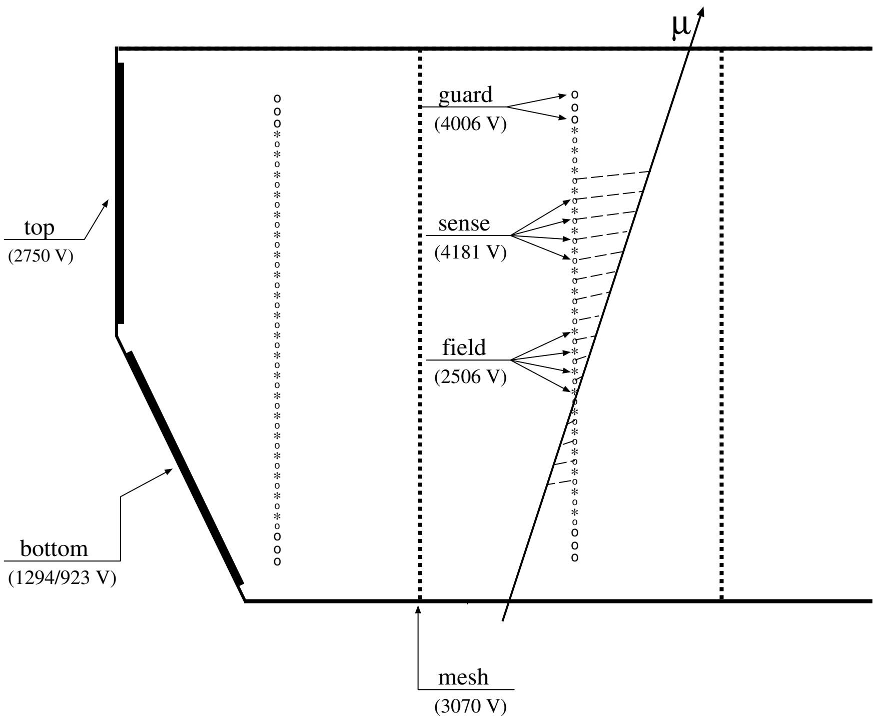


Figura 2.11: *Detalle de una cámara P*

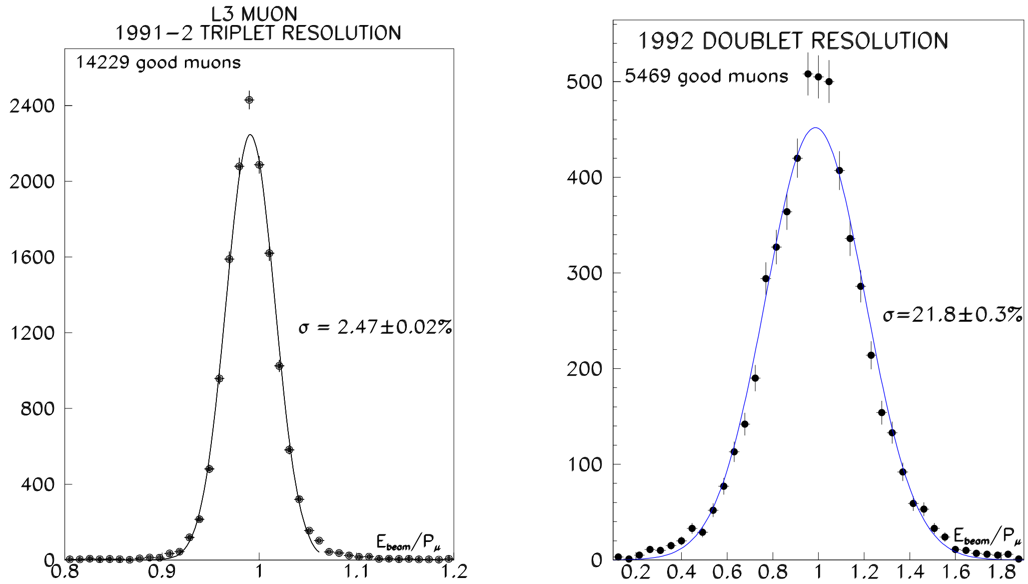


Figura 2.12: *Resoluciones alcanzadas en la medida del momento del muón para sucesos con señales en los tres niveles de cámaras P (izquierda) o únicamente en dos de ellos (derecha)*

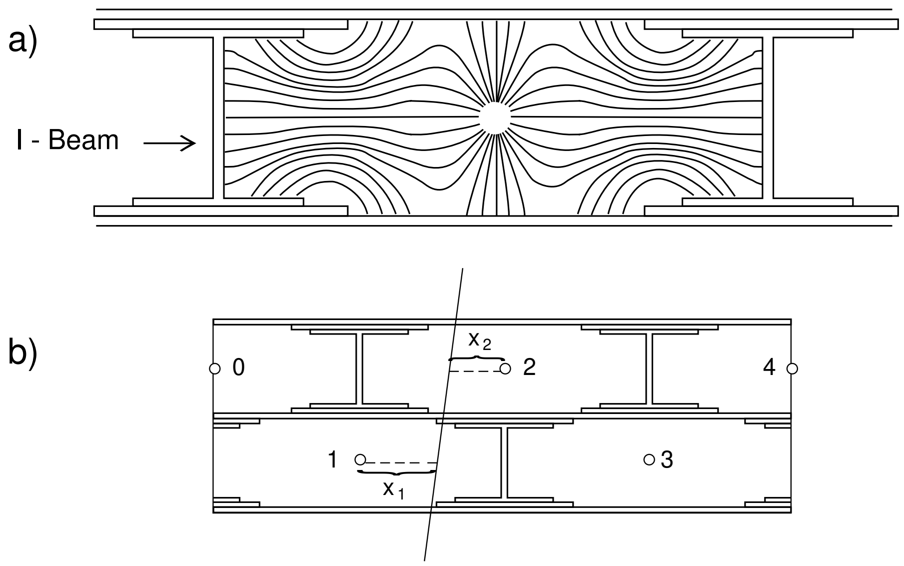


Figura 2.13: *Detalle de una cámara Z*

La excelente resolución alcanzada con estas cámaras en la medida del momento del muón es debida no solamente a la buena resolución por hilo y la gran distancia que separa las cámaras internas y externas (2.9 m), sino también al complejo sistema de alineamiento [46]. La resolución alcanzada es de 2.5% para muones reconstruidos en los tres niveles de cámaras y 22% para muones con señales en dos de ellas únicamente (ver figura 2.12).

Las cámaras Z miden las coordenadas del muón en la proyección longitudinal, paralela al campo magnético. En la figura 2.13 puede apreciarse el detalle de una celda de una cámara Z. Hay cuatro niveles de cámaras Z dentro de un octante, dos cubriendo a la cámara MI y otras dos cubriendo a las cámaras MO (figura 2.10). No existe medida de la coordenada Z a la altura de las cámaras MM, con el fin de minimizar la contribución a la resolución del error debido a la dispersión múltiple. El gas utilizado en este caso es una mezcla de argón (91.5%) y metano (8.5%), que permite alcanzar resoluciones globales inferiores a 1 mm.

2.2.6 El monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad [41] está diseñado para realizar medidas de luminosidad con elevada precisión utilizando sucesos de difusión bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ en el canal t) a bajo ángulo. Consiste de dos detectores electromagnéticos de BGO idénticos con forma cilíndrica y dos cámaras de deriva con buena resolución espacial (ver figura 2.14). Se encuentra situado a ambos lados del punto de interacción, a una distancia $z = \pm 2765$ mm. Los cristales de BGO están dispuestos en ocho anillos, cada uno de 15 mm de ancho, paralelos al tubo del haz. Azimutalmente, están divididos en dieciséis sectores de diecinueve cristales cada uno. El monitor de luminosidad cubre una región angular 24.7 mrad $\leq \theta \leq$ 69.3 mrad con total eficiencia, correspondiente a una sección eficaz bhabha efectiva de ≈ 100 nb.

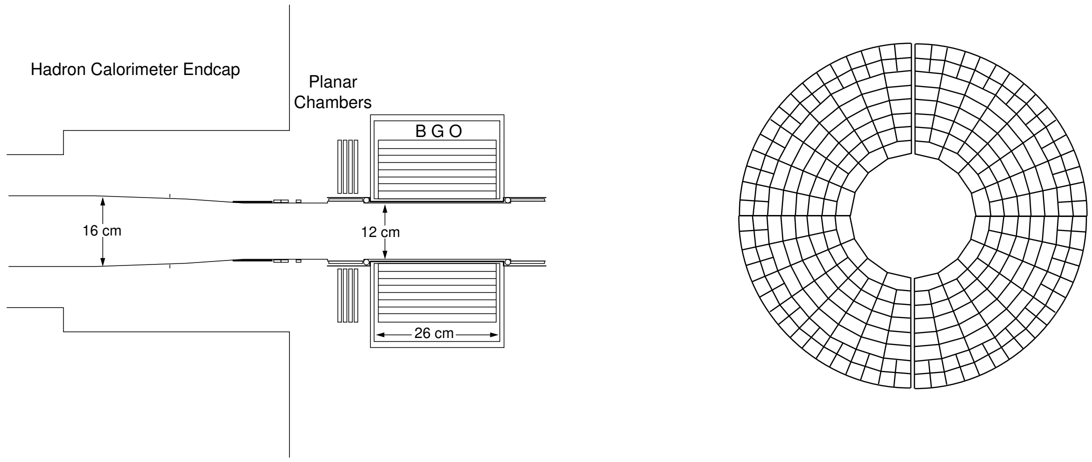


Figura 2.14: *El monitor de luminosidad*

2.3 El sistema de "trigger"

El sistema de "trigger" tiene como finalidad optimizar el tiempo activo del detector. La contaminación de rayos cósmicos, las interacciones del haz con las moléculas de gas residuales dentro del tubo de vacío y las señales espúreas del propio detector generan 'sucesos' con una frecuencia de varias decenas de kHz, mientras que la frecuencia de los auténticos sucesos e^+e^- es de unos pocos Hz. Por ello es necesario un sistema de "trigger", que permita decidir si el suceso en cuestión es o no válido. El "trigger" exige, en primer lugar, que exista una coincidencia temporal, dentro de un cierto rango, con el cruce de los haces, de modo que se reduzca la contaminación a la que ocurre en este breve tiempo. Los criterios de selección han de ser tales que, por un lado, el sistema de "trigger" pueda decidir si un suceso es 'bueno' o 'malo' antes del siguiente cruce de haces, es decir en 22 μs, y por otro, se reduzca el ritmo de toma de datos a un nivel aceptable (el detector L3 utiliza en torno a 0.5 Mb de información por suceso), sin perder ningún suceso e^+e^-.

El sistema de "trigger" está estructurado en tres niveles. El nivel 1 recoge de cada subdetector unos pocos datos y los procesa mediante algoritmos sencillos para poder tomar la decisión de aceptar un suceso rápidamente. Si la respuesta es negativa, el detector es reinicializado para registrar el suceso siguiente. Si la respuesta es positiva, se activa la conversión analógico-digital de los datos, que son pasados al segundo nivel. Este primer nivel está dividido en varios sub"trigger"s de modo que el suceso es aceptado si ha satisfecho los criterios de cualquiera de ellos[47]. Algunos de los criterios exigidos por estos "subtrigger"s han sufrido pequeñas variaciones a lo largo de los dos años en los que se ha recogido la muestra analizada en este trabajo, en especial en aquellos períodos en los que se utilizaron 8×8 paquetes de electrones y positrones. Sin embargo, ya que estos períodos han sido muy breves y que por lo demás los cambios han sido mínimos, nos limitaremos a describir los criterios utilizados durante la casi totalidad del año 1992.

"Triggers" de energía. Su objetivo es seleccionar sucesos con partículas de tipo electromagnético o hadrónico en base a sus deposiciones de energía en los calorímetros.

- **"Trigger" de energía total**. Es el "trigger" principal para sucesos hadrónicos. Exige que se cumplan una de las siguientes cuatro condiciones
  - Energía en el barril del calorímetro electromagnético superior a 10 GeV.
  - Energía en todo el calorímetro electromagnético superior a 20 GeV.
  - Energía en los barriles de los calorímetros electromagnético y hadrónico superior a 15 GeV.
  - Energía calorimétrica total superior a 20 GeV.
- **"Cluster trigger"**. Exige una concentración radial en una región reducida en (θ, ϕ). Selecciona sucesos cuya energía total no es muy grande, pero está acumulada en una zona reducida apuntando al vértice de interacción, como por ejemplo puede ser el caso de los

sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$. El umbral exigido depende de la existencia o no de una traza cargada en la cámara de vértice, siendo de 3 GeV en el primer caso y de 7 GeV en el segundo.

- **"Trigger" de recuento de impactos.** Acepta un suceso si la energía en alguno de los canales de los calorímetros es superior a un cierto valor.

- **"Trigger" de fotón aislado.** Con el fin de seleccionar sucesos del tipo $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$, este "trigger" acepta un suceso si la energía en el calorímetro electromagnético es mayor de 1 GeV, siempre que el área en la que se ha recogido dicha energía sea pequeña y contenga al menos el 80% de toda la energía depositada en este calorímetro.

- **"Trigger" de luminosidad.** Se trata de un "trigger" dedicado a seleccionar sucesos $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ a muy bajo ángulo. Para ello exige más de 15 GeV en ambos monitores de luminosidad o más de 25 GeV en uno y más de 5 GeV en el otro. Además existe otro "trigger" que exige la presencia de más de 30 GeV en cualquiera de los dos calorímetros; sin embargo, dada la cantidad de sucesos espúreos que aceptaría, se utiliza solamente para el cálculo de las eficiencias de los otros dos "subtriggers".

"Trigger" de la TEC. Su objetivo es seleccionar sucesos en los que se han producido trazas cargadas provenientes del vértice de interacción. Para ello realiza un simple reconocimiento de formas ("track finder") que tiene como consecuencia la identificación de trazas con total eficiencia por encima de 100-150 MeV. El "trigger" exige que existan al menos dos trazas que cumplan $|180^o - \Delta\phi| < 60^o$.

"Trigger" de los centelleadores. Se exige señal en al menos cinco de los treinta centelleadores del barril. Se utiliza principalmente como "trigger" de control para sucesos hadrónicos.

"Trigger" de muones. Su objetivo es seleccionar todo tipo de sucesos que tengan algún muón en el estado final. El primer requisito es que exista al menos una señal en los contadores de tiempo de vuelo, señal que debe estar en coincidencia con el tiempo de cruce, dentro de una ventana de 60 ns. Este requisito previo debe además complementarse con una respuesta positiva de al menos uno de los tres siguientes "subtriggers":

- **Muón único.** Exige que al menos dos de los tres niveles de cámaras P y tres de los cuatro niveles de cámaras Z proporcionen señal compatible con la trayectoria del muón.

- **Dimuón.** Exige que haya al menos dos muones en octantes no contiguos en ϕ. Cada uno de los muones debe tener al menos dos de los tres niveles de cámaras P con señal compatible con la trayectoria del muón. Además, cada muón debe tener al menos una señal en las dos cámaras Z más internas. Existen condiciones especiales aplicadas al caso en que los muones tengan un valor de θ próximo a 90 grados, con objeto de minimizar pérdidas en la zona entre las ruedas de los octantes.

- **Muones a pequeño ángulo**. Considera el caso en que los muones por razones de aceptancia geométrica sólo atraviesan la cámara P más interna, MI. Se exige que los dos muones estén en distintas ruedas de octantes y que haya señales en cámaras MI de octantes opuestos (o casi opuestos) en ϕ.

Si el suceso es aceptado por el nivel 1, pasa al nivel 2. El "trigger" de nivel 2 es utilizado para almacenar los resultados intermedios y finales de todos los procesadores del "trigger" uno. Ello le permite recibir información que no estaba disponible a tiempo para ser procesada por el primer nivel. Mediante complejos algoritmos de selección, consigue reducir el número de sucesos aceptados en un factor diez. Sólo los sucesos aceptados por el nivel 2 serán procesados por el nivel 3, que es el único que tiene acceso a toda la información registrada en el detector.

El sistema de adquisición de L3 ha sido concebido para una frecuencia de selección del primer nivel de "trigger" entre 100 y 500 Hz. Puesto que la digitalización de los datos de los subdetectores dura 500 μs y no puede ser interrumpida, esta operación introduce un tiempo muerto mínimo en el que el detector está inactivo de 5% a 100 Hz y 25% a 500 Hz. Con el fin de que las etapas superiores no contribuyan al tiempo muerto, se les hace trabajar en modo asíncrono y la información suministrada por el nivel 1 es almacenada en una memoria que puede acumular hasta ocho sucesos simultáneamente.

2.4 Reconstrucción de los datos

Las señales electrónicas que una interacción e^+e^- genera en el detector L3, han de ser reconstruidas con el fin de obtener cantidades más significativas para el análisis. Dicha reconstrucción se realiza en dos pasos: en primer lugar, se procesa la información de cada subdetector separadamente y posteriormente se unen los resultados de cada uno de ellos para obtener las variables globales del suceso.

El primer paso comienza con la identificación de los impactos en los cristales de BGO del calorímetro electromagnético y en los diversos canales de las torres del calorímetro hadrónico, selecionando aquellos que tienen una energía por encima de un umbral (2 MeV para el calorímetro electromagnético y 9 MeV para el hadrónico). En el calorímetro electromagnético se forman los "bumps", agrupando el cristal más energético con los cristales adyacentes (típicamente una cascada electromagnética deposita $\approx 76\%$ de la energía en un sólo cristal de BGO con impacto central). Los impactos en el calorímetro hadrónico son también agrupados geométricamente en "clusters", uniendo dos o más impactos contiguos (para mayor detalle ver [48]). Las trazas en la TEC son asimismo seleccionadas imponiendo unos criterios mínimos de calidad. Utilizando como semilla los "bumps" del calorímetro electromagnético, se intenta agrupar geométricamente éstos con los "clusters" del hadrónico y con las trazas de la TEC para formar un "cluster" que englobe los tres subdetectores. Estos "clusters" se clasifican entonces según su estructura longitudinal y transversal en electromagnéticos, hadrónicos o muónicos. Según el resultado de esta clasificación, se aplican diferentes constantes de calibración para renormalizar la energía.

Las señales en las cámaras de muones son primeramente agrupadas para formar segmentos en las cámaras P y en cada pareja de cámaras Z [5]. Estos segmentos serán las unidades básicas con los que se determinarán la posición y el momento del muón. Utilizando la información de la base de datos sobre las pequeñas variaciones en el campo magnético, el alineamiento de las cámaras y las condiciones de presión y temperatura en el momento de la toma de datos, se intenta ajustar los diferentes segmentos P y Z para formar las trazas (MUTK). El requerimiento mínimo para formar una traza son dos segmentos P.

El último paso de la reconstrucción de muones es la formación de AMUIs, uniendo la información de las cámaras de muones con la de los calorímetros internos. Para formar los AMUIs se intenta asociar las trazas formadas en las cámaras de muones con impactos en el filtro de muones y en cada uno de los diez niveles del calorímetro hadrónico, con un "bump" en el calorímetro electromagnético y con alguna traza de la TEC. Estas asociaciones sirven para estimar la energía perdida por el muón a su paso por los calorímetros y para recalcular el momento del muón utilizando la traza de la TEC. Además, gracias a la información de los detectores internos, es posible en la gran mayoría de los casos resolver las ambigüedades originadas en el proceso de formación de los MUTK, ambigüedades que son debidas al ruido electrónico, la ambiguedad intrínseca izquierda-derecha de los hilos o la existencia de dos muones en el mismo octante.

La reconstrucción de los jets empieza a partir del "cluster" más energético, siempre que tenga más de 1.2 GeV (los AMUIs figuran también en la lista como un "cluster" más). Se busca dentro de un cono de 30^o el siguiente "cluster" más energético y se unen ambos sumándolos vectorialmente para obtener una nueva definición del eje del jet. A partir de este nuevo eje se vuelve a buscar el "cluster" más energético en un cono de 30^o y se calcula el nuevo eje del jet. Esta operación se repite sucesivamente hasta que no se encuentra ningún nuevo "cluster". Con los restantes se vuelve a comenzar todo el proceso hasta completar de este modo todos los jets, los cuales han de tener una energía mínima de 7 GeV. Para recuperar los "clusters" que no han sido agrupados en jets de energía superior a este valor, se busca el "cluster" más cercano que esté incluido en algún jet y se comprueba si está a menos de 20^o. Si aún han quedado "clusters" sin asociar, se repite la operación de formación de jets con unos cortes menos restrictivos, 0.5 GeV para el "cluster" inicial, 20^o de apertura del cono y 3 GeV de energía mínima final. Una vez creados todos los jets, se les aplica unos factores de calibración según una compleja clasificación en base a la distribución espacial de energía dentro del jet y a la presencia o no de un muón.

Finalmente se calculan las variables globales del suceso, como el thrust, major, minor, etc. El eje del thrust, que intenta reconstruir la dirección del quark original, se determina como la dirección que maximiza la proyección de las energías de todos los "clusters":

$$T = \max\left(\frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |E_i|}\right)$$

donde $\vec{n}_T$ es la dirección del thrust.

[5] en el caso de que haya pocas señales en las cámaras Z es posible unir dos señales en las cámaras de un nivel con otra en las otras cámaras para formar un segmento

Capítulo 3

Selección y clasificación de la muestra

3.0 Introducción

A las energías alcanzadas en LEP I ($\sqrt{s} \approx M_Z$), los sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ representan aproximadamente el 22% del total de los sucesos hadrónicos. El principal problema para su identificación es su semejanza topológica con el resto de los sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to q\bar{q}$ ($q\bar{q} = d\bar{d}, u\bar{u}, s\bar{s}$ *o* $c\bar{c}$). Existen sin embargo algunas características que permiten distinguir al quark b del resto de los quarks:

i) la vida media de los hadrones con belleza es de unos 10^{-12} s, lo cual significa que, a las energías de LEP I, recorren una distancia promedio de unos pocos milímetros antes de desintegrarse

ii) debido a su mayor masa, la fragmentación del quark b es más dura, lo cual significa un mayor momento del hadrón con belleza resultante ($\approx 70\% E_{haz}$)

iii) por razones puramente cinemáticas, los productos primarios de la desintegración de los hadrones con belleza tienen mayor ángulo respecto a la dirección original del hadrón en el sistema del laboratorio

En estas características se basan los diversos métodos existentes para la identificación de sucesos con quarks b en interacciones e^+e^-

- Identificación y medida de vértices secundarios fuera del vértice de interacción
- Análisis sobre variables topólogicas
- Identificación de los productos de desintegración, especialmente leptones

El método escogido en el presente trabajo, por su claridad en el caso del detector L3, es el de la identificación de los sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ por medio de sus desintegraciones semileptónicas. De entre las tres posibles desintegraciones semileptónicas (a electrón, muón o tau) las desintegraciones muónicas ofrecen múltiples ventajas en un detector como L3, ya que son fácilmente identificables por la traza aislada que dejan en las cámaras de muones. Las desintegraciones electrónicas, aunque detectables, presentan una menor eficiencia en su identificación, ya que ésta implica unos criterios de aislamiento de los electrones respecto al resto de los hadrones procedentes del quark. Las desintegraciones a taus, además de ser menos abundantes por espacio de fase ($Br(b \to \mu)/Br(b \to \tau \to \mu) \approx 3-4$), son en su mayoría más difíciles de identificar.

Los sucesos objeto del presente estudio son pues los de muones inclusivos hadrónicos. Estos sucesos son sencillos de seleccionar, ya que el muón es fácilmente identificable en el detector de muones externo a los calorímetros y la topología de los sucesos hadrónicos es bastante característica: el quark y el antiquark salen en direcciones opuestas hadronizando en dos o más jets claramente identificables en los calorímetros electromagnético y hadrónico y con una multiplicidad cargada media del orden de veinte partículas [49]. Además, la energía detectada es cercana a la suma de las energías de los haces (salvo efectos de resolución y producción de neutrinos).

En este capítulo describimos en primer lugar el proceso de selección de las muestras de muones y dimuones inclusivos hadrónicos con elevada riqueza en sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$. En un segundo apartado, examinamos la muestra seleccionada, analizando su composición y estudiando las posibles fuentes de contaminación con la ayuda de una muestra de sucesos generados mediante método Monte Carlo. Para la generación de estos sucesos se ha utilizado el programa de Lund, JETSET 7.2/7.3[50]; el paso de las partículas por el detector ha sido simulado utilizando el programa GEANT 3.14[51]. Para una descripción detallada de la multitud de parámetros y modelos que es necesario fijar, tanto en la generación como en la simulación-reconstrucción de los sucesos de muones inclusivos hadrónicos, nos referimos al Apéndice A.

3.1 Selección de la muestra

La muestra utilizada corresponde a los datos recogidos en L3 durante los años 1991 y 1992. Dichos sucesos se distribuyen en siete puntos de energía[1] para el año 1991 y un único punto para el año 1992, tal y como se muestra en la tabla 3.1. En la figura 3.1 puede verse la luminosidad acumulada que ha proporcionado LEP en estos dos años.

3.1.1 Preselección de la muestra

Los sucesos de muones inclusivos son seleccionados en el momento de la toma de datos mediante varios "triggers" independientes (ver capítulo anterior): el trigger de energía, el de los plásticos centelleadores, el de trazas en el detector interno y el trigger de muones. Para calcular la eficiencia de cada uno de estos cuatro "triggers", basta con estudiar las coincidencias con cada uno de los otros tres. El resultado de este ejercicio puede verse en la tabla 3.2. El buen acuerdo entre los números de diferentes combinaciones nos permite asegurar la independencia de cada uno respecto a los demás. La ineficiencia global se calcula tomando el producto de

[1] incluimos en un mismo punto de energía todos aquellos sucesos en un rango ± 0.020GeV

1991		1992	
$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ (nb^{-1})
88.480	795.6		
89.470	795.6		
90.228	793.3		
91.222	8308.6	91.283	21564.5
91.967	716.6		
92.966	758.2		
93.716	831.6		
TOTAL	**13040.2**	**TOTAL**	**21564.5**

Tabla 3.1: *Luminosidad recogida en función de* $\sqrt{s}$

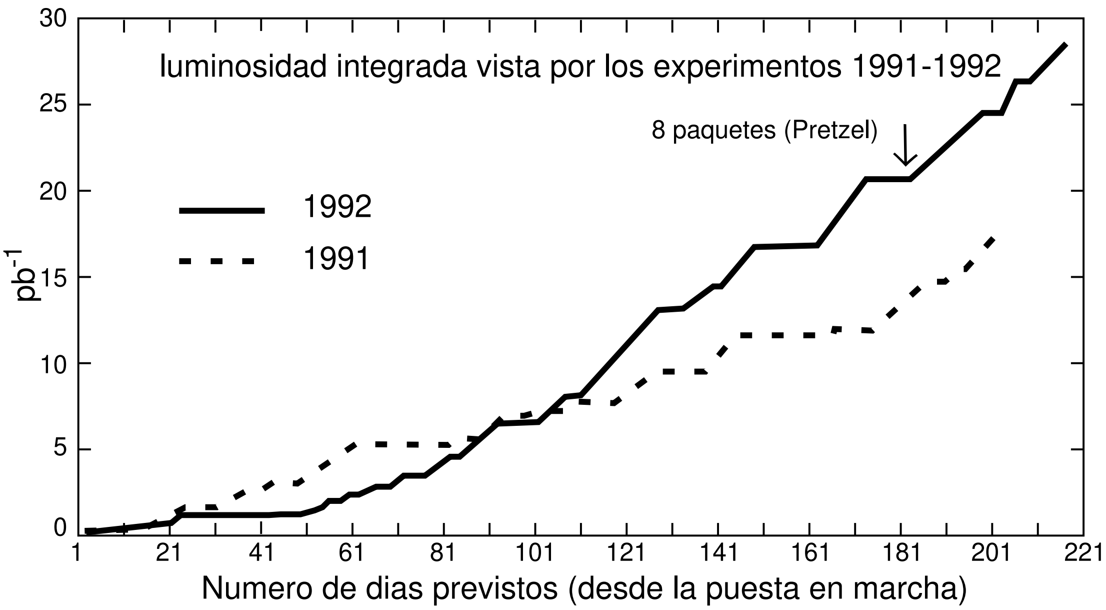


Figura 3.1: *Luminosidad suministrada por LEP durante 1991-1992*

Trigger	Combinado con	Eficiencia
Energía	Centelleador	$99.90 \pm 0.02\%$
	TEC	$99.96 \pm 0.01\%$
	Muon	$99.59 \pm 0.05\%$
Centelleador	Energía	$95.11 \pm 0.15\%$
	TEC	$95.14 \pm 0.15\%$
	Muon	$94.54 \pm 0.17\%$
TEC	Energía	$96.03 \pm 0.13\%$
	Centelleador	$96.05 \pm 0.14\%$
	Muon	$95.64 \pm 0.15\%$
Muon	Energía	$84.82 \pm 0.26\%$
	Centelleador	$84.62 \pm 0.27\%$
	TEC	$84.78 \pm 0.27\%$

Tabla 3.2: *Eficiencias de los "triggers' para sucesos hadrónicos con muones inclusivos*

las cuatro ineficiencias mayores. El resultado es una eficiencia conjunta para los "triggers" de muones inclusivos superior al 99.99%.

Posteriormente, los sucesos han sido preseleccionados "offline" mediante unos criterios mínimos de energía y topológicos. La preselección ha sido hecha en base a dos grupos de criterios independientes, de modo que un suceso es preseleccionado si es aceptado por cualquiera de los dos.

3.1.2 Principales fuentes de contaminación

Podemos clasificar las principales fuentes de contaminación de la muestra de muones inclusivos hadrónicos según provengan de la interacción e^+e^- en el vértice del detector, o se hayan producido fuera de éste. Entre las primeras hay que destacar:

- **Dimuones**: sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Estos sucesos son fácilmente distinguibles, ya que la energía que dejan en los calorímetros suele ser muy pequeña y estar muy colimada.
- **Taus**: sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en los que un tau se desintegra en $\mu\nu_\mu\nu_\tau$. Las diferencias más significativas con los muones inclusivos hadrónicos son las siguientes:
  - i) Los neutrinos producidos en la desintegración del par de taus tienen una distribución en energía más elevada que la de los neutrinos de sucesos hadrónicos, lo cual supone, además de una mayor falta de energía respecto a $\sqrt{s}$, que la energía visible no está tan simétricamente balanceada.
  - ii) Los jets hadrónicos producidos en las desintegraciones de los taus tienen una multiplicidad mucho menor que la de los procedentes de la fragmentación de un par $q\bar{q}$ y están además mucho más colimados.

- **Dos fotones**: son sucesos $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma \to e^+e^-X$, donde X está formado por una pareja l^+l^- o $q\bar{q}$. En el diagrama dominante (en varios órdenes de magnitud), los fotones suelen tener muy poca energía, por lo cual la mayor parte de la energía sale muy cerca del haz. Dadas estas características, la cantidad de sucesos de dos fotones que pueden confundirse con muones inclusivos hadrónicos es muy pequeña.

Entre los sucesos no producidos en el vértice de la interacción, los que mayormente podrían contaminar la muestra deseada son

- **Muones cósmicos:** Su topología es muy parecida a la de los sucesos de dimuones, de los cuales pueden ser diferenciados con la ayuda de los contadores de tiempo de vuelo (ver capítulo anterior).
- **Interacción haz-gas:** Se trata de interacciones del haz de e^+ o e^- con el gas residual en el tubo del haz. Son sucesos en los que las partículas resultantes presentan una clara asimetría en el detector.

3.1.3 Descripción de los cortes utilizados y sus efectos

Mediante un estudio Monte Carlo, hemos determinado cuáles son las variables y los valores de éstas más adecuados para la selección de sucesos de muones inclusivos hadrónicos. Estas variables podemos dividirlas en dos grupos: por un lado, aquellas que identifican a los sucesos como hadrónicos, y por otro, una serie de criterios de identificación de muones que procedan del vértice de interacción procurando maximizar la presencia en la muestra de muones procedentes de quarks b.

Cortes hadrónicos:

1) $0.5\ \sqrt{s} \leq E_{vis} \leq 1.5\ \sqrt{s}$

   E_{vis} es la energía visible, suma de las todas las energías medidas en cada uno de los subdetectores de L3.

   En la figura 3.2 se comparan las distribuciones de esta variable para aquellos muones reales y Monte Carlo que han sido aceptados tras haber sido aplicados todos los criterios de selección hadrónica excepto el corte en esta variable. Entre los muones de Monte Carlo se señala la contribución debida a aquellos que provienen directamente de la desintegración de un hadrón con belleza y la debida a los que provienen indirectamente de un quark b o $\bar{b}$.

2) $E_T \leq 0.5\ E_{vis}$; $E_Z \leq 0.5\ E_{vis}$

   Los balances energéticos se calculan como el módulo de la suma vectorial de las proyecciones de la energía observada en el plano perpendicular al haz (E_T) y en la dirección del haz (E_Z).

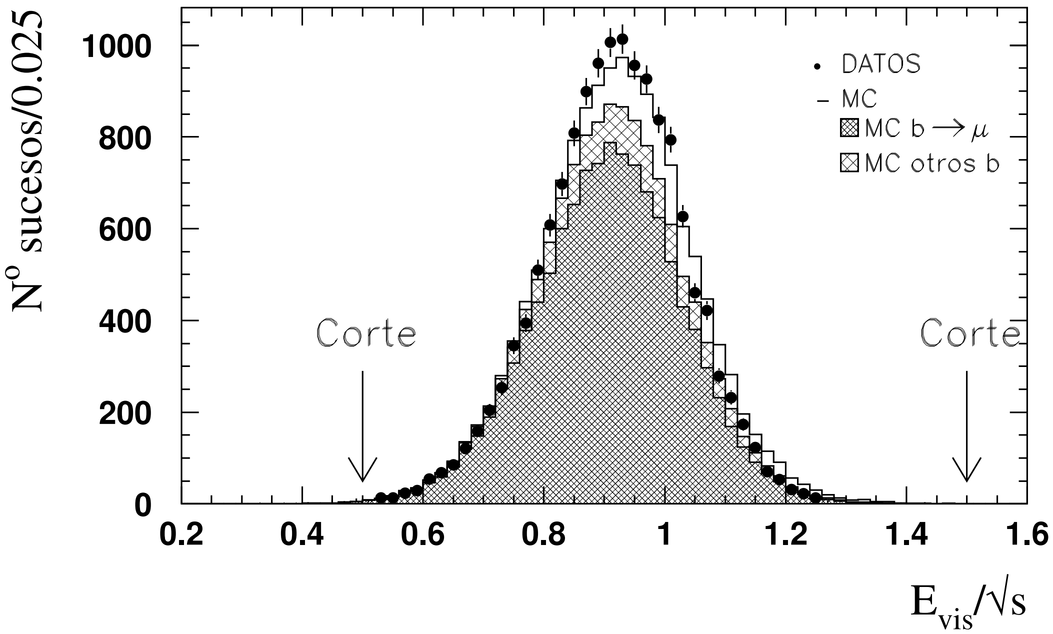


Figura 3.2: *Comparación de la variable $E_{vis}/\ s$ para datos y MC*

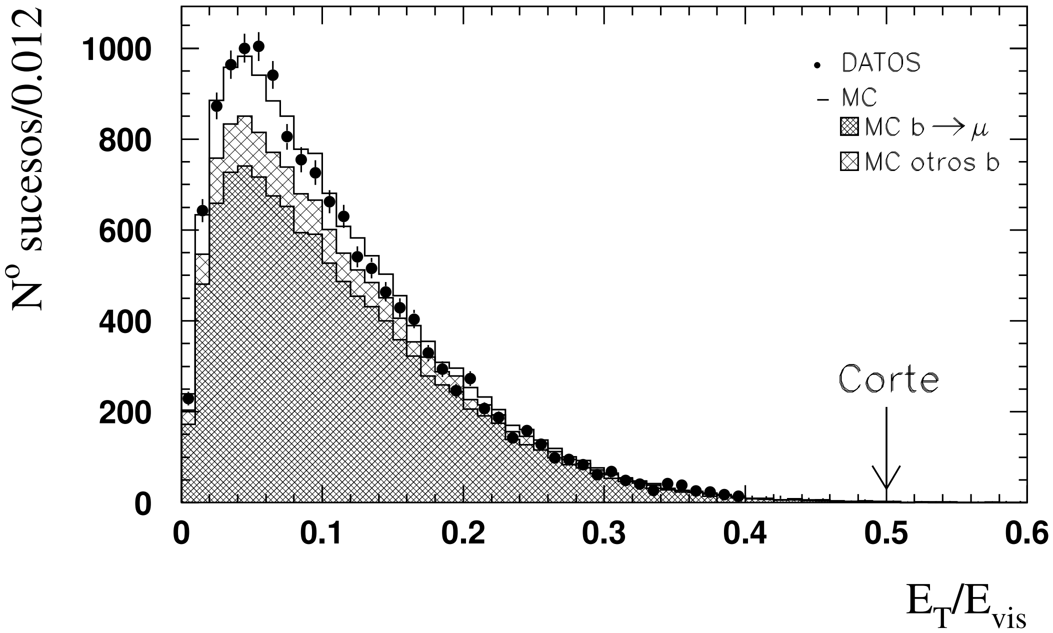


Figura 3.3: *Comparación de la variable E_T/E_{vis} para datos y MC*

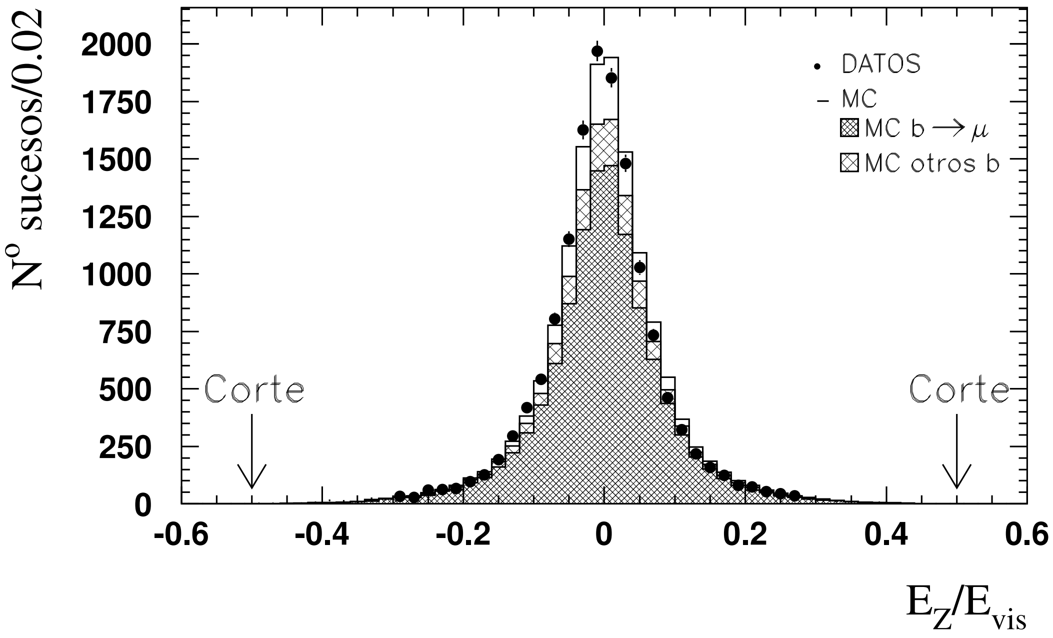


Figura 3.4: *Comparación de la variable E_Z/E_{vis} para datos y MC*

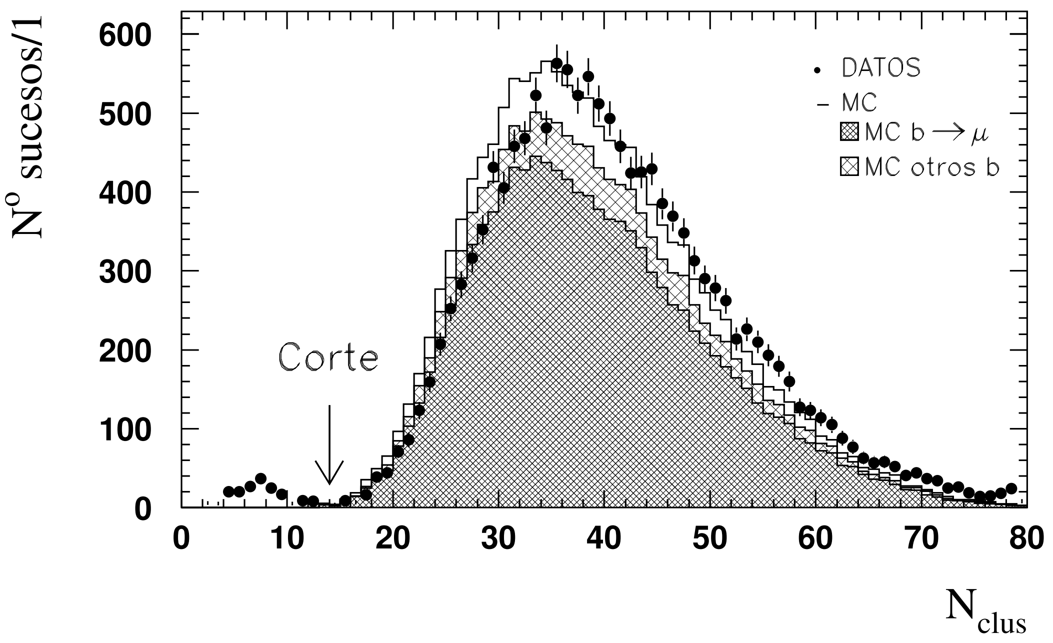


Figura 3.5: *Comparación de la variable N_{clus} para datos y MC*

Las figuras 3.3 y 3.4 muestran las distribuciones de E_T/E_{vis} y E_Z/E_{vis} para los muones seleccionados tras aplicar los cortes hadrónicos de selección excepto el corte en la variable correspondiente.

3) $N_{clus} \geq 14$

N_{clus} es el número de clusters reconstruidos en el detector a partir de las trazas en la cámara de vértice (TEC) y las señales en los dos calorímetros. La fina segmentación de los calorímetros electromágnetico y hadrónico permite asociar trazas en la TEC con depósitos de energía calorimétrica en rangos angulares de $\approx 1^o$ en Θ y ϕ. Aunque, evidentemente, el número de estas asociaciones, denominadas 'clusters', no es una medida real de la multiplicidad del suceso, sí que está relacionada con ésta.

En la figura 3.5 está representado el número de clusters para datos reales y para Monte Carlo con los mismos criterios de las figuras anteriores.

Los dos primeros cortes son condiciones que ha de cumplir necesariamente cualquier suceso de aniquilación e^+e^-, siempre que no haya neutrinos de alta energía o las partículas salgan muy cerca del haz. Estos cortes, además de buena parte de los taus y sucesos de dos fotones, eliminan la contaminación de interacción haz-gas, ya que los choques con el gas del haz producen una distribución asimétrica de energía. Asimismo, los sucesos en los que un muón cósmico puede confundirse con un muón inclusivo se producen cuando el muón cósmico interacciona con el material del detector y produce una fuerte cascada, que es recogida en los calorímetros; se trata evidentemente de sucesos con una elevada asimetría espacial y que depositan una cantidad de energía que suele estar muy lejos de la energía del haz.

El tercer corte elimina los sucesos de baja multiplicidad o con jets muy colimados, tales como $\mu^+\mu^-$ o muones cósmicos, taus o sucesos de dos fotones.

Cortes muónicos

1) Medida de una traza en el espectrómetro de muones.

Exigimos que la traza de una partícula en el espectrómetro de muones tenga señales en al menos dos de los tres niveles de cámaras P (requerimiento mínimo para la reconstrucción del momento de un muón), y en una de las dos parejas de cámaras Z (condición necesaria para una buena determinación del ángulo polar del muón).

2) Traza del muón apunta al vértice.

Extrapolando la trayectoria reconstruida en el espectrómetro de muones a través del detector, se obtiene el valor de la distancia mínima al punto de interacción o vértice en el plano perpendicular al haz (DCA_{xy}) y en el dirección del eje del haz (DCA_{yz}). Imponemos que dichas distancias divididas por el error asociado sea menor de $N\sigma_{xy} \leq 4$, $N\sigma_{yz} \leq 5$. Ya que el error cometido en esta medida puede ser elevado, puesto que es una suma de la contribución de la propagación del error del ajuste de la trayectoria y de la incertidumbre debida al "scattering" múltiple en los calorímetros, imponemos asimismo

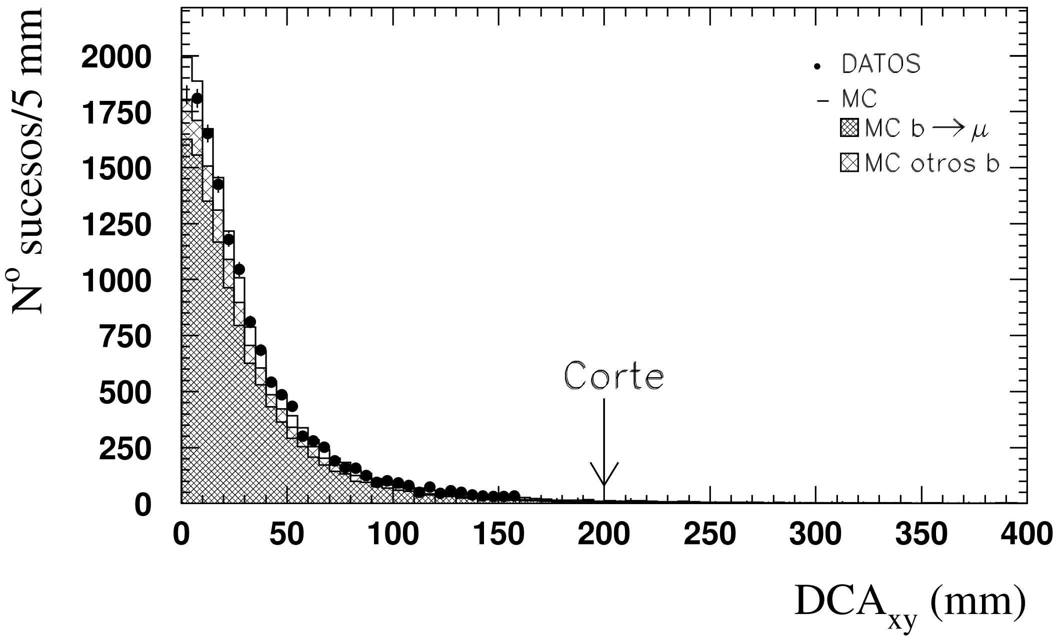


Figura 3.6: *Comparación de la variable DCA_{xy} para datos y MC*

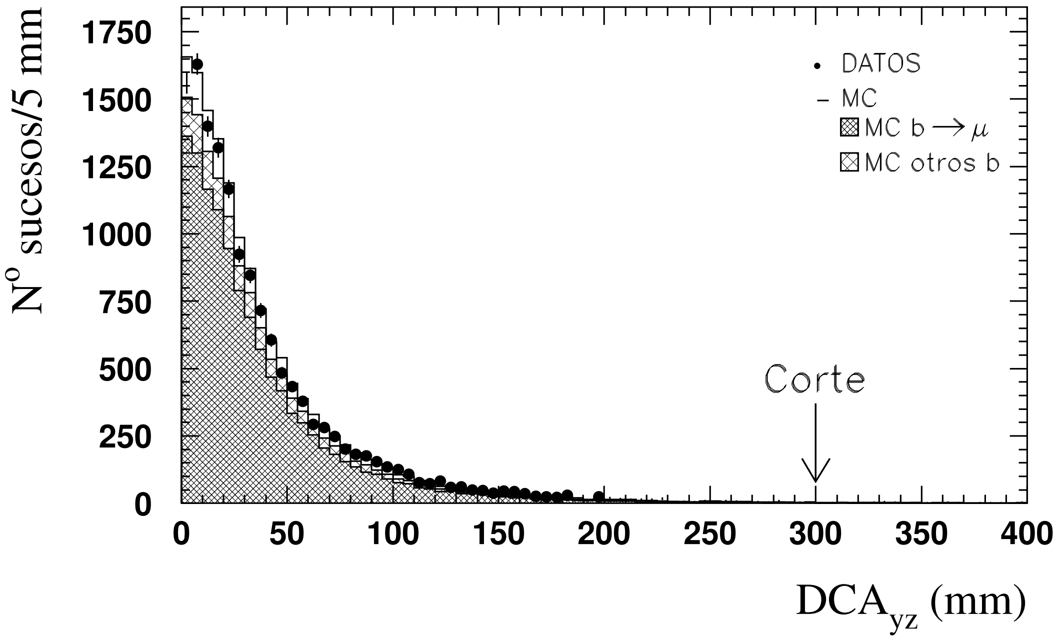


Figura 3.7: *Comparación de la variable DCA_{yz} para datos y MC*

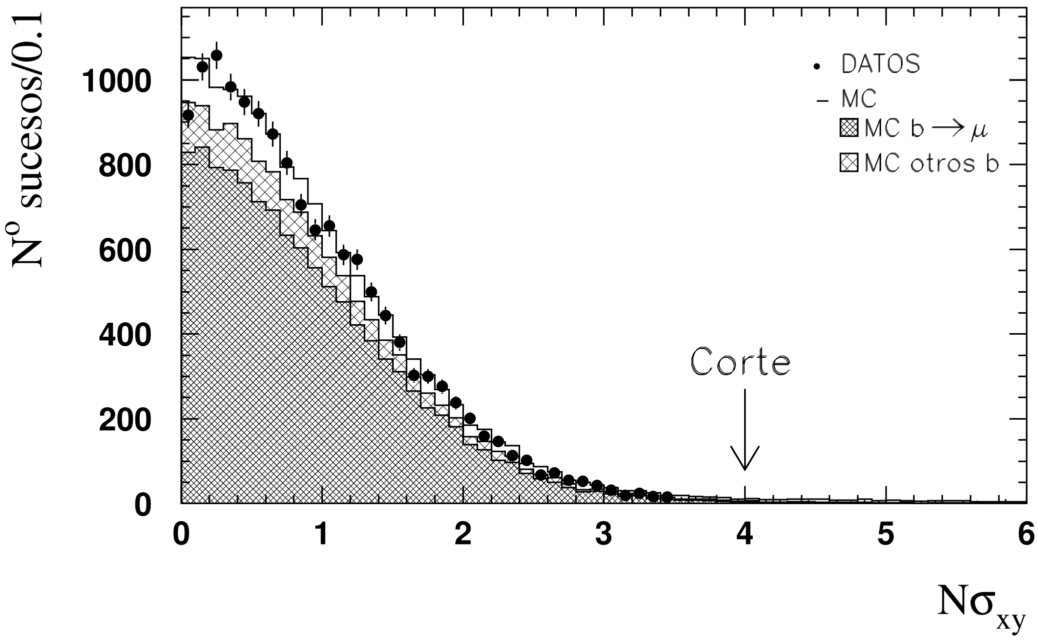


Figura 3.8: *Comparación de la variable $N\sigma_{xy}$ para datos y MC*

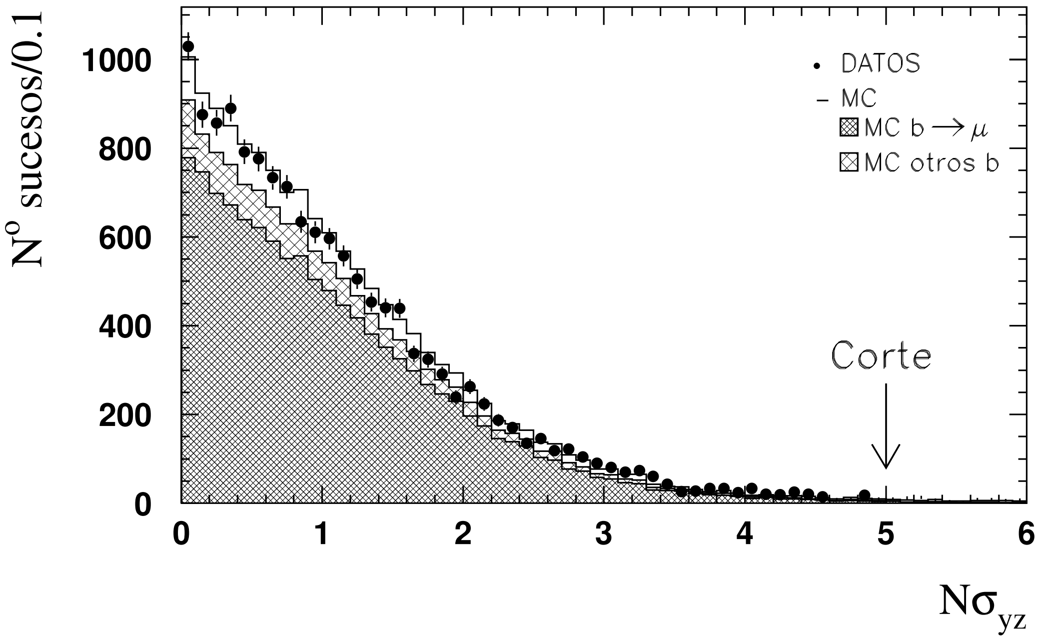


Figura 3.9: *Comparación de la variable $N\sigma_{yz}$ para datos y MC*

unos cortes en los valores absolutos de las distancias obtenidas ($DCA_{xy} \leq 200$ mm, $DCA_{yz} \leq 300$ mm).

Las gráficas 3.6-3.9 representan las distribuciones para estas cuatro variables con los criterios habituales. Todas las distribuciones muestran un excelente acuerdo entre datos y Monte Carlo.

3) $4 \;\; \mathrm{GeV} \leq P_\mu \leq 30 \;\; \mathrm{GeV}$

Los muones producidos en el vértice de interacción con baja energía (menor de 2-2.5 GeV) son en su mayor parte detenidos en los calorímetros o el filtro de muones y no alcanzan las cámaras de muones. Con el fin de definir el valor umbral para el momento de los muones que alcanzan el espectrómetro, así como para aumentar la pureza[2] de muones $b \to \mu$ en la muestra, aplicamos un corte en el momento del muón de 4 GeV [3]. Para eliminar el background remanente de dimuones imponemos asimismo un corte en $P_\mu \leq 30$ GeV.

En la gráfica 3.10 se representa la distribución del momento del muón tras pasar todos los cortes excepto éste. El acuerdo entre datos y Monte Carlo para esta distribución así como para la distribución del momento transversal dará pie a un extenso comentario en el apéndice A. Baste comentar aquí el buen acuerdo entre datos y Monte Carlo por encima del valor del corte utilizado.

4) $1.5(1.0) \;\; \mathrm{GeV} \leq P_{T\mu} \leq 8 \;\; \mathrm{GeV}$

Definimos el momento transversal, $P_{T\mu}$, como la proyección del momento del muón en un eje perpendicular a la dirección obtenida substrayendo dicho momento a la energía del jet más cercano. Para la definición de este jet exigimos una energía mínima, una vez sustraído el muón, de 6 GeV. Tras estudiar diversas posibilidades, hemos podido comprobar que la definición elegida para $P_{T\mu}$ es la más eficiente en la separación de muones primarios de quarks b .

Tal y como comentamos en la introducción de este capítulo y como puede apreciarse en la figura 3.11, los muones procedentes directamente de la desintegración de los quarks b , tienen una distribución de momento transversal claramente más elevada que el resto de los muones, de modo que esta variable nos sirve para enriquecer nuestra muestra en sucesos $b \to \mu$. En la figura 3.12a) se representa la aceptancia y la pureza de la muestra para estos muones en función del corte en el momento transversal. El valor elegido para el corte en $P_{T\mu}$ es de 1.5 GeV. Sin embargo, para seleccionar la muestra de dimuones, utilizaremos un corte en 1.0 GeV, con el objeto de no disminuir excesivamente la estadística. En la figura 3.12b) se representa la aceptancia y la pureza de la muestra para los pares de muones

[2]entendemos por pureza el porcentaje en la muestra de un tipo determinado de muones

[3]para los sucesos producidos a energías lejos del pico del Z, las distribuciones de momento y momento transversal presentan un valor promedio ligeramente diferente. Para tener en cuenta este efecto, variaremos para estos sucesos el corte en P_μ, $P_\mu \geq 4 \sqrt{s}/\sqrt{s}^{pico}$ y de modo semejante el corte en $P_{T\mu}$

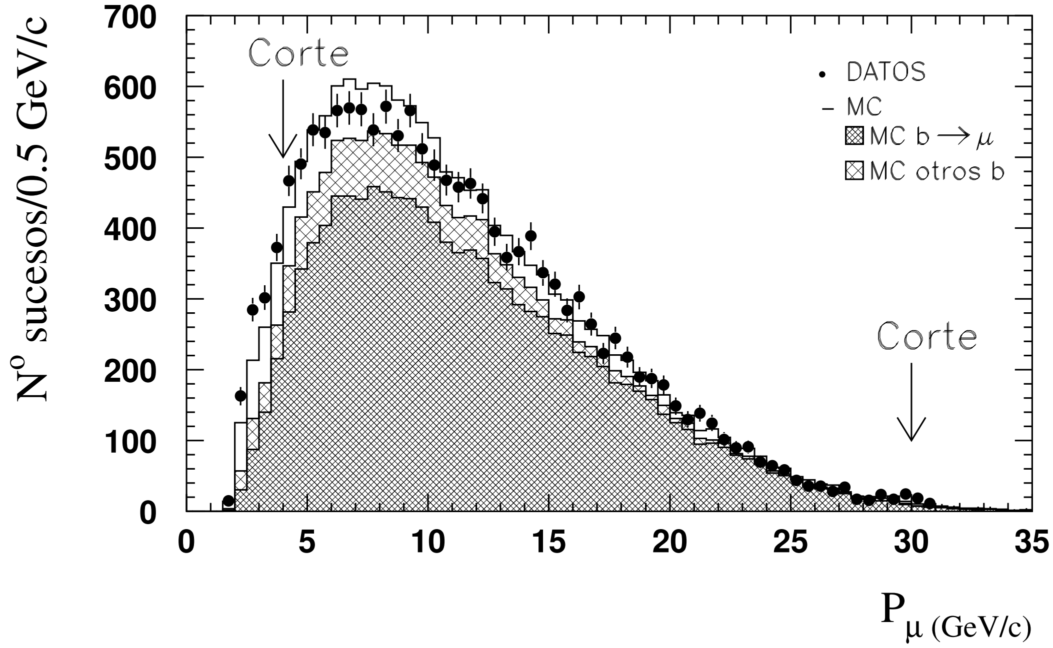


Figura 3.10: *Comparación de la variable P_μ para datos y MC*

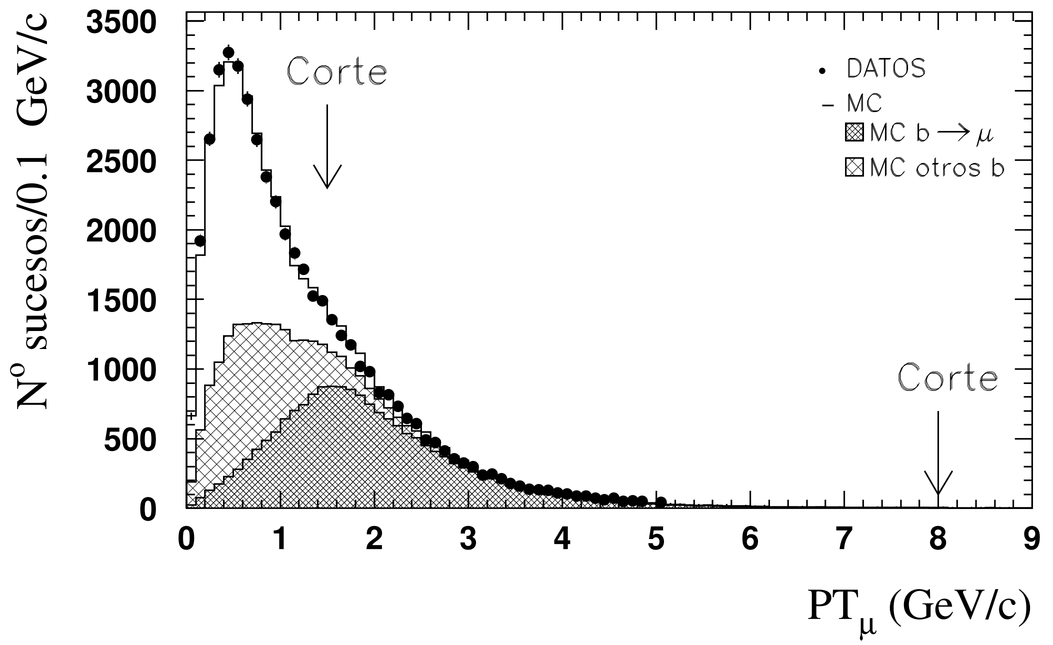


Figura 3.11: *Comparación de la variable $P_{T\mu}$ para datos y MC*

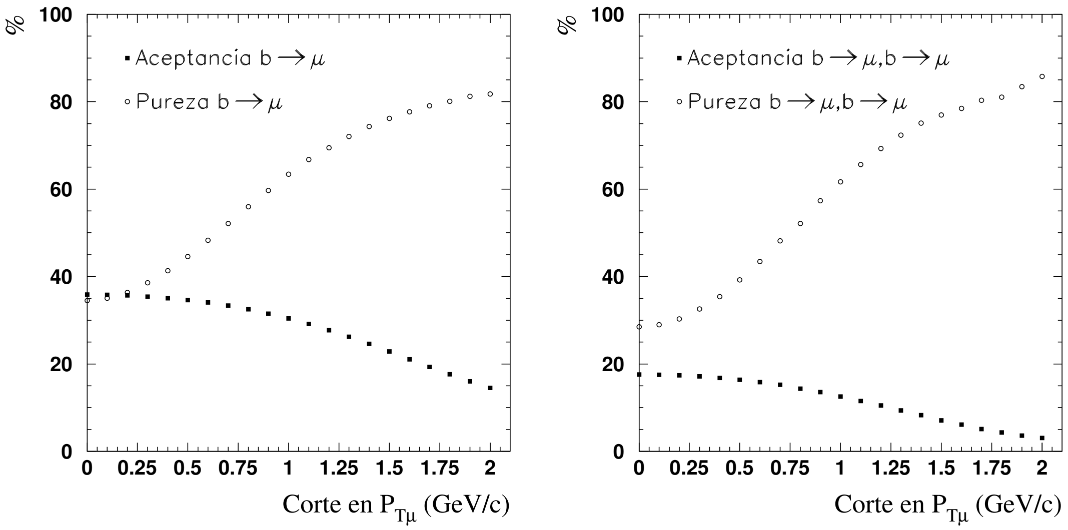


Figura 3.12: *Aceptancia y pureza de $b \rightarrow \mu$ en las muestras de a) muones y b) dimuones en función del corte en $P_{T\mu}$*

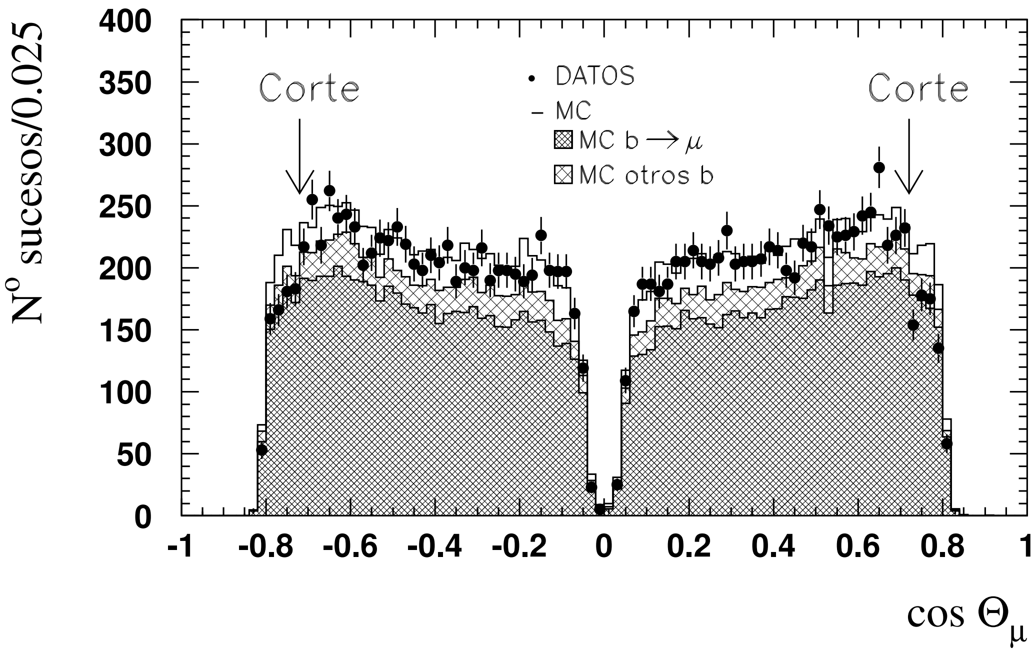


Figura 3.13: *Comparación de la variable $\theta\mu$ para datos y MC*

$b \to \mu$, $\bar{b} \to \mu$ en función del corte en el momento transversal. Con el fin de eliminar muones de "background", imponemos además un corte en $P_{T\mu} \leq 8$ GeV.

5) $|\cos(\theta_\mu)| \leq 0.72$

   Con este requerimiento pretendemos rebajar los errores sistemáticos que se producen al detectar los muones cerca del borde de las cámaras (región $0.72 < \cos\theta_\mu < 0.75$) La eliminación de esta región fiducial no afecta prácticamente a la estadística de muones $b \to \mu$ mientras que rebaja considerablemente la contribución de "background" (límite del filtro de muones).

   En la figura 3.13 se comparan las distribuciones de esta variable para datos y MC.

6) Acolinearidad $\geq 60^o$

   En la selección de la muestra de dimuones, y con el objeto de reducir el "background" y aumentar la pureza en muones $b \to \mu$, exigimos un ángulo mínimo entre los dos muones de 60^o. Por los mismos motivos, en aquellos sucesos con más de dos muones, seleccionamos únicamente los dos de mayor momento.

En la tabla 3.3 se muestran el número de muones y dimuones seleccionados para los diferentes puntos de energía que componen la muestra. El número de sucesos $b\bar{b}$ incluidos en la muestra seleccionada es un $5.52 \pm 0.03\%$ del total de sucesos $b\bar{b}$ producidos. La aceptancia de los criterios de selección aplicados para muones primarios de b es $22.92 \pm 0.07\%$.

Tras estos cortes de selección, la contaminación de procesos que no provengan de la desintegración de un electrón y un positrón, ha quedado reducida a un nivel despreciable. Para estimar la cuantía de las posibles contaminaciones de sucesos e^+e^- no hadrónicos, hemos realizado diversos estudios de Monte Carlo

- Taus: Imponemos los mismos cortes descritos previamente a una muestra de sucesos $\tau^+\tau^-$ generados por el método Monte Carlo [52]. La aceptancia para estos sucesos es $< 8 \times 10^{-5}$ (95% C.L.). Considerando que la sección eficaz $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ es aproximadamente 1/20 veces la hadrónica, podemos afirmar que la contaminación de taus en la muestra seleccionada de muones inclusivos hadrónicos es $< 3 \times 10^{-4}$ y, por tanto, despreciable.

- Dimuones: En el caso de dimuones, la contaminación es aún menor, puesto que la aceptancia obtenida estudiando una muestra de sucesos Monte Carlo [52] es $< 2.3 \times 10^{-5}$.

- Dos fotones: La contaminación de sucesos de dos fotones ha sido estimada mediante el estudio a nivel generador de una muestra de sucesos Monte Carlo [53]. Únicamente los sucesos $e^+e^- \to u\bar{u}$ o $e^+e^- \to d\bar{d}$ tienen unas secciones eficaces comparables con las secciones eficaces hadrónicas, mientras que los secciones eficaces para $e^+e^-c\bar{c}$ y $e^+e^-b\bar{b}$ son varios órdenes de magnitud inferiores. Imponiendo unos suaves cortes en energía visible y balance energético a una muestra de sucesos $e^+e^- \to u\bar{u}/d\bar{d}$ la aceptancia es de

$\sqrt{s}$ (GeV)	# hadrones	$\#\mu + X$ ($P_{T\mu} > 1.5$ GeV)	$\#\mu\mu + X$ ($P_{T\mu} > 1.0$ GeV)
1991			
88.480	4190	49	1
89.470	8467	116	6
90.228	14293	208	11
91.222	251060	3692	135
91.967	17536	275	8
92.966	10837	150	9
93.716	8486	127	7
1992			
91.283	650793	9556	350
TOTAL	**965662**	**14173**	**527**

Tabla 3.3: *Número de muones y dimuones seleccionados en los diferentes puntos de* s

$(2.1 \pm 0.2)\ 10^{-5}$. Si exigimos además la presencia de alguna partícula con ángulo polar y energía suficiente para dejar una señal en las cámaras que pudiera ser aceptada por los cortes de selección, la aceptancia se reduce un orden de magnitud. Por lo tanto podemos también afirmar que la contaminación de sucesos de dos fotones es despreciable.

3.2 Composición de la muestra

En este apartado vamos a discutir el estudio Monte Carlo que hemos realizado para estimar cuál es la composición de la muestra seleccionada de muones inclusivos hadrónicos.

Las principales fuentes de muones inclusivos hadrónicos las constituyen los sucesos $e^+e^- \to b\bar{b}$ y $e^+e^- \to c\bar{c}$ a través de los canales siguientes:

- $e^+e^- \to b\bar{b}$
  $*\ b \to (c,u)\ \mu^-\ \bar{\nu}_\mu$
  $*\ b \to c\ W^-;\ \ c \to (s,d)\ \mu^+\ \nu_\mu$
  $*\ b \to (c,u)\ W^-;\ W^- \to \bar{c}\ s\ ;\ \ \bar{c} \to (\bar{s},\bar{d})\ \mu^-\ \bar{\nu}_\mu$
  $*\ b \to (c,u)\ \tau^-\ \bar{\nu}_\tau\ ;\ \ \tau^- \to \mu^-\ \nu_\mu\ \nu_\tau$

- $e^+e^- \to c\bar{c}$
  $*\ c \to (s,d)\ \mu^+\ \nu_\mu$
  $*\ c \to (s,d)\ \tau^+\ \nu_\tau\ ;\ \ \tau^+ \to \mu^+\ \bar{\nu}_\mu\ \nu_\tau$

Otra clase de muones presentes en la muestra seleccionada son los que llamaremos "background", entre los cuales podemos distinguir dos tipos

- "Decay": incluimos en esta clase tanto los muones procedentes de las desintegraciones de partículas sin encanto ni belleza ($\pi^+, K_L^0, K^+, \ldots$) como los producidos en las interacciones de los hadrones con el detector.

- "Punchthrough": Se trata de sucesos en los que un hadrón cargado ($\pi^\pm$, K$^\pm$, p$^\pm$) no es detenido en los calorímetros ni en el filtro de muones, detectándose por tanto en el espectrómetro de muones y confundiéndose con éstos.

Una mención aparte merecen los muones producidos por hadrones formados a partir de quarks que no provienen directamente de la desintegración del Z, sino que se han formado a partir de un gluón, de modo que el número de estos muones no está directamente relacionado con las secciones eficaces $\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to q\bar{q})$. En principio serán clasificados como background, si bien tendrán un tratamiento especial en las expresiones donde intervenga una sección eficaz de quarks.

Podemos entonces escribir el número de muones seleccionados como

$$N_\mu = N_{b\mu} + N_{bc\mu} + N_{b\bar{c}\mu} + N_{b\tau\mu} + N_{b(bg)} + N_{c\mu} + N_{c(bg)} + N_{q(bg)} \tag{3.1}$$

El número de cada uno de estos tipos de muones se puede expresar en función de las secciones eficaces de producción, la luminosidad recogida y las aceptancias del siguiente modo:

$$\begin{aligned}
N_{b\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ 2Br_{b\mu}A_{b\mu} \\
N_{bc\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ R_{bc}\ 2Br^{bc}_{c\mu}A_{bc\mu} \\
N_{b\bar{c}\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ R_{b\bar{c}}\ 2Br^{bc}_{c\mu}A_{b\bar{c}\mu} \\
N_{b\tau\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ 2Br_{b\tau\mu}A_{b\tau\mu} \\
N_{b(bg)} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ A_{b(bg)} \\
N_{c\mu} &= \sum \sigma_{c\bar{c}}\mathcal{L}\ 2Br^{c}_{c\mu}\ A_{c\mu} \\
N_{c(bg)} &= \sum \sigma_{c\bar{c}}\mathcal{L}\ A_{c(bg)} \\
N_{q(bg)} &= \sum \sigma_{d\bar{d}+u\bar{u}+s\bar{s}}\mathcal{L}\ A_{q(bg)}
\end{aligned} \tag{3.2}$$

donde la suma se extiende a cada uno de los puntos de energía que aparecen en la tabla 3.1. $Br_{b\mu}$ y $Br_{c\mu}$ son las anchuras relativas de desintegración o "branching ratios" $b \to \mu$ y $c \to \mu$, promediados a todos los hadrones con belleza o con encanto respectivamente; en el caso de los hadrones con encanto tenemos un "branching ratio" medio distinto para los hadrones provenientes de la hadronización de quarks c, $Br^c_{c\mu}$, y para los hadrones producidos en las desintegraciones de hadrones con belleza, $Br^{bc}_{c\mu}$ (ver Apéndice A). $Br_{b\tau\mu}$ es el producto del "branching ratio" de los hadrones con belleza en τ y el "branching ratio" del τ en μ. En las expresiones segunda y tercera aparecen además los factores R_{bc}y $R_{b\bar{c}}$, que corresponden respectivamente al número medio de quarks c y antiquarks $\bar{c}$ producidos por cada quark b. El factor dos que aparece en casi todas las expresiones tiene en cuenta el hecho de que estamos contando muones en vez de sucesos. La elección de los valores utilizados para todos estos parámetros, incluidos las secciones eficaces que necesitaremos, está descrita en el Apéndice A.

Las aceptancias están calculadas como el cociente entre el número de muones seleccionados y generados, salvo para los muones de "background", para los cuales vienen determinadas por el cociente entre el número de muones aceptados sobre el total de sucesos $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ generados

$$A_i = \frac{N_i^{ACC}}{N_i^{GEN}} \qquad (i = b\mu, bc\mu, b\bar{c}\mu, b\tau\mu, c\mu)$$
$$A_{i(bg)} = \frac{N_{i(bg)}^{ACC}}{N_{q_i\bar{q}_i}^{GEN}} \qquad (i = b, c, d/u/s)$$

En la tabla 3.4 se muestra para cada una de estas categorías de muones la aceptancia de la selección descrita en el apartado anterior y la proporción en la muestra resultante obtenidas mediante la muestra de sucesos Monte Carlo[4].

Clase	Aceptancia (%)	Composición (%)
$b \rightarrow \mu$	22.92 ± 0.07	76.29 ± 0.13
$b \rightarrow c, \bar{c} \rightarrow \mu$	1.99 ± 0.03	6.69 ± 0.11
$b \rightarrow \tau \rightarrow \mu$	4.98 ± 0.20	1.04 ± 0.04
$b \rightarrow bg$	0.165 ± 0.005	2.43 ± 0.08
$c \rightarrow \mu$	2.27 ± 0.05	5.74 ± 0.12
$c \rightarrow bg$	0.114 ± 0.005	1.42 ± 0.06
$d, u, s \rightarrow bg$	0.120 ± 0.003	6.87 ± 0.12

Tabla 3.4: *Aceptancias y composición de la muestra de muones seleccionada*

Para las parejas de dimuones, utilizamos las mismas clases (excepto los muones $b \rightarrow c$ y $b \rightarrow \bar{c}$ que han sido juntadas en una sola), agrupadas de dos en dos

$$N_{2\mu} = N_{b\mu}^{b\mu} + N_{b\mu}^{bc\mu} + N_{b\mu}^{b\tau\mu} + N_{b\mu}^{b(bg)} + N_{bc\mu}^{bc\mu} + N_{bc\mu}^{b\tau\mu} + N_{bc\mu}^{b(bg)} + N_{b\tau\mu}^{b\tau\mu} + N_{b\tau\mu}^{b(bg)} + N_{b(bg)}^{b(bg)}$$
$$+ N_{c\mu}^{c\mu} + N_{c\mu}^{c(bg)} + N_{c(bg)}^{c(bg)} + N_{q(bg)}^{q(bg)} \qquad (3.3)$$

Las expresiones equivalentes a las (3.2) son las siguientes:

$$\begin{aligned}
N_{b\mu}^{b\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ Br_{b\mu}{}^2\ A_{b\mu}^{b\mu} \\
N_{b\mu}^{bc\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ 2Br_{b\mu}((R_{bc} + R_{b\bar{c}})Br_{c\mu}^{bc} + R_{bc}Br_{c\mu}^{bc})\ A_{b\mu}^{bc\mu} \\
N_{b\mu}^{b\tau\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ 2Br_{b\mu}\ Br_{b\tau\mu}\ A_{b\mu}^{b\tau\mu} \\
N_{b\mu}^{b(bg)} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ 2Br_{b\mu}\ A_{b\mu}^{b(bg)} \\
N_{bc\mu}^{bc\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}((R_{bc} + R_{b\bar{c}})^2(Br_{c\mu}^{bc})^2 + 2R_{bc}R_{b\bar{c}}(Br_{c\mu}^{bc})^2)\ A_{bc\mu}^{bc\mu} \\
N_{bc\mu}^{b\tau\mu} &= \sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}(2(R_{bc} + R_{b\bar{c}})Br_{c\mu}^{bc} + 2R_{bc}Br_{c\mu}^{bc})Br_{b\tau\mu}\ A_{bc\mu}^{b\tau\mu}
\end{aligned}$$

[4]para el cálculo de estas proporciones hemos utilizado los valores de los parámetros descritos en el Apéndice A u obtenidos en el capítulo 4

$$
\begin{aligned}
N_{bc\mu}^{b(bg)} =& \sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} (R_{bc} + R_{b\bar{c}}) 2 Br_{c\mu}^{bc} A_{bc\mu}^{b(bg)} \\
N_{b\tau\mu}^{b\tau\mu} =& \sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} Br_{b\tau\mu}{}^2 \; A_{b\tau\mu}^{b\tau\mu} \\
N_{b\tau\mu}^{b(bg)} =& \sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} 2 Br_{b\tau\mu} A_{b\tau\mu}^{b(bg)} \\
N_{b(bg)}^{b(bg)} =& \sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} A_{b(bg)}^{b(bg)} \\
N_{c\mu}^{c\mu} =& \sum \sigma_{c\bar{c}} \mathcal{L} (Br_{c\mu}^{c})^2 \; A_{c\mu}^{c\mu} \\
N_{c\mu}^{c(bg)} =& \sum \sigma_{c\bar{c}} \mathcal{L} \; 2 Br_{c\mu}^{c} \; A_{c\mu}^{c(bg)} \\
N_{c(bg)}^{c(bg)} =& \sum \sigma_{c\bar{c}} \mathcal{L} A_{c(bg)}^{c(bg)} \\
N_{q(bg)}^{q(bg)} =& \sum \sigma_{q\bar{q}} \mathcal{L} A_{q(bg)}^{q(bg)}
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

donde nuevamente las aceptancias en el caso de que haya muones de “background” tiene unas expresiones diferentes

$$
\begin{aligned}
A_i^j &= \frac{N_i^{j\ (ACC)}}{N_i^{j\ (GEN)}} \qquad \left({}^{j}_{i} = {}^{b\mu}_{b\mu}, {}^{b\mu}_{bc\mu}, {}^{b\tau\mu}_{b\mu}, {}^{bc\mu}_{bc\mu}, {}^{b\tau\mu}_{bc\mu}, {}^{b\tau\mu}_{b\tau\mu}, {}^{c\mu}_{c\mu} \right) \\
A_i^j &= \frac{N_i^{j\ (ACC)}}{N_i^{(GEN)}} \qquad \left({}^{j}_{i} = {}^{b(bg)}_{b\mu}, {}^{b(bg)}_{bc\mu}, {}^{b(bg)}_{b\tau\mu}, {}^{c(bg)}_{c\mu} \right) \\
A_{i(bg)}^{i(bg)} &= \frac{N_{i(bg)}^{i(bg)\ (ACC)}}{N_{q_i\bar{q}_i}^{(GEN)}} \qquad (i = b, c, d+u+s)
\end{aligned}
$$

En la tabla 3.5 se muestran para cada tipo de par de muones la aceptancia y la proporción de la muestra seleccionada.

Clase	Aceptancia (%)	Composición (%)
$b \to \mu, b \to \mu$	12.72 ± 0.19	61.33 ± 0.62
$b \to \mu, b \to c/\bar{c} \to \mu$	1.066 ± 0.036	21.25 ± 0.62
$b \to \mu, b \to \tau \to \mu$	4.45 ± 0.37	3.31 ± 0.29
$b \to \mu, b(bg)$	0.081 ± 0.058	7.03 ± 0.70
$b \to c/\bar{c} \to \mu, b \to c/\bar{c} \to \mu$	0.297 ± 0.048	1.96 ± 0.25
$b \to c/\bar{c} \to \mu, b \to \tau \to \mu$	0.49 ± 0.14	0.75 ± 0.22
$b \to c/\bar{c} \to \mu, b(bg)$	0.0099 ± 0.0027	0.89 ± 0.23
$b \to \tau \to \mu, b \to \tau \to \mu$	2.2 ± 2.2	0.06 ± 0.06
$b \to \tau \to \mu, b(bg)$	0.018 ± 0.013	0.12 ± 0.09
$b(bg), b(bg)$	0.00046 ± 0.00027	0.18 ± 0.12
$c \to \mu, c \to \mu$	0.58 ± 0.10	1.91 ± 0.34
$c \to \mu, c(bg)$	0.0128 ± 0.0034	0.81 ± 0.23
$c(bg), c(bg)$	0.00017 ± 0.00019	0.05 ± 0.09
$q(bg), q(bg)$	0.00032 ± 0.00014	0.35 ± 0.12

Tabla 3.5: *Aceptancias y composición de la muestra de dimuones seleccionada*

3.3 Conclusiones

Con los cortes descritos en este capítulo hemos seleccionado 13602 muones inclusivos hadrónicos y 526 sucesos con dos muones, partiendo de una muestra que contenía 965662 sucesos hadrónicos. Según el estudio realizado sobre la composición de estas muestras, el número de sucesos $b\bar{b}$ incluidos en la muestra seleccionada de muones inclusivos es un $5.52 \pm 0.03\%$ del total de sucesos $b\bar{b}$ producidos. El $86.27 \pm 0.19\%$ de la muestra de muones proceden de quarks b, y el $76.49 \pm 0.13\%$ son muones producidos directamente en la desintegración $b \to \mu$. En la muestra de sucesos con dos muones, el $97.0 \pm 1.2\%$ son sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ y el 62.42 ± 0.62 son sucesos en los cuales los dos muones provienen de la desintegración directa de un quark b.

En las figuras siguientes se muestran dos de los sucesos recogidos por el detector L3 que han pasado los cortes de selección.

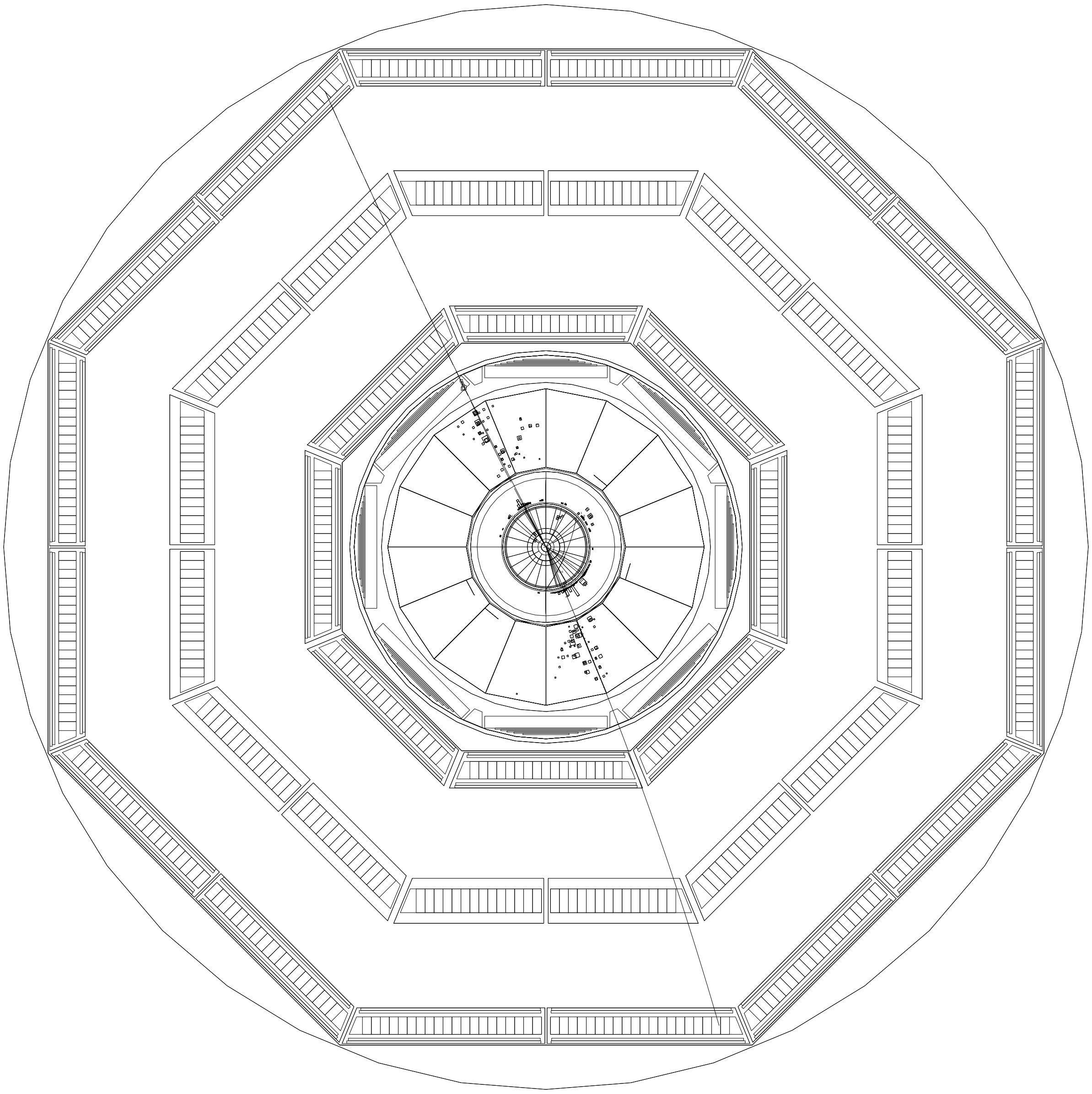


Figura 3.14: *Vista transversal de un suceso* $e^+e^- \rightarrow \mu\mu + X$ *en el detector L3*

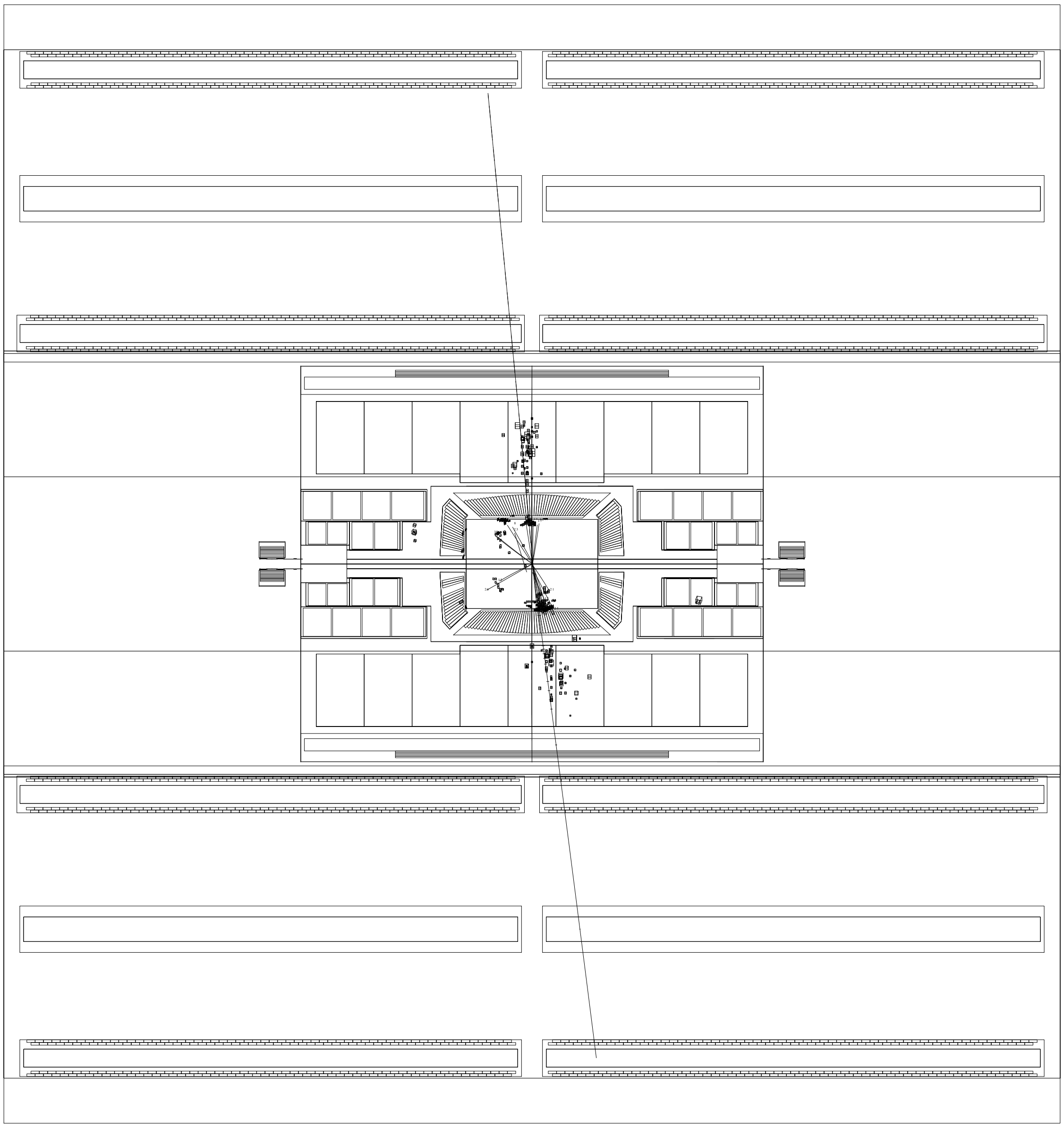


Figura 3.15: *Vista longitudinal de un suceso* $e^+e^- \to \mu\mu + X$ *en el detector L3*

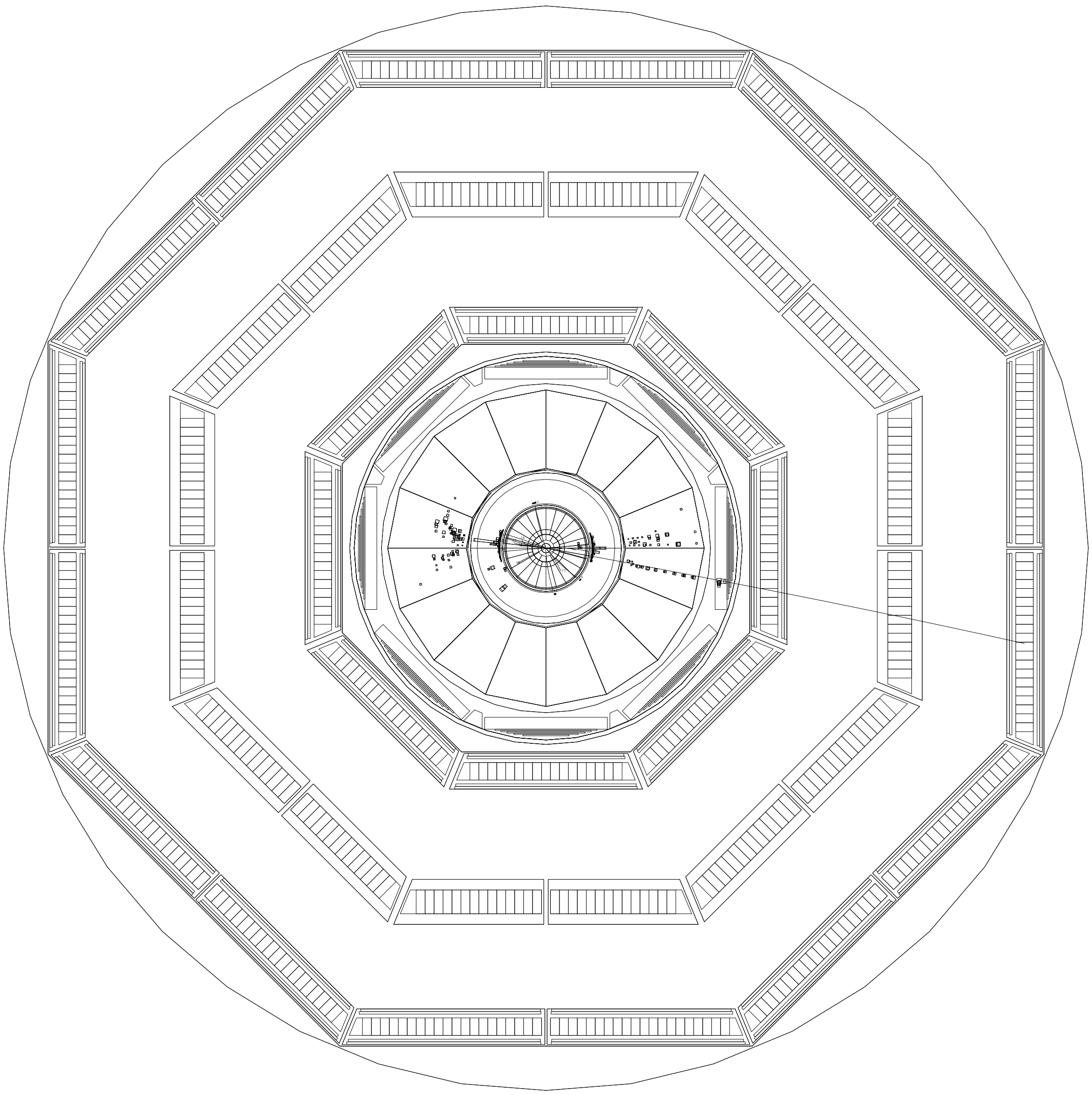


Figura 3.16: *Vista transversal de un suceso* $e^+e^- \rightarrow \mu + X$ *en el detector L3*

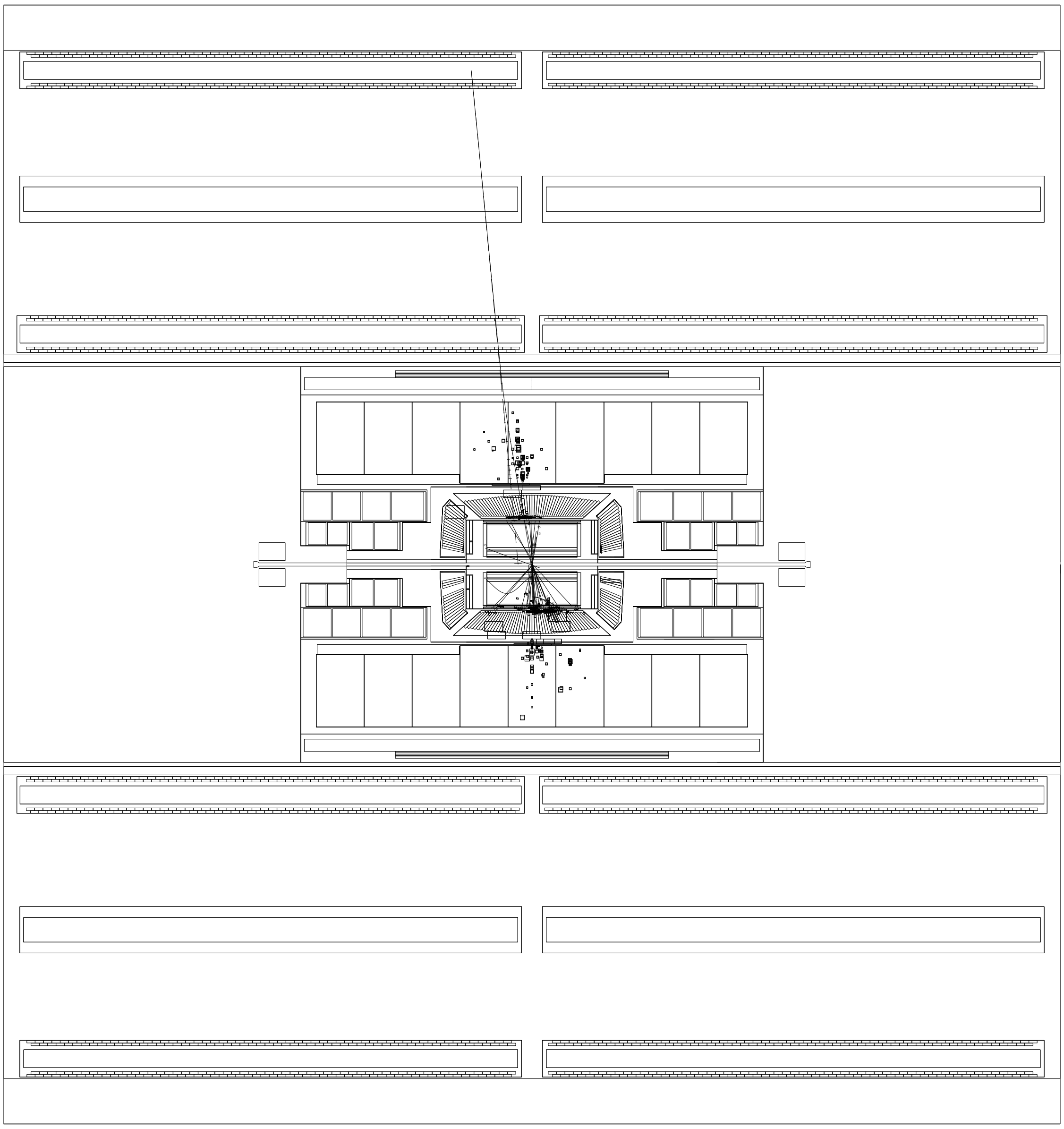


Figura 3.17: *Vista longitudinal de un suceso* $e^+e^- \to \mu + X$ *en el detector L3*

Capítulo 4

Resultados experimentales

4.0 Introducción

Las muestras seleccionadas en el capítulo anterior de

$$e^+e^- \rightarrow \mu + X$$

y

$$e^+e^- \rightarrow \mu\mu + X$$

poseen una gran riqueza en sucesos de quarks b, tal y como puede apreciarse en las tablas 3.4 y 3.5. Esto nos permitirá medir los parámetros que determinan la cantidad de muones producidos a partir de quarks b, tales como la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$, y la proporción de desintegraciones o "branching ratio" de estos quarks en muones, $Br(b \rightarrow \mu)$. Dada la riqueza de la muestra seleccionada en muones procedentes de la desintegración directa de un quark b, dichos parámetros están fuertemente correlacionados. Para evitar dicha correlacion hemos realizado, en primer lugar, una medida del $Br(b \rightarrow \mu)$ independiente de $\sigma_{b\bar{b}}$ utilizando el cociente de las muestras de dimuones y muones inclusivos, tal y como se expone en el primer apartado del presente capítulo (si bien este método tiene la limitación de la estadística del número de dimuones). Posteriormente, utilizando el resultado obtenido, determinamos la sección eficaz en cada punto de energía donde se han recogido datos. Para ello, hemos realizado un análisis basado en la identificación, mediante un ajuste, de los diferentes canales de producción de muones inclusivos en base a las diferencias que presentan sus distribuciones de momento y momento transversal. El acuerdo de los resultados de $\sigma_{b\bar{b}}$ con las predicciones del Modelo Standard nos ha permitido, utilizando la mayor estadística de la muestra de $\mu + X$ e imponiendo las restricciones de este modelo, obtener una medida precisa del $Br(b \rightarrow \mu)$ y del parámetro de la función que describe la fragmentación de los quarks b en hadrones, así como el paramétro de mezcla $B^0 - \bar{B}^0$ y la asimetría de carga de los quarks b.

4.1 Medida del $Br(b \to \mu)$ a partir de la fracción $2\mu/1\mu$

El cociente entre el número de sucesos $e^+e^- \to b\bar{b} \to \mu\mu + X$ y $e^+e^- \to b\bar{b} \to \mu + X$ es una medida directa de la anchura relativa de desintegración de los quarks b en muones

$$\frac{N_{b\mu}^{b\mu}}{N_{b\mu}} = \frac{\sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} {Br_{b\mu}}^2}{\sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} 2 Br_{b\mu}} = \frac{1}{2} Br_{b\mu} \tag{4.1}$$

Experimentalmente, tal y como se desprende del análisis del capítulo anterior, las muestras de sucesos de dimuones y muones inclusivos hadrónicos, aunque mayoritoriamente compuestas por muones $b \to \mu$ primarios, presentan una cierta contaminación de muones de "cascada" ($b \to c \to \mu$, $b \to \bar{c} \to \mu$, $b \to \tau \to \mu$), sucesos $c\bar{c}$ y "background", con diferentes dependencias en $\sigma_{b\bar{b}}$ y $Br_{b\mu}$, y afectadas por distintas aceptancias.

Tal y como se deduce de las ecuaciones (3.2), podemos reagrupar los diferentes canales de producción de muones en la muestra seleccionada en tres clases, según su producción dependa de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ y el branching ratio $Br_{b\mu}$, N_μ^{SB}, de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ solamente, N_μ^S, o de ninguno de los dos, N_μ^Q. Podemos entonces reescribir la ecuación (3.1) para los datos seleccionados, como

$$N_\mu^{DA} = N_\mu^{SB} + N_\mu^S + N_\mu^Q \tag{4.2}$$

donde, siguiendo la nomenclatura del capítulo anterior

$$\begin{aligned} N_\mu^{SB} &= N_{b\mu} \\ N_\mu^S &= N_{bc\mu} + N_{b\bar{c}\mu} + N_{b\tau\mu} + N_{b(bg)} \\ N_\mu^Q &= N_{c\mu} + N_{c(bg)} + N_{q(bg)} \end{aligned}$$

De modo semejante al realizado para la muestra de muones podemos reescribir la ecuación (3.3) para el número total de parejas de muones como

$$N_{2\mu}^{DA} = N_{2\mu}^{SBB} + N_{2\mu}^{SB} + N_{2\mu}^S + N_{2\mu}^Q \tag{4.3}$$

donde

$$\begin{aligned} N_{2\mu}^{SBB} &= N_{b\mu}^{b\mu} \\ N_{2\mu}^{SB} &= N_{bc\mu}^{b\mu} + N_{b\tau\mu}^{b\mu} + N_{b(bg)}^{b\mu} \\ N_{2\mu}^S &= N_{bc\mu}^{bc\mu} + N_{b\tau\mu}^{bc\mu} + N_{b(bg)}^{bc\mu} + N_{b\tau\mu}^{b\tau\mu} + N_{b(bg)}^{b\tau\mu} + N_{b(bg)}^{b(bg)} \\ N_{2\mu}^Q &= N_{c\mu}^{c\mu} + N_{c(bg)}^{c\mu} + N_{c(bg)}^{c(bg)} + N_{q(bg)}^{q(bg)} \end{aligned}$$

Definiendo el cociente $R^{2\mu+X}_{\mu+X}$ como

$$R^{2\mu+X}_{\mu+X} \equiv \frac{N^{DA}_{2\mu} - N^{Q}_{2\mu}}{N^{DA}_{\mu} - N^{Q}_{\mu}}$$

resulta, sustituyendo a través de las expresiones 4.2 y 4.3

$$R^{2\mu+X}_{\mu+X} = \frac{\sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}({Br_{b\mu}}^2\ F^{SBB}_{2\mu} + Br_{b\mu}\ F^{SB}_{2\mu} + F^{S}_{2\mu})}{\sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}\ (Br_{b\mu}\ F^{SB}_{\mu} + F^{S}_{\mu})} \tag{4.4}$$

donde los factores F pueden ser deducidos fácilmente a partir de las ecuaciones 4.2 y 4.3. El término $\sum \sigma_{b\bar{b}}\mathcal{L}$ se cancela, ya que los demás factores son independientes de la energía[1], y obtenemos de este modo una expresión para el $Br(b \to \mu)$ independiente del valor de $\sigma_{b\bar{b}}$. Resta aún una dependencia en $\mathcal{L}$ y $\sigma_{q\bar{q}}$, pero los términos donde aparece, $N^{Q}_{2\mu}$ y N^{Q}_{μ}, son pequeños tras aplicar los cortes de selección descritos en el capítulo anterior (ver tablas 3.4 y 3.5).

Sustituyendo en la expresión 4.4 los valores de los parámetros y las aceptancias obtenidas con los sucesos Monte Carlo, podemos obtener el valor experimental de $Br(b \to \mu)$. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el método de selección de dimuones, en el cual de los sucesos con más de dos muones seleccionamos únicamente los dos de mayor momento que pasen el corte en acolinearidad, introduce una ligera dependencia de la medida del $Br_{b\mu}$ con el valor que aparezca en el Monte Carlo para este mismo parámetro. Ello es debido a que las aceptancias de, por ejemplo $(b \to \mu, b \to c \to \mu)$ o $(b \to c \to \mu, b \to c \to \mu)$, dependen de la probabilidad de tener otro muón $b \to \mu$ en el mismo suceso. Ha sido por tanto necesario realizar varias iteraciones hasta converger obteniendo un valor de

$$\boxed{Br(b \to \mu) = (11.32 \pm 0.40 \pm 0.41)\%}$$

donde el primer error es el debido a la estadística de los datos seleccionados y el segundo es la suma cuadrática de los errores sistemáticos. Para un estudio detallado de los errores sistemáticos nos referimos al Apéndice B.

4.2 Análisis de la muestra $e^+e^- \to \mu + X$ en función de las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$

Las expresiones (3.2) y (3.4) describen el número total de dimuones y muones inclusivos seleccionados. Para realizar una determinación precisa de los parámetros relativos a la física del quark b es necesaria la identificación de los diferentes tipos de muones inclusivos que intervienen en la muestra. Esta identificación la vamos a realizar en base a las diferencias que los distintos

[1] la ligera dependencia de la aceptancia con la energía centro de masas está suprimida al hacer dependientes los valores de los cortes en P_μ y $P_{T\mu}$ con $\sqrt{s}$

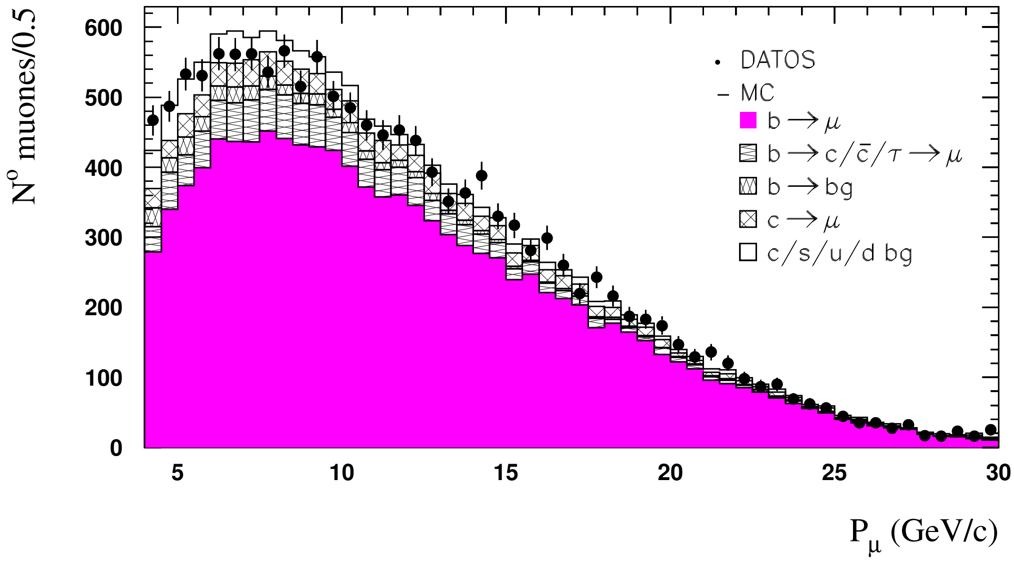


Figura 4.1: *Distribuciones del momento del muón para los diferentes tipos de muones de la muestra seleccionada*

canales presentan en las distribuciones de momento y momento transversal del muón. Las figuras 4.1 y 4.2 muestran estas dos distribuciones en sucesos Monte Carlo[2] para las diferentes clases de muones inclusivos de la tabla 3.4. Como puede observarse, la muestra de muones primarios $b \to \mu$ presenta un espectro diferenciado.

Vamos a generalizar pues el estudio realizado en el apartado anterior incluyendo la dependencia que cada uno de los canales posee en el espacio (P_μ,$P_{T\mu}$). Para ello definimos la función de densidad de probabilidad de obtener un muón con momento y momento transversal (P_μ,$P_{T\mu}$) como la suma de las densidades de probabilidad para cada una de las clases de muones

$$\rho(P_\mu, P_{T\mu}) = \sum_{c=1}^{\mu\ clas} f_c \rho_c(P_\mu, P_{T\mu}) \tag{4.5}$$

donde $f_c = \frac{N_c}{\sum N_c}$, con N_c definida en la ecuación (3.2) y $\rho_c(P_\mu, P_{T\mu})$ normalizada de modo que

$$\int \rho_c(P_\mu, P_{T\mu}) dP_\mu dP_{T\mu} = 1$$

Tanto las proporciones de cada clase de muón, f_c, como las funciones de densidad de probabilidad, ρ_c, dependen de los parámetros físicos que determinan la producción de sucesos de muones inclusivos. Mediante un ajuste a la muestra seleccionada podemos obtener el conjunto de dichos parámetros que mejor interpreten los datos experimentales.

Técnicamente hemos realizado el ajuste maximizando la función de máxima verosimilitud

[2]al igual que en el capítulo anterior, todas las distribuciones y parámetros Monte Carlo se refieren a la versión JETSET/GEANT corregida de acuerdo al estudio descrito en el Apéndice A

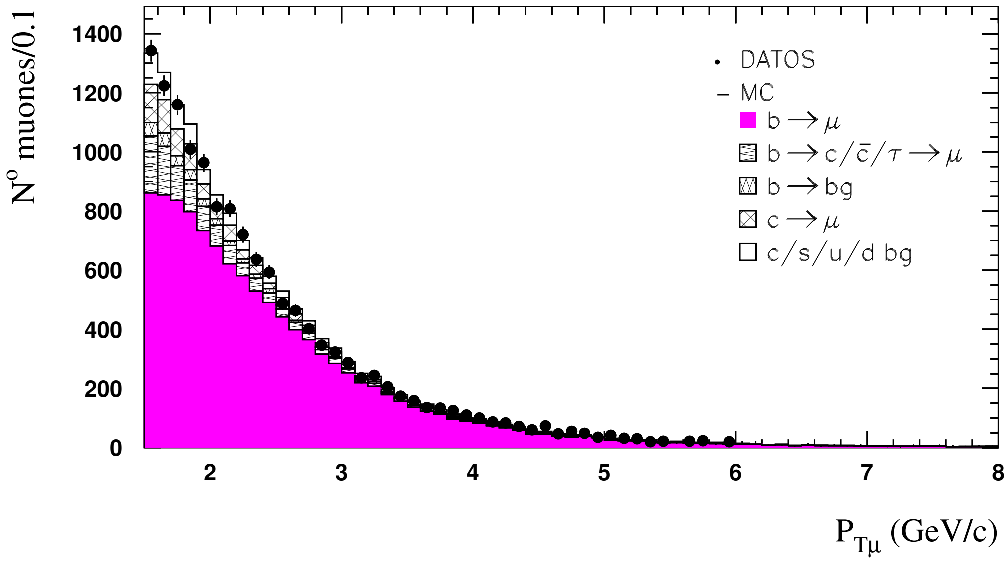


Figura 4.2: *Distribuciones del momento transversal del muón para los diferentes tipos de muones de la muestra seleccionada*

$$\mathcal{L} = R \prod_{i=1}^{N_\mu^{DA}} \rho^i(P_\mu^i, P_{T\mu}^i) \tag{4.6}$$

donde el término R es un factor de normalización global que corresponde a la probabilidad de seleccionar en la muestra de datos el mismo número de muones que en la muestra de Monte Carlo, tras haber normalizado ambas luminosidades. Dicha probabilidad viene dada por una distribución de Poisson

$$R = (N_\mu^{MC})^{N_\mu^{DA}} \; \frac{\exp^{(-N_\mu^{MC})}}{N_\mu^{DA}!}$$

con $N_\mu^{MC} = (N_\mu^{MC})^0 \sigma_{q\bar{q}} \mathcal{L} / N_{qq}^{MC}$, siendo $(N_\mu^{MC})^0$ la estadística total de muones de Monte Carlo utilizados. Para valores elevados de N_μ^{DA}, R tiende a una gaussiana de media N_μ^{MC} y anchura $\sqrt{N_\mu^{MC}}$

$$R = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_\mu^{MC}}} \exp \frac{-(N_\mu^{DA} - N_\mu^{MC})^2}{2N_\mu^{MC}} \tag{4.7}$$

La función de probabilidad para cada una de las clases de muones la determinamos utilizando la muestra Monte Carlo y viene definida por

$$\rho_c(P_\mu, P_{T\mu}) = \frac{n_c}{N_c} dP_\mu dP_{T\mu} \tag{4.8}$$

siendo n_c el número de muones del tipo 'c' encontrados en un área $dP_\mu dP_{T\mu}$ alrededor de $(P_\mu, P_{T\mu})$[3]. Para obtener una mejor definición de la probabilidad en cada punto $(P_\mu^i, P_{T\mu}^i)$, hemos

[3] área que tendrá forma trapezoidal siempre que sea necesario para evitar la zona de $P_{T\mu} > P_\mu$

tomado un área centrada siempre en $(P^i_\mu, P^i_{T\mu})$, en lugar de dividir previamente el espacio de $(P_\mu, P_{T\mu})$ en cajas fijas. Por el mismo motivo, exigimos un número mínimo de muones dentro del área $dP_\mu dP_{T\mu}$ y elegimos un tamaño inicial de este área muy reducido, que aumentamos progresivamente hasta encontrar el número mínimo de muones requerido.

Este método de identificación de los muones que forman la muestra de muones inclusivos seleccionada es evidentemente muy sensible a las hipótesis acerca de las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$ de cada uno de los canales. Esta es la razón por la cual hemos realizado un estudio muy detallado de las distribuciones de Monte Carlo, corrigiéndolas de acuerdo con resultados experimentales o predicciones teóricas actualizados. Dicho estudio está recogido en la descripción del Monte Carlo realizada en el Apéndice A.

4.3 Medida de la sección eficaz $\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b})$

Utilizando el método descrito en el apartado anterior y puesto que la muestra seleccionada es rica en muones procedentes directa o indirectamente de quarks b, podemos medir con precisión la sección eficaz de producción de éstos, $\sigma(e^+e^- \to Z, \gamma \to b\bar{b})$.

Para ello es necesario fijar todos los demás parámetros que determinan la producción de cada uno de los tipos de muones de la muestra seleccionada. Los principales parámetros son los que aparecen en las expresiones (3.2), a los que hay añadir los que describen la fragmentación de los quarks b y c, por su influencia en la distribución de P_μ. Para el $Br(b \to \mu)$, utilizamos el resultado obtenido en el primer apartado de este capítulo, $Br_{b\mu} = 11.32 \pm 0.40\%$. Para los demás parámetros, hemos tomado los valores corregidos en el Monte Carlo (ver Apéndice A).

Los resultados obtenidos para $\sigma_{b\bar{b}}$ en cada punto de energía en los que se han recogido datos, junto con sus errores estadísticos, aparecen en la tabla 4.1

$\sqrt{s}$	$\mathcal{L}$	# μ	$\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b})$ (nb)
1991			
88.480	795.6	49	0.89 ± 0.15
89.478	795.6	116	1.99 ± 0.21
90.228	793.3	208	3.82 ± 0.30
91.222	8308.6	3692	6.48 ± 0.12
91.967	716.6	275	5.54 ± 0.38
92.966	758.2	150	2.83 ± 0.27
93.716	831.6	127	2.21 ± 0.22
1992			
91.283	21564.5	9556	6.565 ± 0.077

Tabla 4.1: *Sección eficaz del proceso* $e^+e^- \to b\bar{b}$

Combinando la estadística de ambos años en las energías próximas a la masa del Z, obtenemos un resultado de

$$\boxed{\sigma_{b\bar{b}}(91.265 \ \ \mathrm{GeV}) = 6.521 \pm 0.065 \pm 0.21 \pm 0.12 \ nb}$$

donde el primer error es el estadístico, el segundo el error sistemático debido a la imprecisión en el valor de $Br_{b\mu}$ y el tercero es la suma cuadrática de los demás errores sistemáticos.

En la figura 4.3 puede verse el buen acuerdo de la forma obtenida para $\sigma_{b\bar{b}}$ en función de la energía con las predicciones del Modelo Standard obtenidas utilizando los parámetros de la referencia [4]. La ligera tendencia de los datos experimentales a quedar por debajo de la curva del Modelo Standard es ampliamente compensada por el tamaño del error sistemático debido a la imprecisión en la medida de $Br_{b\mu}$.

4.4 Medida de $Br(b \to \mu)$ y del parámetro de la función de fragmentación, ε_b^z

El buen acuerdo de los resultados experimentales con las predicciones del Modelo Standard obtenido en la medida de $\sigma_{b\bar{b}}$, nos permitirá utilizar dichas predicciones para la medida de otros parámetros. Asumiendo la validez de este modelo, podemos imponer la sección eficaz de producción $e^+e^- \to q\bar{q}$ e interpretar el número de sucesos $e^+e^- \to \mu + X$ como una medida directa y precisa de $Br(b \to \mu)$

$$N_{b\mu} = \sum \sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} \ 2Br_{b\mu}$$

Sin embargo, tanto el número final de sucesos $e^+e^- \to \mu + X$ observado como su distribución de momento $\rho(P, P_t)$ vienen en parte determinados por la dureza de la fragmentación de los quarks b en hadrones, por lo que hemos decidido obtener en un ajuste conjunto el valor del $Br(b \to \mu)$ y de los parámetros que definen el proceso de fragmentación.

Puesto que la estadística de la que disponemos no nos permite distinguir entre las diferentes funciones de fragmentación descritas en el capítulo primero, asumiremos la función de fragmentación de SLAC-Peterson. En esta función, la proporción de energía del quark b que se transfiere al hadrón con belleza viene descrita por un solo parámetro, ε_z^b, tal y como lo expresa la ecuación (1.15):

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_z^b}{(1-z)})^2}$$

donde z viene definida por la expresión (capítulo 1)

$$z \equiv \frac{(E + p_{||})_{hadron}}{(E + p)_{quark}}$$

Sin embargo, z es una variable de difícil obtención, en especial dentro del modelo de fragmentación de cuerdas, donde la fragmentación ocurre a lo largo de las líneas de flujo de color entre partones, en vez de en la dirección del quark. Por ello suele utilizarse otra variable, X_E, que puede además determinarse experimentalmente suceso a suceso. Dicha variable viene definida como

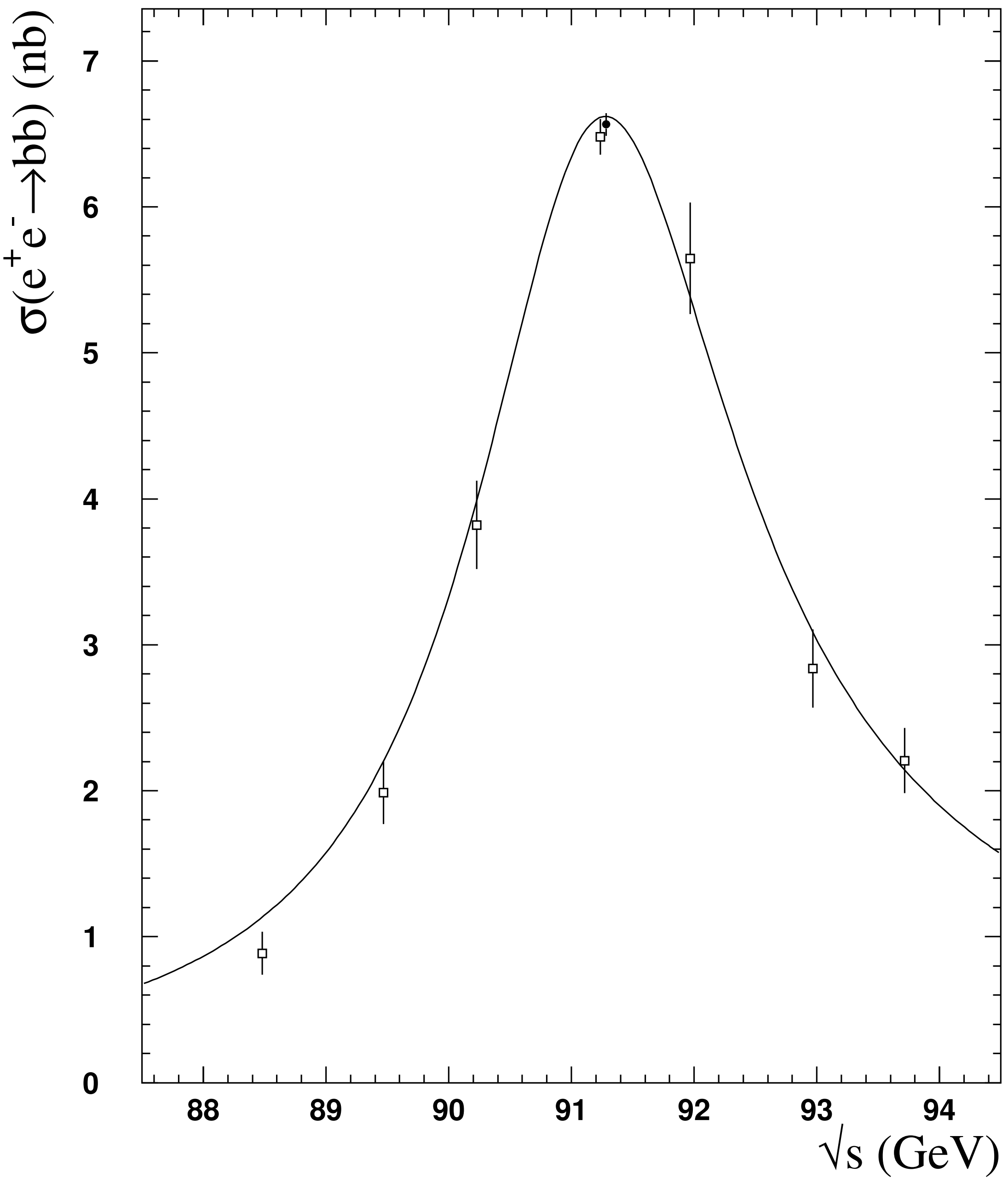


Figura 4.3: *Comparación de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ medida con la predicción del Modelo Standard*

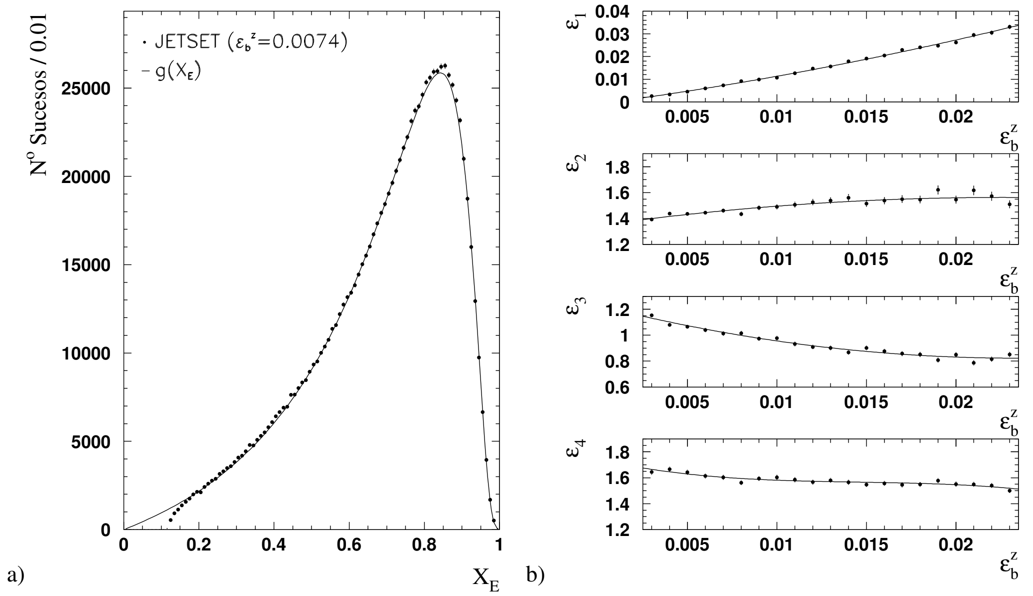


Figura 4.4: *Parametrización de la función de fragmentación para los quarks b*

$$X_E \equiv \frac{E_{hadron}}{E_{haz}}$$

Las diferencias entre z y X_E se deben fundamentalmente a la emisión de gluones de "bremstrahlung" y a la de fotones en el estado inicial, además de la producción de nuevas parejas de quark-antiquark en el proceso de evolución de los partones[4]. Estas diferencias dependen en gran medida del modelo elegido de fragmentación y en cualquier caso hacen que la distribución de la variable X_E no se corresponda con la función de fragmentación de SLAC-Peterson. Por este motivo, para realizar el ajuste utilizando esta variable y deducir una medida de ε_b^z dentro del esquema de fragmentación de SLAC-Peterson, es necesario parametrizar la distribución de X_E en función de ε_b^z. Para llevar a cabo esta parametrización, hemos generado un elevado número de sucesos Monte Carlo para diferentes valores de ε_b^z. Cada una de las distribuciones de X_E así obtenidas ha sido parametrizada en función de cuatro parámetros mediante la expresión

$$g(X_E) = \frac{N}{X_E^{\epsilon_1}(1 - \frac{1}{X_E^{\epsilon_2}} - \frac{\epsilon_3}{(1-X_E)^{\epsilon_4}})^2} \tag{4.9}$$

En la figura 4.4a) puede verse el ajuste de $g(X_E)$ a la distribución generada con JETSET utilizando la función de fragmentación de SLAC-Peterson con $\varepsilon_b^z = 0.0074$, valor promedio de LEP hasta la fecha. La figura 4.4b) muestra la dependencia de los distintos ϵ_i con ε_b^z.

[4]este último efecto es muy poco probable en el caso de los quarks pesados

Parametrizando la dependencia de esta forma, hemos realizado el ajuste a las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$ de los datos determinando conjuntamente los valores de $Br(b \to \mu)$ y ε_b^z. El resultado de este ajuste da unos valores

$$Br(b \to \mu) = (11.23 \pm 0.12)\ \%$$

$$\varepsilon_b^z = (7.12 \pm 0.56) \times 10^{-3}$$

con un parámetro de correlación ($corl(x_1, x_2) \equiv \frac{<(x_1 - <x_1>)(x_2 - <x_2>)>}{\sigma_{x_1}\sigma_{x_2}}$) entre $Br_{b\mu}$ y ε_b^z

$$corl(Br_{b\mu}, \varepsilon_b^z) = 0.179$$

Puesto que la correlación no es muy elevada, el cálculo de los errores sistemáticos de cada uno de estos parámetros lo haremos dejando el otro fijo al valor obtenido en el ajuste de ambos. Los errores más significativos para cada una de las medidas están reflejados en las tablas B.2.3 y B.2.4 del apéndice B. La suma cuadrática de todos ellos da unos valores

$$\boxed{Br(b \to \mu) = (11.23 \pm 0.12 \pm 0.25)\%}$$

$$\boxed{\varepsilon_b^z = (7.12 \pm^{+0.54}_{-0.58} \pm 0.37) \times 10^{-3}}$$

Describiendo la evolución de los partones mediante el modelo de "parton shower" y su fragmentación mediante el modelo de cuerdas, el valor obtenido de ε_b^z equivale a un valor promedio para la variable X_E de

$$\boxed{< X_E >= 0.6925^{+0.0030}_{-0.0032}}$$

4.5 Medida del parámetro de mezcla $B^0 \to \bar{B}^0$

Tal y como comentamos en el capítulo primero, los mesones B^0 pueden sufrir un proceso de mezcla mediante el cual se transforman en mesones $\bar{B}^0$ (o viceversa). La probabilidad de que esto ocurra viene dada por el llamado parámetro de mezcla,

$$\chi_b \equiv \mathrm{prob}(B^0 \to \bar{B}^0)$$

El fenómeno de mezcla da lugar a la producción de sucesos

$$e^+e^- \to B^0\bar{B}^0 \to B^0B^0 \to \mu^+\mu^+ + X$$

$$e^+e^- \to B^0\bar{B}^0 \to \bar{B}^0\bar{B}^0 \to \mu^-\mu^- + X$$

identificables en nuestra muestra seleccionada de dimuones por la detección de dos muones opuestos y de igual carga. El número de estos sucesos, $N^b(^{++}_{--})$, viene expresado en función del parámetro de mezcla como

$$\frac{N^b(^{++}_{--})}{N^b(^{++}_{--}) + N^b(^{-+}_{+-})} = 2\chi_b(1-\chi_b) \tag{4.10}$$

Sin embargo, hay también otros sucesos incluidos en la muestra experimental que producen la misma signatura, tales como ($b \to \mu^-$,$\bar{b} \to \bar{c} \to \mu^-$) o aquellos con muones clasificados como "background", además de muones cuya carga no ha sido correctamente determinada. Así pues, para analizar la muestra, hemos definido para cada muón la probabilidad, P_{CORL}, de medir su carga con signo contrario a la del quark del que procede

$$P_{CORL} = \frac{(N^{\mu+}_{q-} + N^{\mu-}_{q+})}{(N^{\mu-}_{q-} + N^{\mu+}_{q+}) + (N^{\mu+}_{q-} + N^{\mu-}_{q+})}$$

donde $N^{\mu+}_{q-}$ es el número de muones con carga positiva procedentes de un quark con carga negativa y los demás N^{μ}_{q} tienen una definición semejante. Dicha probabilidad en ausencia de oscilaciones B^0-$\bar{B}^0$, es cero para los muones $b \to \mu$, $b \to \bar{c} \to \mu$, $b \to \tau \to \mu$ y $c \to \mu$ y uno para $b \to c \to \mu$. En el caso de los muones de "background", será diferente según sea la partícula que produzca el muón o falso muón; estas diferencias introducen una dependencia de P_{CORL} con el momento del muón, tal y como puede apreciarse en las figuras 4.5. En dichas figuras se representan los valores de P_{CORL} obtenidos con los sucesos Monte Carlo para los diferentes tipos de "background' en cada uno de los intervalos en los que hemos dividido la muestra de P_μ.

Por otra parte, la probabilidad de medir erróneamente la carga del muón ha sido determinada utilizando una muestra de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ [54].

$$P_{CONF} = 0.2 \pm 0.2\%$$

En ese estudio se concluye que la confusión de carga observada en los datos sobrepasa la esperada por simple efecto de resolución de la medida, debiéndose fundamentalmente a problemas en la reconstrucción por la presencia de señales espúreas en las cámaras de muones, sin una clara dependencia en P_μ. Utilizaremos pues este resultado para simular el efecto en el Monte Carlo utilizado.

La probabilidad de obtener un suceso de dos muones de igual carga de un tipo determinado, ij, vendrá dada entonces por una combinación de las probabilidades P_{CORL}, P_{CONF} y χ_b, y la ecuación 4.10 se transforma de un modo natural en la siguiente expresión

$$\begin{aligned} X^{ij}(^{++}_{--}) &\equiv \frac{N^{ij}(^{++}_{--})}{N^{ij}(^{++}_{--}) + N(^{-+}_{+-})} \qquad (4.11) \\ &= ((M_i(1-\chi_i) + (1-M_i)\chi_i)\ (M_j\chi_j + (1-M_j)(1-\chi_j) \\ &\quad +((M_i\chi_i) + (1-M_i)(1-\chi_i))\ (M_j(1-\chi_j) + (1-M_j)\chi_j)) \end{aligned}$$

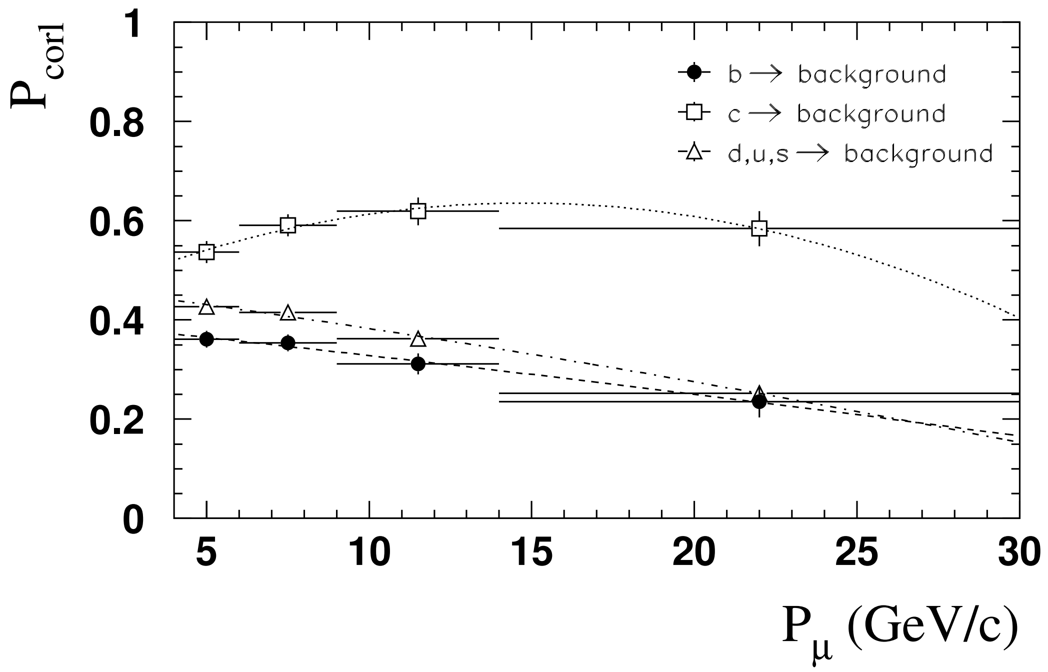


Figura 4.5: *Probabilidad de obtener un muón con carga de signo contrario a la del quark para muones de "background"*

donde M_i es la suma de las probabilidades P_{CORL} y P_{CONF}, y χ_i es el parámetro de mezcla para cada tipo de muones: χ_b si el muón proviene directa o indirectamente de un quark b y 0 en otro caso[5].

Podemos escribir una ecuación semejante para $X^{ij}(^{-+}_{+-})$; o de modo más general, denotando como q_1, q_2 la carga de cada uno de los muones

$$X^{ij}(q_1,q_2) = (M_i(1-\chi_i)+(1-M_i)\chi_i)(M_j(\frac{1-q_1q_2}{2}+q_1q_2\chi_j)+(1-M_j)(\frac{1+q_1q_2}{2}-q_1q_2\chi_j))$$
$$+((M_i\chi_i)+(1-M_i)(1-\chi_i))(M_j(\frac{1+q_1q_2}{2}-q_1q_2\chi_j)+(1-M_j)(\frac{1-q_1q_2}{2}+q_1q_2\chi_j)) \quad (4.12)$$

A partir de esta expresión, es posible hacer una primera estimación del parámetro χ_b con un simple cómputo del número de dimuones seleccionados

$$\frac{N(^{++}_{--})^{DA}}{N^{DA}_{2\mu}} = \frac{\sum_{i,j} N^{MC}_{\mu_i\mu_j} X^{ij}(q_i, q_j = q_i)}{N^{MC}_{2\mu}} \quad (4.13)$$

[5]Como es bien sabido, la probabilidad del fenómeno $K^0 \to \bar{K}^0$ es muy elevada, y sin embargo su efecto sobre la medida del parámetro de mezcla $B^0 - \bar{B}^0$ por el método utilizado en este trabajo es despreciable. Ello es debido a la reducida presencia de muones procedentes de un mesón K^0 en la muestra seleccionada ($0.24 \pm 0.02\%$ según la predicción de JETSET) y a que incluso sin estar implementado este fenómeno en el Monte Carlo, tenemos un valor de $P_{CORL}(K^0) = 48.9 \pm 3.6\%$. La probabilidad del fenómeno $D^0 \to \bar{D}^0$ es despreciable y por ello tampoco será tenida en cuenta

N^{++}	N^{--}	N^{++}_{--}	N^{+-}_{-+}	N_{TOTAL}
84	88	172	347	519

Tabla 4.2: *Número de dimuones en la muestra seleccionada según las diferentes combinaciones de cargas*

donde normalizamos el número de dimuones en datos y Monte Carlo para evitar posibles fluctuaciones estadísticas. El número de parejas de muones de igual o distinto signo puede verse en la tabla 4.2. Utilizando estos valores obtenemos un resultado para el parámetro de mezcla de

$$\chi_b = 0.118 \pm 0.025$$

Este resultado es claramente indicativo de la existencia de un efecto de mezcla $B^0\bar{B}^0$. Una medida más precisa se puede obtener teniendo en cuenta la dependencia en P_μ y $P_{T\mu}$ de cada tipo de muón de la muestra seleccionada, mediante un ajuste semejante al descrito anteriormente. En este caso, al tratarse de dimuones, hemos de redefinir nuestra función de máxima verosimilitud

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{DA}^{2\mu}} \rho_{2\mu}^{i}(P_{\mu1}, P_{T\mu1}, q_1; P_{\mu2}, P_{T\mu2}, q_2) \tag{4.14}$$

donde $\rho_{2\mu}^{i}$ es la probabilidad de encontrar un suceso con dos muones, uno con momento $P_{\mu1}$ y momento transversal $P_{T\mu1}$ y otro con $P_{\mu2}$ y $P_{T\mu2}$. Esta probabilidad podemos expresarla como el producto factorizado de las probabilidades de encontrar cada uno de los muones con los valores (P_μ,$P_{T\mu}$) dados, multiplicada por la función que nos da la probabilidad de encontrar un suceso con dos muones de cargas respectivas q_1 y q_2

$$\rho_{2\mu}(P_{\mu1}, P_{T\mu1}, q_1; P_{\mu2}, P_{T\mu2}, q_2) = \sum_{i,j}^{\mu\ clas} f^i \rho^i(P_{\mu1}, P_{T\mu1}) f^j \rho^j(P_{\mu2}, P_{T\mu2}) X^{ij}(q_1, q_2) \tag{4.15}$$

$\rho^i(P_\mu, P_{T\mu})$ está determinada para cada muón independientemente con la ayuda de la ecuación 4.8, f^i se define a partir de la ecaución 4.5 y X^{ij} está definida en la ecuación 4.12.

Hemos realizado diversos estudios Monte Carlo acerca de posibles correlaciones en las distribuciones de $(P_{\mu1}, P_{T\mu1})$ y $(P_{\mu2}, P_{T\mu2})$ para los sucesos dimuónicos, que hicieran que nuestra definición de $\rho_{2\mu}$ factorizada indujera una errónea estimación de χ_b. La conclusión de estos estudios es que la posible correlación es pequeña y su influencia en el resultado obtenido de χ_b es muy inferior a nuestra sensitividad estadística. En el Apéndice B puede encontrarse una descripción detallada de estos estudios.

Así pues, utilizando las expresiones 4.14 y 4.15, el resultado de nuestro ajuste a la muestra de dimuones proporciona un valor de χ_b

$$\boxed{\chi_b = 0.120^{+0.018}_{-0.020} \pm 0.007}$$

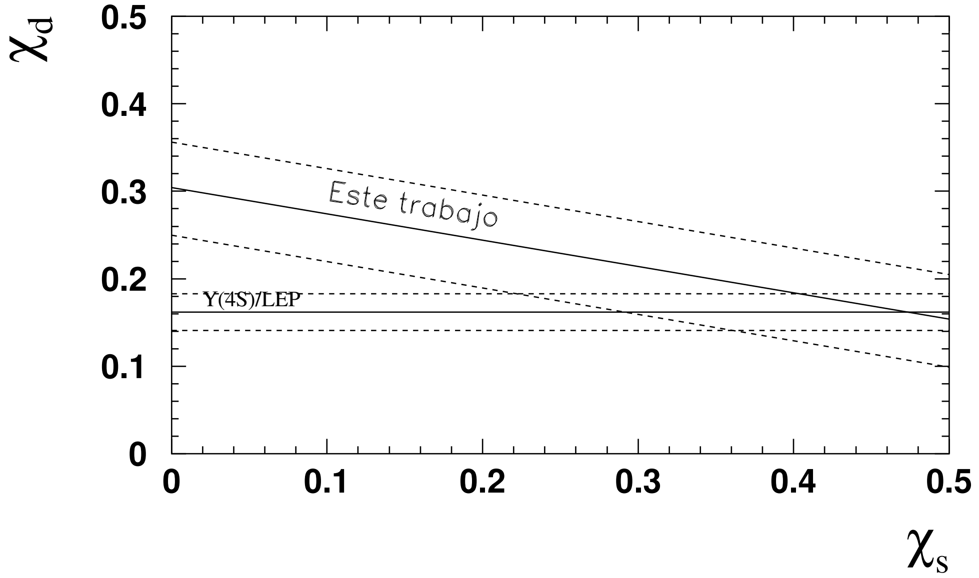


Figura 4.6: *Comparación del parámetro de mezcla $B^0\bar{B}^0$ obtenido en este trabajo con el parámetro de mezcla $B_d^0\bar{B}_d^0$ obtenido en $\Upsilon(4S)$*

donde el primer error es estadístico y el segundo es la suma cuadrática de los errores sistemáticos, cuyos valores más significativos aparecen en la tabla B.5 del apéndice B.

El valor medido de χ_b es un promedio a todos los hadrones B^0 (B_d^0, B_s^0), de forma que se puede expresar como

$$\chi_b = f_d\chi_d + f_s\chi_s \tag{4.16}$$

donde f_d y f_s son las fracciones relativas de producción de mesones B_d^0 y B_s^0 (tabla A.2). Combinando nuestro resultado de χ_b con el obtenido para χ_d por los experimentos en la resonancia $\Upsilon(4S)$ y en LEP [55], cuyo promedio da un valor

$$\chi_d = 0.162 \pm 0.021$$

podemos deducir un valor para el parámetro de mezcla $B_s^0\bar{B}_s^0$

$$\chi_s = 0.46 \pm 0.17 \pm 0.07^{+0.06}_{-0.05}$$

donde el primer error es el debido a la medida del presente trabajo, el segundo al de χ_d y el tercero a las imprecisiones en f_d y f_s (tabla A.2). En la figura 4.6 se representan los valores cd χ_b y χ_d, con sus errores a una desviación standard, los cuales definen el rango posible para χ_s.

4.6 Medida de la asimetría de carga en la producción de quarks b

Tal y como se describió en el primer capítulo del presente trabajo, la producción de sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ se ve afectada por una asimetría de carga en $\cos\theta_b$, definida por

$$A_{b\bar{b}}^{FB} = \frac{N_F^b - N_B^b}{N_F^b + N_B^b} \tag{4.17}$$

donde N_F^b es el número de quarks b producidos en la región hacia adelante (región de donde proviene el electrón, $0 < \theta_b < \frac{\pi}{2}$), y N_B^b es correspondientemente el número de quarks b producidos en la región hacia detrás (región de donde proviene el positrón, $\frac{\pi}{2} < \theta_\mu < \pi$) Despreciando el término de σ_L en la ecuación (1.15) [6], la distribución angular de producción de quarks b está relacionada con la asimetría por la siguiente expresión

$$F_b(\cos(\theta_b)) = (\frac{3}{8}(1 + \cos^2(\theta_b)) + A_{b\bar{b}}^{FB}\ \cos(\theta_b)) \tag{4.18}$$

Introduciendo esta dependencia en $\cos(\theta_b)$ en la definición de probabilidad de la ecuación (4.4), podemos realizar una medida de la asimetría $A_{b\bar{b}}^{FB}$ mediante el método de ajuste descrito en el segundo apartado.

Experimentalmente la dirección de producción del quark hay que determinarla a partir de las direcciones de las partículas en las que se fragmenta. En nuestro análisis hemos utilizado como medida de la dirección de los quarks la variable

$$-Q_\mu\ cos(\theta_{thrust})$$

donde la dirección del "thrust", $\vec{n}_T$, es aquella que maximiza las proyecciones de las energías de las partículas observadas en el suceso

$$T = \max(\frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |E_i|})$$

El sentido del "thrust" lo hemos elegido como el más cercano al muón detectado. La carga del muón, Q_μ, permite distinguir entre la dirección del $b \to \mu^-$ y la del $\bar{b} \to \mu^+$ pudiendo sumar así ambos tipos de muones en el análisis[7]. La bondad de esta aproximación puede apreciarse en la figura 4.7, en la que se representa la diferencia entre las variables $\cos(\theta_b)$ y $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ para los muones de Monte Carlo seleccionados.

De esta forma pues, podemos incluir la dependencia angular en nuestro análisis redefiniendo la función de probabildad en (P_μ,$P_{T\mu}$) (expresión 4.5) como

[6] $\sigma_U \approx (150 - 250)\sigma_L$, de modo que la variación de la medida de $A_{b\bar{b}}^{FB}$ por la inclusión de dicho término es despreciable

[7] al estar contando muones, hay que tener cuidado con aquellos sucesos en los que hemos seleccionado dos o más muones; dichos sucesos serán multiplicados por un factor igual a la inversa del número de muones seleccionados en el suceso

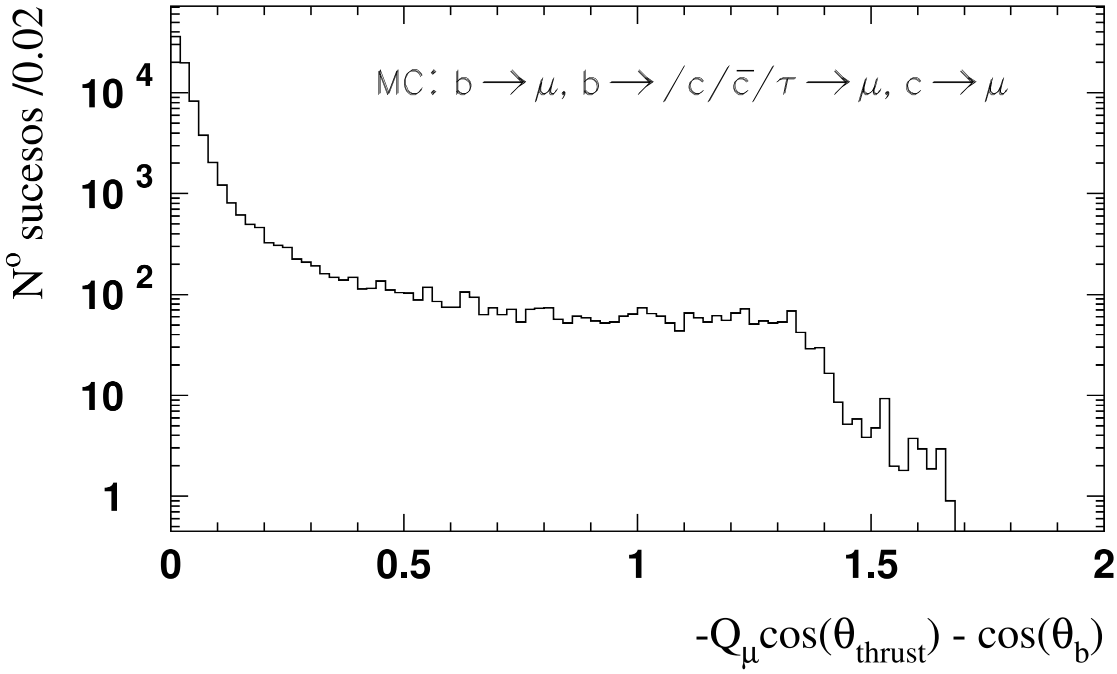


Figura 4.7: *Diferencia entre* $\cos(\theta_b)$ *y* $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ *para los muones Monte Carlo selecciona-dos*

$$\rho(P_\mu, P_{T\mu}) = \sum_{c=1}^{\mu\ clas} f_c \rho_c(P_\mu, P_{T\mu}) F^c(-Q_\mu \cos(\theta_{thrust}))$$

donde $F^c(-Q_\mu \cos(\theta_{thrust}))$ es la distribución angular en $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$para cada clase de muón, la cual contiene la dependencia en la asimetría del quark del que procede (para los valores de la asimetría de los quarks distintos del b, utilizaremos las predicciones del Modelo Standard), la correlación entre la carga del muón y la del quark (ver apartado anterior) y la probabilidad de confusión en la medida de la carga del muón. Para obtener la dependencia de $F^c(-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})^i)$ con el valor de la asimetría, hemos de tener en cuenta, sin embargo, que la variable que cumple la ecuación 4.18 es realmente $\cos(\theta_b)$ y no $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$. Por ello, suponer que los muones generados siguen una dependencia en $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ semejante a la de la $\cos(\theta_b)$ en la ecuación 4.18, introduciría, no sólo una inexactitud, sino un sesgo hacia valores más bajos de $A_{b\bar{b}}^{FB}$. Este sesgo es debido a aquellos muones que, por tener un ángulo elevado entre el quark y el thrust y/o el quark y el muón, les hemos asignado un valor de $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ de signo contrario al de $\cos(\theta_b)$. Así pues, para ajustar el valor de $A_{b\bar{b}}^{FB}$, lo que haremos será variar la distribución de $\cos(\theta_b)$ siguiendo su forma funcional, ecuación 4.18, y calcular suceso a suceso la distribución de $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ correspondiente a cada valor de $A_{b\bar{b}}^{FB}$[8]. Puesto que el detector es simétrico en θ, es necesario simetrizar la distribución de

[8]utilizando directamente la variable $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ obtenemos un valor relativo 1.5% más bajo para $A_{b\bar{b}}^{FB}$ que mediante este método

$-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ correspondiente a $A_{b\bar{b}}^{FB} = 0$[9], con el fin de evitar fluctuaciones estadísticas que falsearían la medida de $A_{b\bar{b}}^{FB}$.

El valor obtenido con este método es

$$\boxed{A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)} = 0.059 \pm 0.014 \pm 0.005}$$

donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático. La lista de errores sistemáticos puede verse en la tabla B.6. Para comparar este resultado con las predicciones del Modelo Standard, hemos de aplicar la corrección debida al fenómeno de mezcla $B^0\bar{B}^0$. Como se puede deducir fácilmente, es necesario dividir el valor obtenido por el siguiente factor

$$\boxed{A_{b\bar{b}}^{FB} = \frac{A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)}}{1-2\chi_b} = 0.077 \pm 0.018(est.) \pm 0.006(sist.) \pm 0.004\chi_b}$$

Este valor de $A_{b\bar{b}}^{FB}$ ha sido calculado promediando todos los puntos de energía de la muestra, sin tener en cuenta la dependencia de este parámetro con la energía, tal y como predice el Modelo Standard. Puesto que la estadística acumulada a energías lejos de la masa del Z es bastante escasa, nos limitaremos a calcular $A_{b\bar{b}}^{FB}$ en tres puntos de energía, agrupando todas las energías por debajo y todas las energías por encima del polo del Z. Los tres valores así obtenidos se muestran en la tabla 4.3, y se comparan con las predicciones del MS para los parámetros de la referencia [4] en la figura 4.8.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)}$	$A_{b\bar{b}}^{FB}$
89.67	-0.037 ± 0.084	-0.049 ± 0.111
91.26	0.065 ± 0.014	0.086 ± 0.023
92.81	-0.017 ± 0.052	-0.022 ± 0.091

Tabla 4.3: *Valores de $A_{b\bar{b}}^{FB}$ en función de s*

Como comprobación del resultado obtenido hemos determinado $A_{b\bar{b}}^{FB}$ utilizando un método alternativo. Dicho método consiste en un ajuste χ^2 a la distribución de $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$. El resultado obtenido por este método es

$$A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)} = 0.064 \pm 0.013$$

en perfecto acuerdo con el resultado anterior. En la figura 4.9 se comparan las distribuciones de $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$ para la muestra seleccionada de datos y para la muestra de muones de Monte

[9]dicha distribución tiene una asimetría de $A = 0.24 \pm 0.46\%$, valor que confirma la simetría del detector

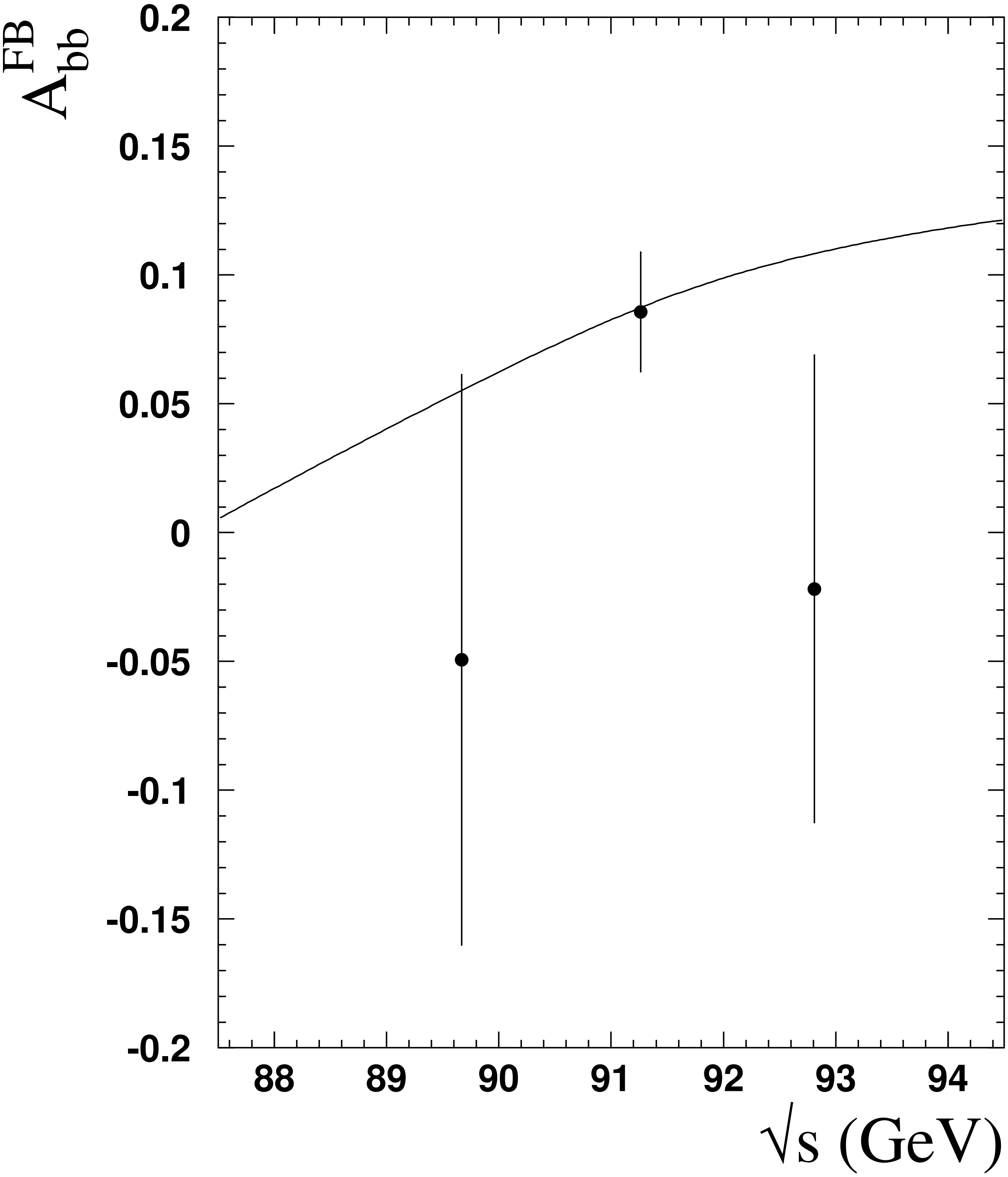


Figura 4.8: *Comparación de los resultados obtenidos de* $A_{b\bar{b}}^{FB}$ *con la predicción del Modelo Standard*

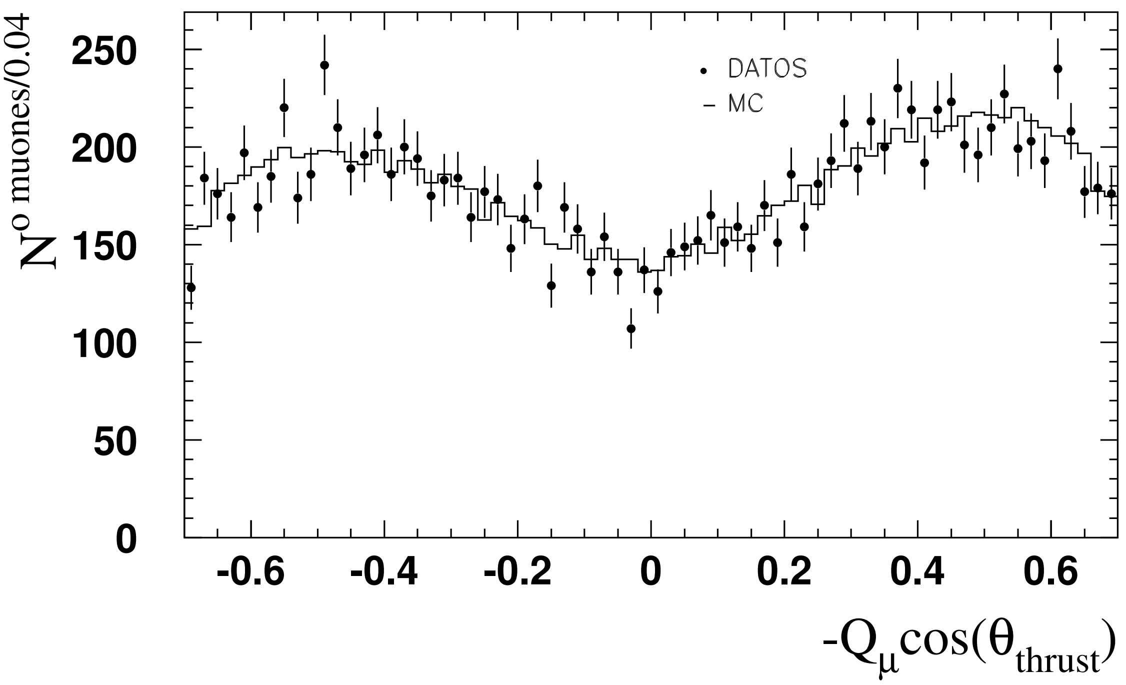


Figura 4.9: *Comparación de la variable $-Q\cos(\theta_{thrust})$ para datos y Monte Carlo después del ajuste*

Carlo tras el ajuste χ^2 al valor de la asimetría.

4.7 Conclusiones

En este capítulo hemos descrito los métodos empleados para las diversas medidas experimentales realizadas y los resultados obtenidos. Dichas medidas son, en primer lugar, la determinación de la fracción de desintegración o "branching ratio" de los hadrones con belleza en muones mediante dos métodos: una medida independiente de $\sigma_{b\bar{b}}$, utilizando el cociente entre el número de dimuones y muones seleccionados y otra utilizando la predicción del Modelo Standard para $\sigma_{b\bar{b}}$ mediante un ajuste a las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$ de la muestra de muones. Ambas medidas dan resultados compatibles. Los valores obtenidos son en general algo menor que las predicciones teóricas, las cuales dan unos valores para $Br(b \to \mu)$ entre $12-15\%$ [56], si bien valores de hasta 11% son posibles [57]. La medida de la sección eficaz $\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b})$ muestra un excelente acuerdo con las predicciones del Modelo Standard , lo cual confirma la validez de este modelo y nos permite utilizarlo para las medidas de los demás parámetros. El valor obtenido para el parámetro de la función de fragmentación de SLAC-Peterson, ε_b^z, confirma las predicciones sobre la dureza de la fragmentación para los quarks b. El valor del parámetro de mezcla $B^0-\bar{B}^0$, obtenido por un simple contaje del número de muones y mediante un ajuste en el plano $(P_\mu, P_{T\mu})$, es claramente indicativo de la presencia de este fenómeno y como veremos en el próximo capítulo nos servirá para obtener información sobre los acoplos del quark top con los quarks de menor masa. Asimismo la asimetría, obtenida mediante un ajuste en el espacio (P_μ,$P_{T\mu}$,$-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$) y mediante un sencillo ajuste a la distribución $-Q_\mu \cos(\theta_{thrust})$, muestra un buen acuerdo con las predicciones del Modelo Standard , tal y como cabía esperar. La discrepancia obtenida en uno de los puntos al estudiar la dependencia con la energía bien puede ser debida a una fluctuación estadística dado los pocos datos de que disponemos a esas energías. En el siguiente capítulo vamos a obtener los diversos parámetros libres del Modelo Standard relacionados con la física del quark b que pueden deducirse de estos resultados.

Capítulo 5

Análisis de los resultados en el marco del Modelo Standard

5.0 Introducción

En este capítulo vamos a analizar los resultados obtenidos en el capítulo anterior dentro del marco del Modelo Standard con el objetivo de calcular diversos parámetros libres de este modelo:

* Utilizando el valor obtenido de $Br(b \to \mu)$, junto con el resultado de L3 de la medida de la vida media de los hadrones con belleza, hemos determinado en primer lugar el valor del elemento de la matriz CKM $|V_{cb}|$.

* En el segundo apartado, se describe cómo ajustando los valores de $\sigma_{b\bar{b}}$ a la predicción del Modelo Standard, hemos obtenido la anchura de desintegración $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}$. Combinando este resultado con el valor de la anchura hadrónica medido por L3, hemos calculado el valor del cociente $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$.

* En un tercer apartado, utilizando además de los valores de la sección eficaz, el valor de la asimetría $A_{b\bar{b}}^{FB}$medido en el pico del Z hemos obtenido un valor de los parámetros ρ y $\sin^2\theta_W$.

* De un modo equivalente, se describe cómo hemos hallado los parámetros $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$ en el apartado cuarto.

* En el quinto apartado, intentamos determinar un valor la masa del quark top, realizando un ajuste a las medidas de $\sigma_{b\bar{b}}$y $A_{b\bar{b}}^{FB}$en el cual este parámetro se deja libre.

* Por último hemos calculado el cociente de los elementos de la matriz CKM $|V_{td}|/|V_{ts}|$ utilizando el valor medido del parámetro de mezcla $B^0-\bar{B}^0$, junto con el valor de $B_d^0-\bar{B}_d^0$ obtenido en la resonancia $\Upsilon(4S)$ y en LEP.

5.1 Cálculo de $|V_{cb}|$

La medida que hemos realizado del branching ratio semileptónico de los hadrones con belleza, combinada con la medida de L3 de la vida media de los mismos [58], $\tau_B = 1.535 \pm 0.035 \pm 0.028$ picosegundos, puede ser utilizada para determinar la magnitud del elemento de la matriz CKM $|V_{cb}|$. En el modelo del quark espectador, los elementos de la matriz CKM $|V_{ub}|$ y $|V_{cb}|$ están relacionados con el "branching ratio" y la vida media del siguiente modo:

$$\Gamma(B \to l\nu X) = \frac{Br(B \to l\nu X)}{\tau_B} = \frac{G_F^2 M_b^5}{192\pi^3}(f_c|V_{cb}|^2 + f_u|V_{ub}|^2) \tag{5.1}$$

donde los parámetros f_q tienen en cuenta las correcciones de espacio de fases debidas a las masas de los fermiones y las correcciones QCD (ver *adenda* al Apéndice A). Para la masa del quark b tomaremos la predicción del modelo ACCMM, tal y como se explica en el apéndice A. Los factores de corrección f_u y f_c han sido asimismo obtenidos en ese mismo apéndice.

Utilizando la expresión (5.1), los valores medidos de τ_B y $Br(b \to \mu)$ dan una banda de valores permitidos para $|V_{cb}|$ en función de$|V_{ub}|$, tal y como se muestra en la figura 5.1. La curva sólida representa los valores centrales y las curvas de línea discontinua los límites de una desviación standard. Los errores estadísticos y sistemáticos se han añadido en cuadratura. El cálculo de los errores sistemáticos lo hemos realizado variando las masas de los

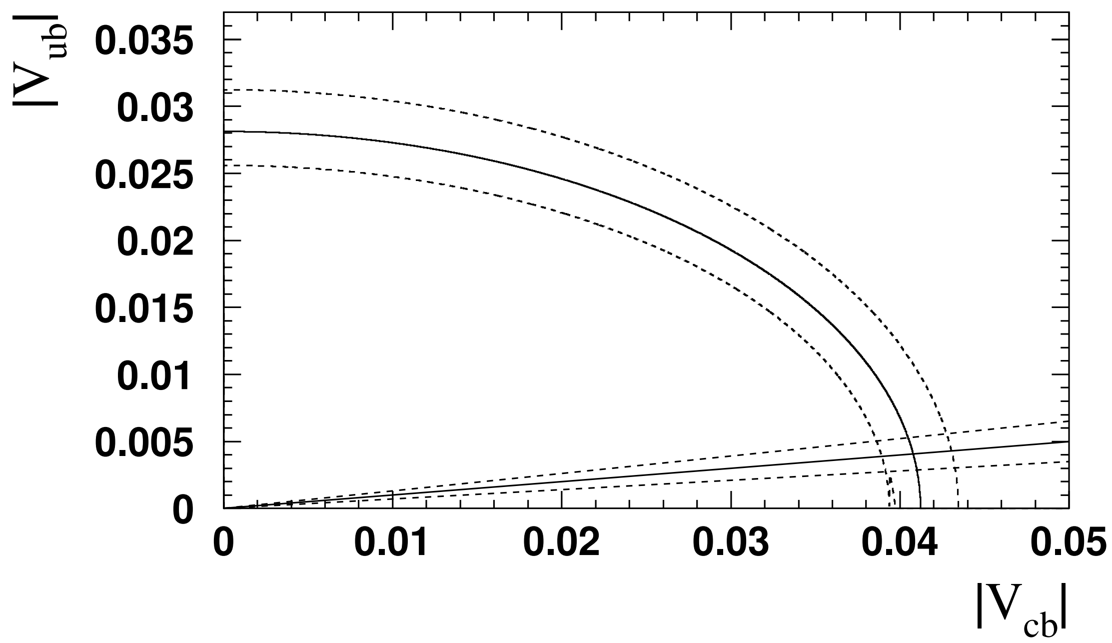


Figura 5.1: *Límites a* $|V_{cb}|$

quarks y del bosón W y la constante Λ de QCD en las cantidades explicadas en el *Adenda* del Apéndice A. En la figura 5.1 se muestra asimismo el valor del promedio mundial $|V_{ub}/V_{cb}| = 0.10 \pm 0.03$ [3]. La región de intersección entre estas dos bandas nos da un valor para $|V_{cb}|$ de

$$\boxed{|V_{cb}| = 0.0408 \pm 0.0010^{+0.0020}_{-0.0023}}$$

donde el primer error es debido a los errores en $Br_{b\mu}$ y τ_B, y el segundo a las incertidumbres teóricas.

5.2 Cálculo de $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}$ y $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$

Utilizando la parametrización de la sección eficaz en función de las anchuras parciales, podemos realizar un ajuste a los valores obtenidos de $\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b})$, dejando como único parámetro libre la anchura de desintegración del bosón Z en quarks b, $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}$. El método utilizado es un ajuste de mímimos cuadrados [59], el cual ofrece el siguiente resultado

$$\boxed{\Gamma_{Z\to b\bar{b}} = 372.5 \pm 3.6(\mathbf{esta.}) \pm 7.1(\mathbf{sist.}) \pm 11.9(Br_{b\mu}) \pm 2.3(\mathbf{sist.}) \quad \mathbf{MeV}}$$

donde el primer error es el debido al error estadístico en $\sigma_{b\bar{b}}$, el segundo a los errores sistemáticos de esta medida, excepto a la indeterminación en $Br_{b\mu}$, que aparece como tercer error, y el cuarto error proviene de las indeterminación en los parámetros del Modelo Standard [4] y corresponde a las variaciones: $M_{top} = 90-200$ GeV, $M_{Higgs} = 60-1000$ GeV, $M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV, $\Gamma_Z = 2.489 \pm 0.007$ GeV, $G_e = 83.60 \pm 0.30$ MeV, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.007$. La predicción del Modelo Standard para $\sigma_{b\bar{b}}$ obtenida con esta anchura $\Gamma_{b\bar{b}}$ está representada por la línea continua de la figura 5.2, donde puede apreciarse el excelente acuerdo entre los valores medidos y las predicciones del modelo.

Utilizando el resultado obtenido por L3 para la anchura de desintegración hadrónica del Z [60], $\Gamma_{q\bar{q}} = 1740.3 \pm 5.9$ MeV, podemos dar un valor para el cociente $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$, magnitud que, gracias a las cancelaciones de indeterminaciones de tipo teórico a diferentes niveles, así como a una cancelación de los términos comunes a las dos anchuras, es más independiente del modelo. El resultado obtenido para este cociente es

$$\boxed{\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}} = 0.2140 \pm 0.0021 \pm 0.0081}$$

donde el primer error es el debido a la estadística en las medidas de $\Gamma_{b\bar{b}}$ y $\Gamma_{q\bar{q}}$, y el segundo es la suma cuadrática de los sistemáticos de las dos anchuras, despreciendo posibles correlaciones debidas a errores sistemáticos comunes (luminosidad).

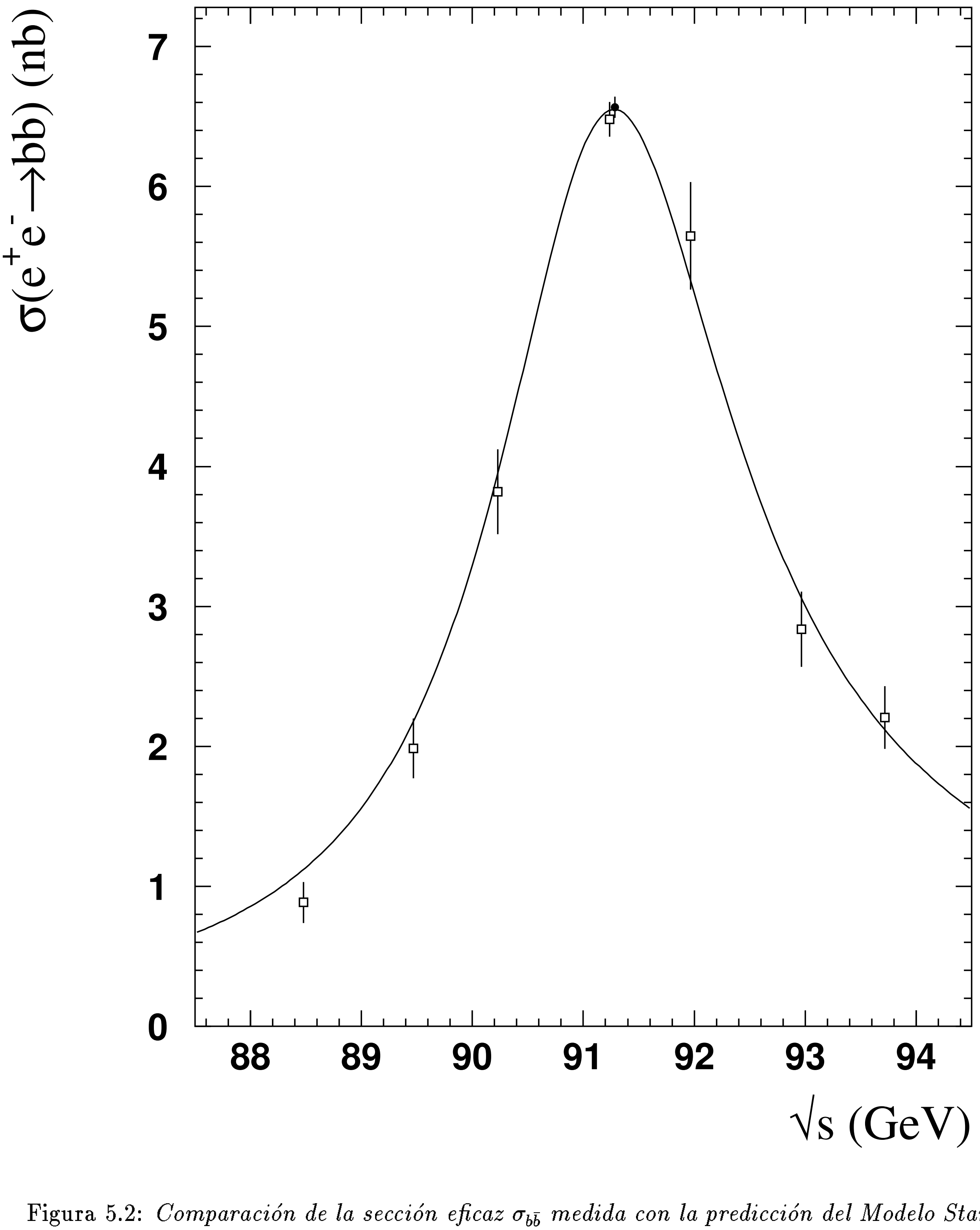


Figura 5.2: *Comparación de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ medida con la predicción del Modelo Standard para el valor de $\Gamma_{b\bar{b}}$ obtenido en el ajuste*

5.3 Cálculo de $\sin^2\theta_W$ y ρ

En el capítulo 1 se describió cómo tomando la parametrización de la sección eficaz en función de G_μ, y fijados α, M_Z y α_s, la dependencia de los observables con los demás parámetros libres del Modelo Standard y los términos dominantes de las correcciones radiativas remanentes, pueden ser tenidos en cuenta introduciendo los parámetros $(\rho, \sin^2\theta_W)$ o $(\bar{g}_v, \bar{g}_a)$. Por otra parte, la asimetría de carga de los quarks b, $A_{b\bar{b}}^{FB}$, es proporcional a las constantes de acoplo $\bar{g}_v$ y $\bar{g}_a$, pudiéndose expresar igualmente en términos de ρ y $\sin^2\theta_W$.

Podemos utilizar entonces los valores medidos de $\sigma_{b\bar{b}}$ en los diferentes puntos de energía (tabla 4.1) y el de $A_{b\bar{b}}^{FB}$ en el pico del Z (tabla 4.3) para obtener una medida de ρ y $\sin^2\theta_W$. El método utilizado es semejante al del apartado anterior. Los resultados obtenidos son los siguientes:

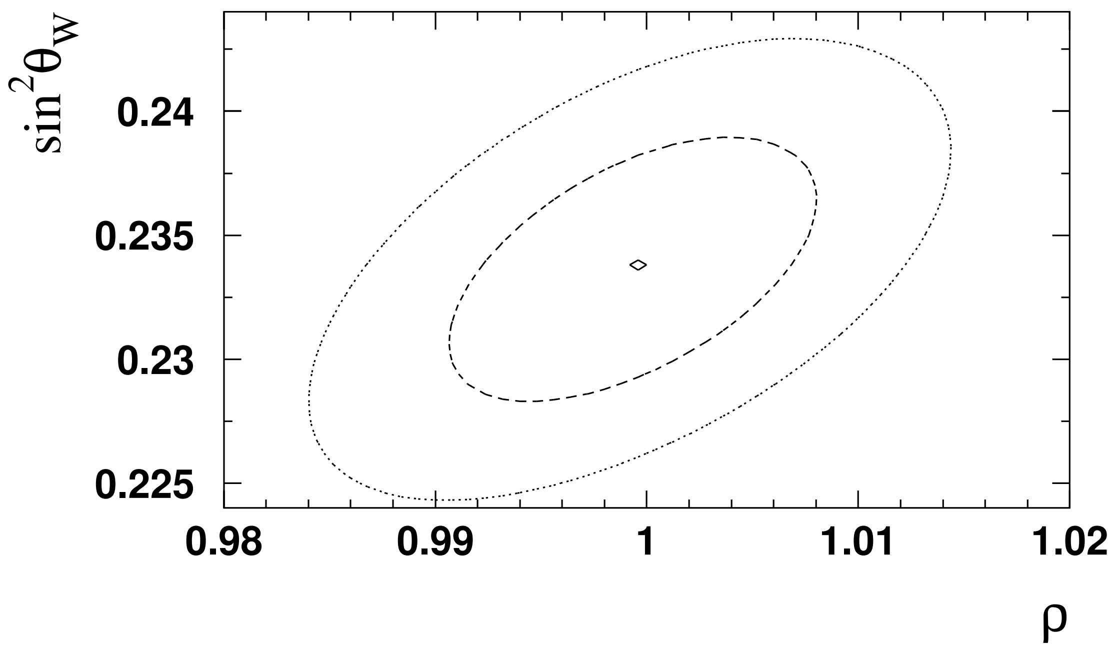


Figura 5.3: *Valores obtenidos de ρ y $\sin^2\theta_W$ con contornos al 68.3% y al 95% C.L.*

$$\boxed{\rho = 0.9994 \pm 0.0057(est.) \pm 0.0187(sist.)^{+0.0050}_{-0.0036}(MS)}$$

$$\boxed{\sin^2\theta_W = 0.2336 \pm 0.0035(est.) \pm 0.0021(sist.) \pm 0.0001(MS)}$$

donde el primer error es el debido al error estadístico en $\sigma_{b\bar{b}}$ y $A^{FB}_{b\bar{b}}$, el segundo a los errores sistemáticos de estas medidas y el tercero a las imprecisiones en los parámetros del Modelo Standard (ver apartado anterior). La correlación entre estos dos parámetros puede verse en la figura 5.3, en donde se representan los contornos al 68.3% y al 95% de nivel de confianza (C.L.).

5.4 Cálculo de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$

Del mismo modo que hemos realizado un ajuste a ρ y $\sin^2\theta_W$ en el apartado anterior, podemos utilizar las medidas de $\sigma_{b\bar{b}}$ y $A^{FB}_{b\bar{b}}$ para obtener la constante efectiva de acoplo vectorial del bosón Z a los quarks b, $\bar{g}_{vb}$, y la constante axial-vectorial, $\bar{g}_{ab}$. Para ello basta utilizar directamente la dependencia de estas dos medidas con las constantes de acoplo, tal y como esta expresado en las ecuaciones 1.11 y 1.25. El resultado de este ajuste da los siguientes valores

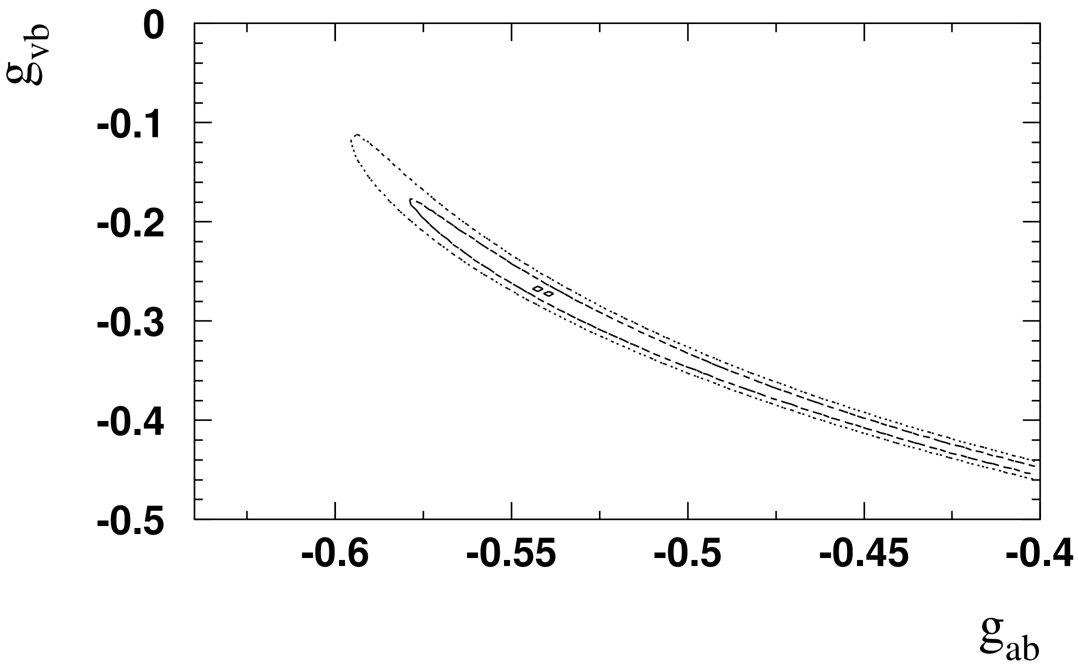


Figura 5.4: *Valores obtenidos de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$ con contornos de una al* 68.3% *y al* 95% *C.L.*

$$\boxed{\bar{g}_{vb} = -0.282 \pm 0.082(est.)^{+0.058}_{-0.057}(sist.)^{+0.019}_{-0.012}(MS)}$$
$$\boxed{\bar{g}_{ab} = 0.536 \pm 0.044(est.)^{+0.016}_{-0.019}(sist.)^{+0.020}_{-0.015}(MS)}$$

donde el primer error es el debido al error estadístico en nuestras medidas, el segundo al sistemático y el tercero a las imprecisiones en los parámetros del Model Standard [1]. La correlación entre estas dos variables es, sin embargo, muy elevada, tal y como puede apreciarse en la figura 5.4, en la cual se muestran los contrones de 68.3% y 95% C.L.

5.5 Límites a la masa del quark top

Tal y como está explicado en el capítulo primero, tanto la asimetría de carga $A^{FB}_{b\bar{b}}$ como la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ tienen una dependencia con la masa del quark top, debida fundamentalmente a las correcciones de autoenergía y de vértice. Para obtener un valor de la masa del quark top, utilizamos, junto a la asimetría de carga, el cociente entre la anchura del bosón Z a quarks b y la anchura hadrónica total, $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$, en lugar de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$, ya que dicha variable es más sensible a las variaciones en la masa de este quark. Aunque los errores sistemáticos en ambas cantidades son demasiado elevados como para permitirnos determinar un intervalo de M_{top} suficientemente preciso (ver figuras 5.5 y 5.6) hemos realizado un ajuste a dichas cantidades dejando como parámetro libre dicha masa. El resultado obtenido es

$$M_{top} = 194^{+41}_{-50}$$

donde el error es solamente de origen estadístico.

5.6 Determinación de $|V_{td}/V_{ts}|$

Tal y como comentamos en el capítulo primero, el diagrama predominante en el fenómeno de mezcla $B^0 - \bar{B}^0$ se produce a través del quark top (ver figura 1.5). Esto nos permite utilizar los valores de χ_d y χ_s, para determinar los valores de los elementos de la matriz CKM $|V_{td}|$ y $|V_{ts}|$. Utilizando la ecuación (1.12) para los parámetros x_d y x_s podemos escribir

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{B_{B_d} f_{B_d}^2 M_{B_d} \tau_{B_d} |V_{td}|^2}{B_{B_s} f_{B_s}^2 M_{B_s} \tau_{B_s} |V_{ts}|^2} \qquad (5.2)$$

[1] dado que la dependencia de las secciones eficaces y asimetría en el pico del Z es en su mayor parte insensible al signo de $\bar{g}_{vb}\bar{g}_{ab}$, hemos elegido como signo de estos parámetros el predicho por el Modelo Standard, signo que por otra parte proporciona un valor absoluto del χ^2 ligeramente menor que otras opciones

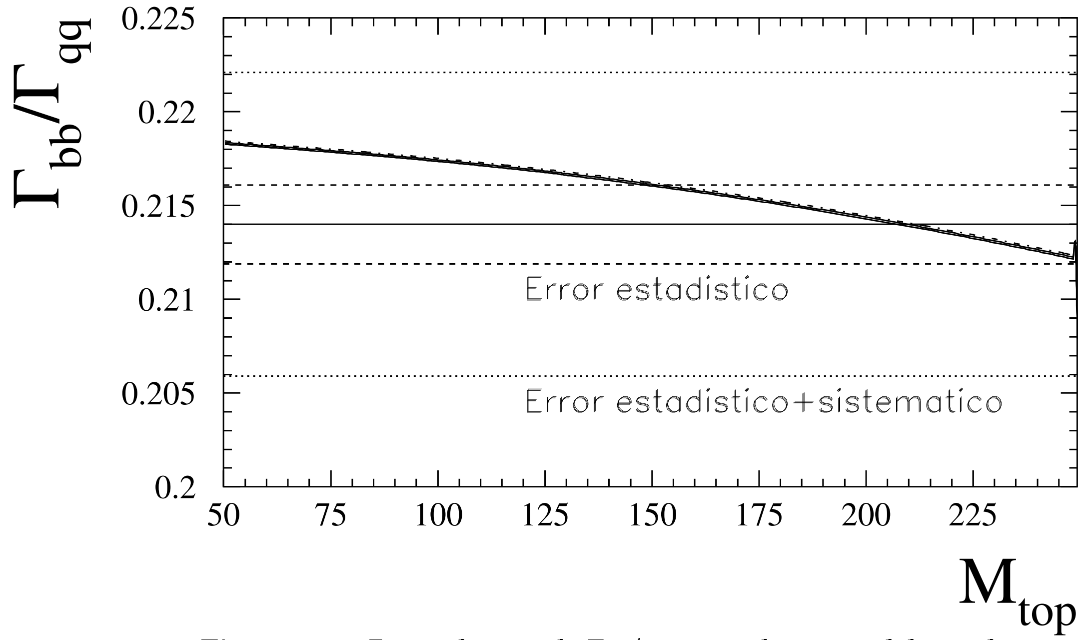


Figura 5.5: *Dependencia de* $\Gamma_{b\bar{b}}/gqq$ *con la masa del quark top*

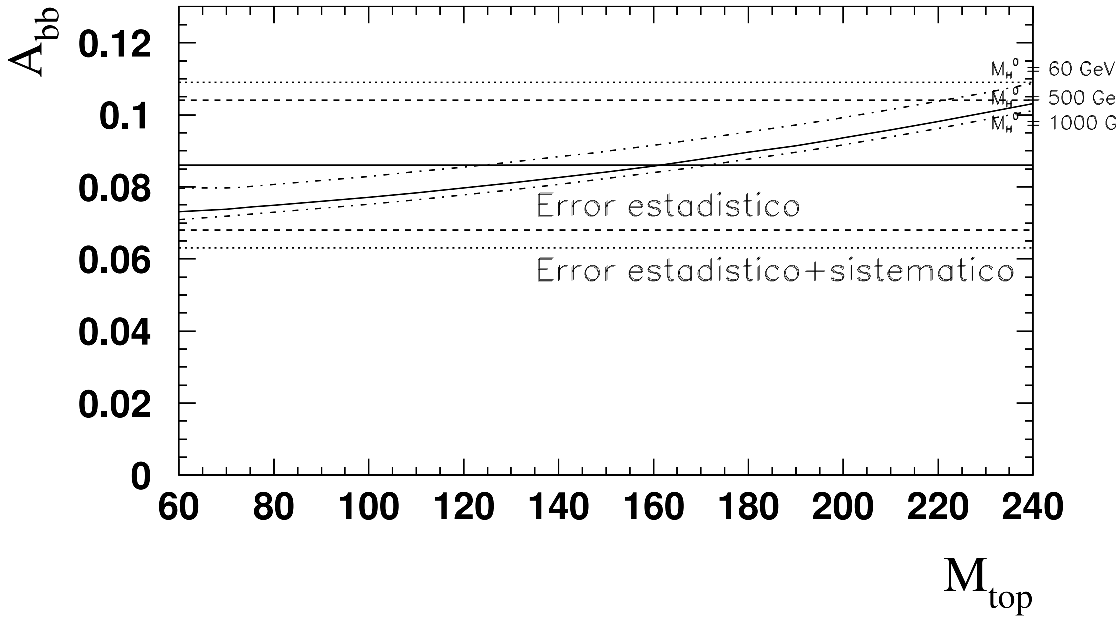


Figura 5.6: *Dependencia de* $A^{FB}_{b\bar{b}}$ *con la masa del quark top*

Los parámetros x_d y x_s se obtienen a partir de los parámetros medidos χ_d y χ_s mediante la siguiente ecuación

$$\chi = \frac{x^2}{2 + 2x^2} \tag{5.3}$$

Utilizando el resultado de $\Upsilon(4S)$ /LEP para χ_d y el deducido de nuestra medida para χ_s, obtenemos unos valores

$$x_d = 0.692^{+0.068}_{-0.065}$$

$$x_s = 3.4^{+2.3}_{\infty}$$

donde el error ∞ en x_s refleja el hecho de que χ_s se acerca al límite físico $\chi_s = 0.5$. Los términos que intervienen en el numerador y denominador de la ecuación 5.2 tiene una elevada indeterminación. Podemos asumir, sin embargo, que son iguales para ambos mesones B_d^0 y B_s^0, con lo cual los resultados de x_d y x_s nos dan una medida del cociente de los elementos de la matriz CKM

$$\boxed{\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} = 0.45^{+0.10}_{-0.45}}$$

Capítulo 6

Conclusiones

Sobre una muestra de 34.6 pb^{-1} recogida en el detector L3 durante 1991 y 1992, hemos seleccionado una muestra de sucesos de pares de muones y otra de muones inclusivos hadrónicos con elevada presencia de sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$. A partir de dichas muestra hemos medido diversos parámetros relevantes de la física del quark b.

Los resultados son los siguientes:

1) En primer lugar, hemos realizado una medida de Br(b $\to \mu$) independiente de la sección eficaz de producción de quarks $b\bar{b}$, $\sigma_{b\bar{b}}$, utilizando el cociente de las muestras de sucesos de dimuones y de muones. El resultado obtenido es

$$Br(b \to \mu) = (11.32 \pm 0.40 \pm 0.41)\ \%$$

2) A partir de este resultado, hemos calculado el valor de $\sigma_{b\bar{b}}$ para los diferentes puntos de energías en que los datos fueron tomados. Con los datos recogidos en le polo del Z el resultado es

$$\sigma_{b\bar{b}}(91.265 \quad \mathrm{GeV}) = 6.52 \pm 0.06 \pm 0.21 \pm 0.12$$

Los resultados para los otros puntos de energía pueden verse en la tabla 4.1.

3) Partiendo del resultado de la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ y realizando un ajuste en el marco del Modelo Standard, obtenemos un valor

$$\Gamma_{Z\to b\bar{b}} = 372.5 \pm 3.6 \pm 14.0$$

el cual combinado con la medida de L3 de $\Gamma_{q\bar{q}}$resulta

$$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{q\bar{q}} = 0.2140 \pm 0.021 \pm 0.0081$$

4) Dado el buen acuerdo del resultado obtenido para la sección eficaz $\sigma_{b\bar{b}}$ con la predicción del Modelo Standard, empleamos este modelo para determinar de nuevo Br(b $\rightarrow \mu$) mediante un ajuste a partir de la muestra de sucesos de muones, lo que resulta en una reducción considerable del error. El valor obtenido en un ajuste conjunto con el parámetro de la función de fragmentación, ϵ_b^z, es

$$Br(b \rightarrow \mu) = 11.23 \pm 0.12 \pm 0.25$$
$$\varepsilon_b^z = 7.12^{+0.054}_{-0.058} \pm 0.37 \times 10^{-3}$$

5) Combinando este valor de Br(b $\rightarrow \mu$) y el resultado medido por L3 para la vida media de mesones B, τ_B, hemos determinado el valor del elemento de la matriz de CKM,

$$|V_{cb}| = 0.0408 \pm 0.0010^{+0.0020}_{-0.0023}$$

6) Hemos determinado asimismo el parámetro de mezcla $B^0 - \bar{B}^0$, obteniendo el valor

$$\chi_b = 0.120^{+0.018}_{-0.020} \pm 0.007$$

7) Utilizando este valor y el obtenido para el parámetro de mezcla de los mesoes B_d en $\Upsilon(4S)$ y LEP, obtenemos un valor para el cociente de los elementos de la matriz CKM

$$\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} = 0.45^{+0.10}_{-0.45}$$

8) La medida la asimetría de carga en la producción de quarks b, nos da un valor de

$$A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)} = 0.059 \pm 0.014 \pm 0.005$$

el cual, tras corregir por el parámetro de mezcla χ_b se convierte en

$$A_{b\bar{b}}^{FB} = \frac{A_{b\bar{b}}^{FB(OBS)}}{1 - 2\chi_b} = 0.077 \pm 0.018 \pm 0.007$$

La dependencia de la $A_{b\bar{b}}^{FB}$con la energía puede verse en la tabla 4.3.

9) Utilizando el valor de $A_{b\bar{b}}^{FB}$en el polo del Z, $A_{b\bar{b}}^{FB} = 0.065 \pm 0.014$ y los valores de las secciones eficaces en cada punto de energía, realizamos un ajuste dentro del marco del Modelo Standard, el cual nos da unos resultados de

$$\begin{aligned} \rho &= 0.999 \pm 0.006 \pm 0.019 \\ \sin^2\theta_W &= 0.2336 \pm 0.0035 \pm 0.0021 \end{aligned}$$

10) Mediante un ajuste semejante al anterior obtenemos las constantes de acoplo electrodébil de los quarks b

$$
\begin{aligned}
\bar{g}_{vb} &= -0.282 \pm 0.082^{+0.061}_{-0.058} \\
\bar{g}_{ab} &= -0.536 \pm 0.044^{+0.026}_{-0.024}
\end{aligned}
$$

Apéndice A

Descripción del Monte Carlo

A.0 Introducción

Para el estudio de los cortes de selección y el cálculo de las aceptancias y probabilidades de los distintos tipos de muones que aparecen en la muestra seleccionada, hemos utilizado 2,783,670 sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to q\bar{q}$ generados por el método Monte Carlo, y 203,400 sucesos $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ en los cuales se ha forzado al quark b o al $\bar{b}$ a desintegrarse en un muón. Los sucesos han sido generados utilizando el programa de la Universidad de Lund, JETSET, versiones 7.2 y 7.3[50]. Los diagramas utilizados para describir la interacción e^+e^- y su resultado final incluyen tanto la mediación del fotón como la del bosón vectorial Z. Asimismo, se han añadido correcciones radiativas al estado inicial.

El paso por el detector de las partículas producidas en cada suceso ha sido simulado utilizando el programa GEANT 3.14 [51]. Posteriormente, se han reconstruido las señales simuladas con el fin de obtener cantidades adecuadas al análisis "offline". Para ello se han utilizado los mismos programas utilizados para la reconstrucción de las señales dejadas por los sucesos reales[61].

La complejidad del proceso en estudio en este trabajo, así como la elevada precisión estadística que ofrecen los datos, hacen necesaria una revisión, lo más extensiva posible, de los mecanismos de producción y desintegración de los diferentes hadrones que contribuyen a la muestra seleccionada, en tanto en cuanto dichos mecanismos afecten al resultado experimental a obtener. Por este motivo, hemos examinado en detalle los parámetros del Monte Carlo y los hemos actualizado, cuando ello ha sido posible, en base a los últimos resultados experimentales. Por razones similares, hemos realizado una revisión del proceso de simulación del detector con el fin de que el Monte Carlo reproduzca lo mejor posible la geometría y resoluciones obtenidas experimentalmente.

El objetivo del estudio descrito en este apéndice ha sido no sólo el de actualizar los parámetros del Monte Carlo, sino también el de conseguir una estimación de los errores en los mismos para su propagación en las medidas realizadas. En numerosas ocasiones, debido a la falta de conocimiento experimental y/o teórico, no ha sido posible realizar dicha estimación con precisión y hemos tenido que conformarnos con una estimación razonable de su efecto sobre las medidas experimentales.

Este apéndice está dividido en cinco apartados. En el primero se analizan los parámetros que intervienen en la formación de los quarks y su fragmentación en hadrones. En el segundo, por un lado revisamos las proporciones de los distintos hadrones con belleza y encanto producidos, y por otro nos ocupamos de las desintegraciones muónicas de estos hadrones. El tercer apartado está dedicado a aquellos muones que constituyen lo que hemos venido en llamar "background". En el cuarto apartado introduciremos las correcciones al Monte Carlo debidas a los efectos de simulación en el detector. Finalmente, en el quinto apartado haremos una breve comparación de los datos reales con los sucesps de Monte Carlo a los cuales se les han aplicado todas las correcciones descritas previamente.

A.1 Producción y fragmentación de quarks pesados

La generación de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow q\bar{q}$ se realiza en JETSET dentro del esquema del Modelo Standard incluyendo correcciones radiativas del estado inicial y correcciones QCD. La evolución de los partones primarios se realiza mediante el modelo de "parton shower" descrito en el capítulo 1.

La cantidad de cada tipo de quarks producidos depende, además de las secciones eficaces, del número de quarks secundarios que se producen en la evolución de los partones; pero los muones que se producen a partir de los quarks secundarios merecen una clasificación aparte, tal y como se comentó en el capítulo tercero y serán tratados al referirnos al "background".

A.1.1 Producción de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow q\bar{q}$

Las secciones eficaces hadrónicas utilizadas para la normalización del número de sucesos Monte Carlo a la luminosidad correspondiente a los datos, las hemos calculado dentro del Modelo Standard a partir de los parámetros determinados promediando los cuatro experimentos de LEP [4]

$$M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0.120 \pm 0.007$$

Para el valor de la masa del top hemos utilizado como referencia los límites impuestos en este artículo $M_{top} = 164^{+24}_{-27}$ GeV, aunque dada la elevada imprecisión en este parámetro, hemos tomado como valor central $M_{top} = 150$ GeV haciéndolo variar el límite impuesto en el Tevatron, 120 GeV (CDF: $M_{top} > 120$ GeV, D0: $M_{top} > 135$ GeV) [62] y 200 GeV. El valor de la masa del bosón de Higgs lo variamos entre 60 y 1000 GeV, tomando como valor central para los cálculos de las secciones eficaces $M_{H^0} = 500$ GeV.

La secciones eficaces hadrónicas calculadas a la energía correspondiente a la muestra del año 1992, puede verse en la tabla B.1 del Apéndice B, en la cual aparecen como errores los debido a las indeterminaciones en la masa del quark top, la del bosón de Higgs y $\alpha_s(M_Z^2)$.

A.1.2 Funciones de fragmentación

Tal y como comentamos en el capítulo primero, el Monte Carlo de JETSET utiliza la función de fragmentación de SLAC-Peterson en el caso de los quarks b y c. Dicha función de fragmentación parametriza el espectro de energía de los hadrones en función de un único parámetro, $\epsilon_z^{(b,c)}$.

Podemos encontrar numerosas medidas experimentales (PEP, PETRA, $\Upsilon(4S)$, LEP) sobre el proceso de fragmentación de los quaks b y c utilizando diferentes modelos y expresando los resultados en función de diferentes variables. Las medidas a baja energía (PEP, PETRA y $\Upsilon(4S)$) [63] no siempre son directamente comparables [64] y su extrapolación a las energías de LEP no se puede realizar de una forma precisa en tanto no haya una mejor comprensión del proceso de fragmentación en sí. Por ello preferimos utilizar directamente como valores nominales para el Monte Carlo los medidos en los experimentos de LEP, valores que han sido determinados en un esquema de hadronización similar al usado en nuestro estudio.

En el caso del quark c disponemos de varias medidas obtenidas a partir de una muestra seleccionada de mesones D^*, pero cuyo resultado viene expresado para el promedio de los hadrones con encanto [65]

$$< X_E^c >= 0.491^{+0.013}_{-0.010}$$

o equivalentemente

$$\varepsilon_c^z = 0.056 \pm 0.014$$

En el caso de los quarks b, el promedio de LEP es [66]-[68]

$$< X_E^b >= 0.6910 \pm 0.0094$$

o equivalentemente

$$\varepsilon_b^z = 0.0074^{+0.0020}_{-0.0017}$$

En cualquier caso, la fragmentación del quark b es un resultado de este trabajo, de modo que para las medidas de la asimetría de carga $A_{b\bar{b}}^{FB}$ y el parámetro de mezcla hemos utilizado nuestro resultado.

A.2 Producción y desintegración semileptónica de hadrones pesados

En el proceso de fragmentación, los quarks b o c dan lugar a una amplia gama de hadrones con belleza o encanto, los cuales pueden a su vez desintegrarse en otros hadrones pesados, que finalmente producirán un muón con una cierta probabilidad y con un cierto espectro de momento. Con el objetivo de clasificar todos los parámetros y modelos de desintegración que son necesarios en el Monte Carlo a este respecto, vamos a ordenarlos en base a los distintos tipos de muones en los que hemos clasificado la muestra.

A.2.1 Muones $b \to \mu$

La cantidad y el espectro de momento de los muones producidos a partir de la desintegración de un quark b, vendrá dada fundamentalmente por la suma de tres factores: la cantidad de cada hadrón con belleza producido, la probabilidad de desintegración de cada hadrón en muón y el propio mecanismo de esta desintegración.

Producción de hadrones con belleza

La formación de mesones en JETSET se realiza mediante un sencillo mecanismo en dos pasos. En el primero se selecciona un quark q_i para formar un par $q_i\bar{q}_i$ y en un segundo se une el quark $\bar{q}_i$ con el quark original Q para un formar uno de los posibles mesones $Q\bar{q}_i$. En la producción relativa de los pares $q_i\bar{q}_i$ hay una clara supresión de la producción de sabores pesados, $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} = 1 : 1 : 0.3\ 10^{-11}$. Respecto a la producción de mesones excitados, solo dos multipletes de mesones están incluidos en el programa, cuyos espín de valencia S, momento angular orbital interno L y espín físico J son

$L = 0, S = 0, J = 0$: el multiplete mesónico pseudoescalar

$L = 0, S = 1, J = 1$: el multiplete mesónico vectorial

La cantidad relativa de producción de estos dos multipletes es 1:3 para el espín 0:1, por contaje del número de estados, más un factor de corrección debido a la supresión de estados de mayor masa, factor que en el caso de los quarks pesados es prácticamente uno. Siguiendo estas reglas, la cantidad de mesones producidos en la fragmentación del quark b puede verse en la tabla A.1.

B^0	B^{*0}	B^+	B^{*+}	B^0_s	B^{*0}_s	B^+_c	B^{*+}_c	
9.89	29.66	9.89	29.66	2.99	8.94	0.01	0.02	
Σ^0_c	Σ^{*0}_c	Λ^+_c	Ξ^0_c	Σ^+_c	Σ^{*+}_c	Σ^{++}_c	Σ^{*++}_c	Ξ^+_c
0.43	0.86	3.97	0.42	0.43	0.87	0.43	0.86	0.42
Ξ'^0_c	Ξ^{*0}_c	Ξ'^+_c	Ξ^{*+}_c	Ω_c	Ω^*_c			
0.04	0.08	0.04	0.08	0.001	0.01			

Tabla A.1: *Proporciones de los hadrones con belleza producidos en* JETSET

El mecanismo de producción de bariones esta fundado sobre bases mucho menos sólidas. Dos procesos son posibles con la misma probabilidad. El primero se basa en las probabilidades de producir en lugar de un quark q_i un antidiquark en un estado triplete de color. El segundo mecanismo utilizado es el llamado 'popcorn' [69], en el cual los bariones aparecen a partir de la producción sucesiva de parejas $q_i\bar{q}_i$. Sólo dos multipletes de bariones están incluidos en JETSET :

$S = J = 1/2$: el octete de SU(3)

$S = J = 3/2$: el decuplete de SU(3)

En el caso del quark b , las proporciones de bariones producidos puede verse en la tabla A.1.

Los pocos resultados experimentales existentes sobre este tópico provienen de experimentos de LEP [70]. Las medidas obtenidas confrontan (en general y dentro de los altos errores estadísticos) con las hipótesis de JETSET . Así pues, conservaremos los valores de la tabla A.1 como nominales en nuestro análisis.

Por la misma razón, es prácticamente imposible hacer una estimación realista de la incertidumbre en estos parámetros, por lo cual nos limitaremos a cuantificar la variación de nuestros resultados al cambiar las producciones relativas dentro de un cierto margen (ver tabla A.2)[1]. Asimismo, variaremos en un 10% por un lado las proporciones de los mesones pseudoescalares respecto a las de los mesones vectoriales y por otro la de el barión Λ_b^0 respecto a los demás bariones.

	B^0	B^+	B_s^0	B_c^++b bariones
% relativo variación	10	10	15	25

Tabla A.2: *Margen relativo de variación, para el estudio de errores sistemáticos, de las proporciones de producción de hadrones con belleza, atendiendo a cual es el último en la cadena de desintegración*

Respecto a la producción de hadrones más pesados, que no está comtemplada en JETSET, pensamos que las variaciones relativas de los hadrones ya existentes, la variación del espectro de momento de los muones y la de la función de fragmentación de los quarks b puedan dar cuenta suficientemente del error sistemático asociado a los hadrones con belleza.

Br($b \to \mu$)

Asumiendo la validez del modelo espectador (ver capítulo 1), los "branchin ratios" de todos los hadrones con belleza tienen el mismo valor. Puesto que este parámetro es el primero que vamos a medir en este trabajo, de modo utilizaremos nuestro resultado para el cálculo de las demás parámetros.

Espectro de momento de los muones

La desintegración semileptónica de los hadrones pesados está implementada en JETSET mediante un sencillo mecanismo basado en el modelo del quark espectador, en el cual el mo-

[1] Experimentalmente no existe evidencia de diferentes anchuras relativas de desintegración semileptónica para los diferentes tipos de hadrones con belleza. Por este motivo, el variar las proporciones de cada uno de ellos no afectaría al número total de muones producidos si bien puede afectar a la distribución de momento del muón y con ello variar la estimación de la aceptancia.

mento del muón se asigna por consideraciones de espacio de fases y utilizando un sencillo cálculo de elementos de matriz V-A. En este modelo no están tenidas en cuenta las correlaciones de espín, ni se utilizan funciones de estructura, ni se aplican las correcciones radiativas de estado final (pequeñas en cualquier caso para los muones). Para seleccionar los hadrones que acompañan al muón producido en las desintegraciones de los hadrones con belleza, se utiliza asimismo un sencillo mecanismo de quark espectador debido a la ausencia de medidas experimentales a este respecto.

Hemos pensado conveniente el reemplazar los espectros de momento del muon producidos según el modelo usado en JETSET por otros derivados de los resultados experimentales obtenidos a energías alrededor del $\Upsilon(4S)$, en donde se producen hadrones B^0/B^+ prácticamente en reposo [71, 72] [2]. Para realizar esta corrección y, debido a que el momento de los muones en estos experimentos no se mide más que a partir de un cierto umbral de detección, es necesario realizar una parametrización de los datos experimentales en base a algún modelo teórico de desintegraciones semileptónicas con el fin de poder completar el espectro a bajo momento. Existe una amplia gama de modelos de desintegración semileptónica de quarks pesados, tanto exclusivos como inclusivos [35]. Por las razones expuestas en el capítulo 1, hemos decidido utilizar el modelo inclusivo ACCMM [33] para llevar a cabo esta parametrización. En el caso del quark b, el modelo ACCMM tiene como parámetros libres el momento de Fermi, p_F, la masa del quark c o del quark u en el que se desintegra el b y la masa del quark espectador.

Los diferentes experimentos en $\Upsilon(4S)$ han realizado el ajuste de este modelo a sus datos fijando $m_{sp} = 150$ MeV, $m_u = 150$ MeV y variando la masa del quark c y el parámetro p_F[3]. Los valores obtenidos para estos dos parámetros por estos experimentos aparecen en la tabla A.3. donde en el cálculo del promedio hemos tenido en cuenta una correlación del 90% (ref. [72]) entre ambos.

Así pues, hemos corregido el espectro de muones $B^0/B^+ \to \mu$ producido por JETSET por la parametrización, dentro del modelo ACCMM, de los datos de baja energía. En la figura A.1 se puede apreciar la diferencia entre ambas distribuciones.

Para el espectro de los muones procedentes de mesones B_s, no disponemos de datos experimentales. Sin embargo, puesto que la desintegración de estos mesones en JETSET sigue un mecanismo muy semejante a la de los mesones B^0/B^+, utilizamos también en el caso de este mesón la corrección obtenida para los mesones B^0/B^+, y aumentamos la incertidumbre en la cantidad de mesones B_s producidos, tal y como puede apreciarse en la tabla A.2.

En el caso de los bariones, las incertidumbres sobre sus desintegraciones semileptónicas son tan elevadas como sobre sus fracciones de producción, de modo que nos limitaremos a variar en un procentaje más elevado la incertidumbre sobre su producción (ver tabla A.2).

[2] puesto que los mesones B son partículas escalares, el espectro de momento en el sistema en reposo del hadrón determina completamente el espectro en el sistema del laboratorio

[3] al realizar este ajuste se ha tenido en cuenta la contaminación de muones del tipo $b \to c \to \mu$, simulada utilizando el modelo ACCMM para $c \to \mu$ con los parámetros inducidos de los datos en $\Psi^{'''}$ ([76]) y los datos experimentales del espectro $B \to D$ [81]. En el caso de Crystal Ball se utiliza JETSET para el espectro $B \to D$; ya que dicho espectro parece no ajustarse a los datos experimentales, tal y como mostraremos más adelante, preferimos no utilizar los datos de esta colaboración al calcular la media de todos los experimentos

Experimento	m_c (MeV)	p_F (MeV)
CLEO 1.5 ($e+\mu$)	1673 ± 58	298 ± 59
ARGUS ($e+\mu$)	1650 ± 50	260 ± 60
CUSB (e)	1500 ± 110	330 ± 110
Crystal Ball (e)	(1607 ± 46)	(388 ± 52)
Promedio	1644 ± 36	286 ± 36

Tabla A.3: *Valores de m_c y p_F obtenidos ajustando el modelo ACCMM a los datos en $\Upsilon(4S)$*

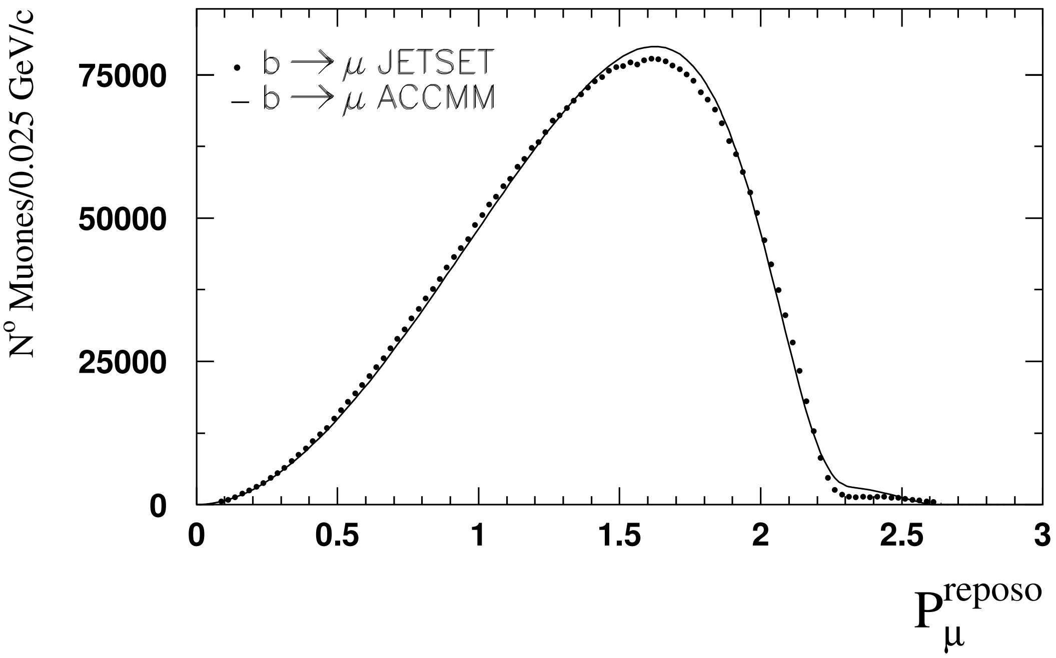


Figura A.1: *Comparación del momento del muón, P_μ, en sucesos $b \to \mu$ en el sistema en reposo del hadrón con belleza entre JETSET y nuestra parametrización a los datos de $\Upsilon(4S)$*

El error sistemático asociado a la variación de los parámetros p_F y m_c está detalladamente descrito en el Apéndice B.

A.2.2 Muones $c \to \mu$

El esquema que seguiremos para establecer las correcciones necesarias a los muones procedentes directamente de la desintegración de un quark c será el mismo que para los muones $b \to \mu$.

Producción de hadrones con encanto

El mecanismo de producción de hadrones con encanto en JETSET es idéntico al de los hadrones con belleza. CLEO ha medido las secciones eficaces de producción de los mesones más ligeros, D^0, D^+, D^{*+}, D^{*0} a una energía por debajo del umbral de producción de mesones con belleza [73]. Los valores obtenidos son compatibles con los de JETSET, si bien los errores son muy elevados $(20-30\%)$. Estas medidas les permiten asimismo dar un valor del cociente de mesones pseudoescalares y vectoriales $P_V \equiv \frac{P}{P+V} = 0.80 \pm 012 \pm 0.06$, valor semejante al utilizado por JETSET. En LEP se han realizado también algunas medidas sobre la producción de estos hadrones, en especial de D^{*+} [74]; los resultados son igualmente compatibles con JETSET. Así pues, hemos utilizado los valores nominales del Monte Carlo, tal y como aparecen en la tabla A.4 y para estimar el sistemático asociado a ellos, los variamos en las cantidades que pueden verse en la tabla A.5.

D^+	D^{*+}	D^0	D^{*0}	D_s^+	D_s^{*+}	η_c	J/Ψ	
9.90	29.66	9.89	29.63	3.01	8.95	0.005	0.015	
Σ_c^0	Σ_c^{*0}	Λ_c^+	Ξ_c^0	Σ_c^+	Σ_c^{*+}	Σ_c^{++}	Σ_c^{*++}	Ξ_c^+
0.43	0.87	3.97	0.42	0.43	0.86	0.43	0.86	0.42
$\Xi_c'^0$	Ξ_c^{*0}	$\Xi_c'^+$	Ξ_c^{*+}	Ω_c	Ω_c^*			
0.04	0.08	0.04	0.08	0.00	0.01			

Tabla A.4: *Proporciones de los hadrones con encanto producidos en* JETSET

	D^+	D^0	D_s^+	$\eta_c + J/\Psi$	bariones c
% relativo variación	10	10	15	25	25

Tabla A.5: *Margen relativo de variación, para el estudio de errores sistemáticos, de las proporciones de producción de hadrones con encanto, atendiendo a cual es el último en la cadena de desintegración*

	D^+	D^0	D_s^+	
% JETSET	19.2	7.7	7.7	
% Exper.	17.2 ± 1.9	7.9 ± 1.1	(7.7 ± 1.2)	
	η_c	J/Ψ	Λ_c	otros bariones c
% JETSET	6.9	0.	4.5	7.95
% Exper.	6.15 ± 0.16	0.84 ± 0.10	4.5 ± 1.7	(7.95 ± 4.0)

Tabla A.6: *$Br_{c\mu}$ de los hadrones con encanto. Entre paréntesis, estimación realizada en este estudio*

Br($c \to \mu$)

En el caso de los hadrones con encanto, los "branching ratios" de desintegración semileptónica son muy diferentes para cada uno de ellos, tal y como puede apreciarse en la tabla A.6, en donde se comparan las medidas experimentales de dichos "branching ratios" [3] con los valores utilizados en JETSET para los diversos hadrones con encanto producidos. En el caso del mesón D_s^+, no hay ninguna medida experimental. Podemos sin embargo asumir que las anchuras semileptónicas son las mismas para todos los mesones con encanto y obtener a partir de los cocientes de las vidas medias un valor de $Br(D_s^+ \to \mu) = 7.67 \pm 0.76$. En la tabla A.6 el error ha sido aumentado un 50% para tener en cuenta las imprecisiones sobre la desintegración de este mesón. Para los bariones, exceptuando el Λ_c [75], tampoco hay ningún dato experimental, por ello en JETSET se usa un modelo sencillo que da el valor promedio del "branching ratio" semileptónico que aparece en la tabla, valor que hemos utilizado con un error asociado del 50%. Sumando los $Br_{c\mu}$ experimentales que aparecen en la tabla obtenemos un $Br_{c\mu}$ *efectivo*

$$Br_{c\mu}{}^{c} = 9.95 \pm 1.42\%$$

que será el que utilicemos en nuestro análisis.

Espectro de momento de los muones

Para los principales hadrones con encanto se conocen algunos de los "branching ratio" de los posibles modos de desintegración semileptónica, es decir, de los posibles hadrones que acompañarán al muón y que limitarán su distribución de momento. Estos "branching ratio" conocidos han sido combinados en JETSET con predicciones de otros posibles modos hasta totalizar los valores de los "branching ratio" semileptónicos inclusivos que aparecen en la tabla A.6. Sin embargo, la comparación con los datos más recientes parece indicar que en JETSET están sobreestimados los modos con tres o más hadrones, dando lugar a un espectro de momento excesivamente suave.

Hemos realizado un estudio del espectro de muones obtenido en experimentos de baja energía con el fin de compararlo con el producido por el generador de JETSET. Para ello, hemos utilizado los datos a energías del Ψ''', donde se producen mesones D^0 o D^+ casi en reposo.

De los diversos experimentos realizados a estas energías, solamente DELCO y MARK III [76] cuentan con una estadística suficiente. Estos experimentos ajustan sus datos a modelos muy sencillos. Nosotros hemos preferido hacer una parametrización de los datos dentro del esquema ACCMM de forma similar a la realizada para los hadrones con belleza. Para ello, hemos tenido que incluir en el modelo

a) La corrección al espectro de los electrones que tiene en cuenta el momento no nulo del meson D de los datos.

b) Correcciones radiativas del estado final (electrones) siguiendo el modelo de la referencia [77]

c) La resolucion de los detectores.

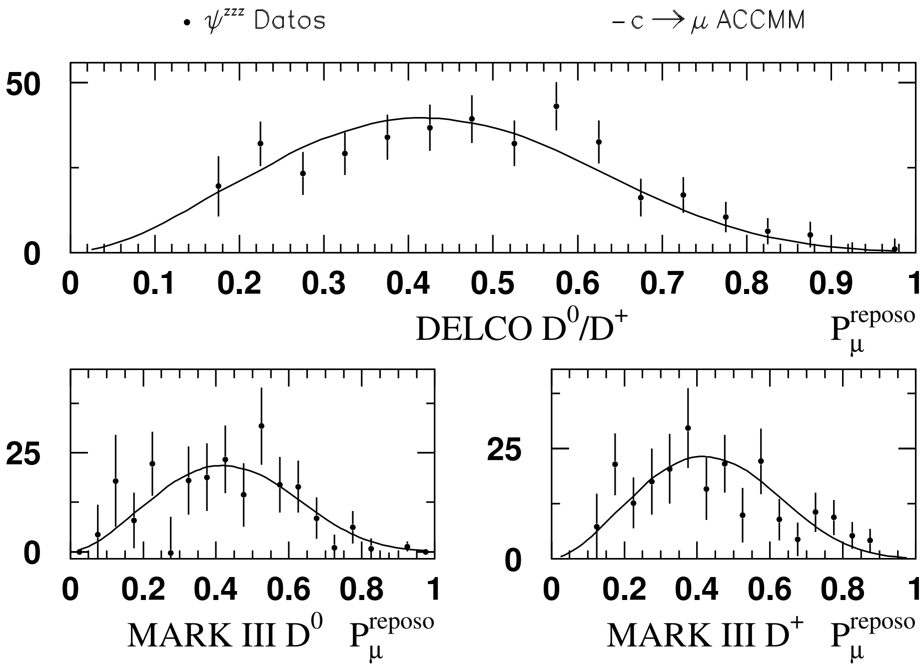


Figura A.2: *Comparación del espectro de momento de $c \rightarrow \mu$ para datos en ψ''' y el modelo ACCMM*

El resultado del ajuste puede verse en las figuras A.2. donde se comparan los datos experimentales y el modelo con los parámetros que nos da el ajuste $M_s = 0.6 + 154$ MeV, $P_F = 466^{+205}_{-114}$ MeV. La correlación entre estos parámetros puede apreciarse en la figura A.3, en donde se representan las curvas de nivel correspondientes a $\chi^2 = \chi^2_{min} + n^2$. En la figura A.4 se compara la predicción de este modelo con la de JETSET, confirmando la sobreproducción de modos de alta multiplicidad, por lo cual hemos sustituido el espectro de muones de JETSET por el resultado de nuestra parametrización al modelo ACCMM.

Para el cálculo del error sistemático asociado a esta corrección en las variables que medimos en este trabajo, nos referimos al apéndice B.

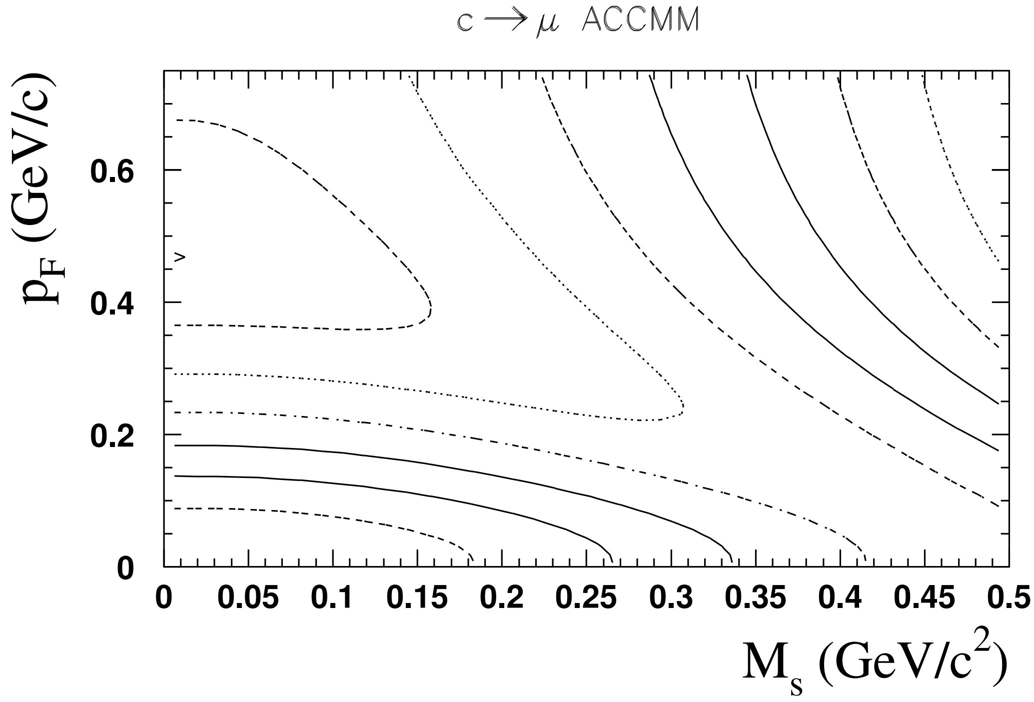


Figura A.3: *Correlación entre los valores de m_s y p_F para el ajuste al espectro de momento de $c \rightarrow \mu$ de datos en ψ''' con el modelo ACCMM*

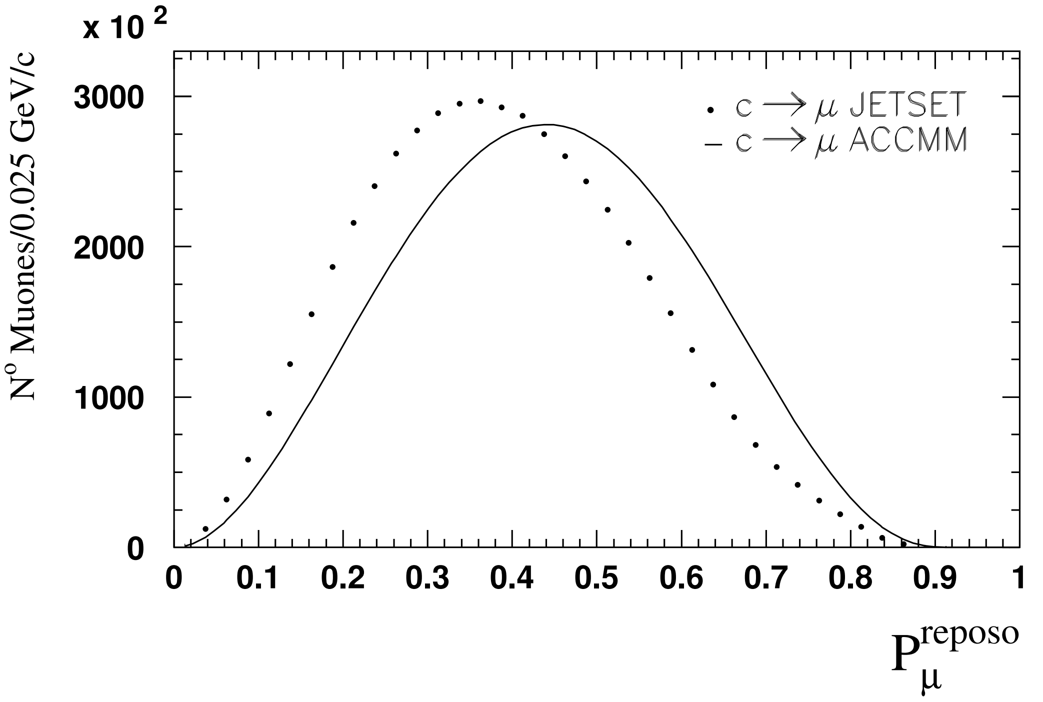


Figura A.4: *Comparación del espectro de momento de $c \rightarrow \mu$ para el modelo ACCMM y JETSET*

A.2.3 Muones $b \to c/\bar{c} \to \mu$

Para analizar la producción de aquellos muones provenientes de un quark con encanto el cual proviene a su vez de la desintegración de un quark con belleza, dividiremos este apartado en cuatro. En primer lugar examinaremos la producción de quarks c a partir de quarks b . En un segundo apartado revisaremos los cocientes de producción de cada uno de los posibles hadrones con encanto. El espectro de estos hadrones será tratado en un tercer apartado. Finalmente, nos ocuparemos de la producción de muones en la desintegración de estos hadrones con encanto.

Producción de quarks c a partir de quarks b

El quark b se desintegra predominantemente en un quark c y un W, mientras que la desintegración en un quark u es un proceso muy desfavorecido por los elementos de la matriz CKM. Utilizando los resultados obtenidos en el *Adenda* de este apéndice para las anchuras de cada una de las desintegraciones leptónicas y no leptónicas de los quarks b dentro del modelo de quark espectador (tabla A.17), podemos calcular fácilmente las fracciones de desintegración de los quarks b en quarks c o u. El resultado de este cálculo es

$$Br(b \to c + X) = 97.6^{+1.6}_{-1.2}\ \%$$

La otra fuente de producción de hadrones con encanto a partir de hadrones con belleza es la desintegración del W producido en un par $\bar{c}s$. Las medidas sobre este "branching ratio" son escasas y con un elevado error. ARGUS y CLEO han medido la producción de quarks c en la desintegración de los hadrones con belleza (medida que incluye este "branching ratio" y el anterior) y obtienen unos valores de [78]

$R_{bc} = 1.02 \pm 0.10 \pm 0.08$	ARGUS
$R_{bc} = 0.99 \pm 0.10 \pm 0.08$	CLEO 1985
$R_{bc} = 1.01 \pm 0.04 \pm 0.10$	CLEO 1987

El cálculo teórico de $Br(b \to \bar{c})$ con las expresiones del *Adenda* da un valor de

$$Br(b \to \bar{c} + X) = 13.5^{+5.5}_{-5.2}\%$$

que será el valor que utilicemos.

En este apartado hemos de comentar la desintegración del quark b en quark s a través de un fotón o un gluón, lo que ha venido en llamarse diagramas de Penguin. Tal y como comentamos en el capítulo primero, los cálculos teóricos sobre estos diagramas [30] ofrecen unos "branching ratios" entre 10^{-4} y 10^{-6} para diversos canales y un "branching ratio" inclusivo cien veces superior[31]. Los límites experimentales son aún bastante superiores [79]. Si bien estos procesos no están contemplados en JETSET, los muones producidos de este modo entrarían en nuestra clasificación de "background" de "decay".

Producción de hadrones con encanto

Los cocientes de producción de los hadrones con encanto en este canal, dependen en primer lugar de los cocientes de producción de los hadrones con belleza. A este respecto, utilizaremos las conclusiones del apartado A.2.1., tanto para las fracciones de producción como para los errores en éstas (tablas A.1 y A.2).

El proceso de desintegración de los hadrones con belleza no está aún bien entendido, por lo cual no existen cálculos fiables sobre las fracciones de producción de cada uno de los hadrones con encanto a partir de cada uno de los hadrones con belleza. A nivel experimental disponemos de los datos de ARGUS y CLEO [78] para el promedio de los mesones B^+/B^0; dichos datos aparecen en la tabla A.8. En LEP, varios experimentos han medido la producción de J/Ψ[80], la cual, despreciando la contribución de $c\bar{c}$ y de gluón puede ser interpretada como la producción a partir del quark b. La media de estas medidas ofrece un valor $BR(b \to J/\Psi) = 1.05 \pm 0.11\%$, compatible con el de $\Upsilon(4S)$, tal y como cabe esperar por el predominio del modelo de quark espectador en la desintegración de los hadrones con belleza.

	D^+	D^0	D_s^+	η_c	J/Ψ	bariones c
B^0	48.56	41.39	9.275	0.175	0.525	0.075
B^+	9.33	80.61	9.275	0.175	0.525	0.075
B_s^0	7.97	13.07	78.19	0.175	0.525	0.080
B_c^+	7.23	13.07	6.86	18.54	54.12	0.185
b-bariones	3.30	8.42	8.60	0.175	0.525	78.98

Tabla A.7: *Fracciones de producción $b \to c$ en* JETSET

	D^+	D^0	D_s^+	η_c	J/Ψ	Λ_c
B^0/B^+	25.7 ± 4.1	53.6 ± 6.3	11.5 ± 2.8	0.46 ± 0.20	1.12 ± 0.16	6.86 ± 0.86

Tabla A.8: *Fracciones de producción $B^0/B^+ \to c$ medidas en $\Upsilon(4S)$*

Como puede apreciarse de la comparación de las tablas A.7 y A.8, los resultados experimentales parecen no estar de acuerdo con las predicciones de JETSET. Por ello utilizaremos las medidas experimentales que disponemos y conservaremos los cocientes de JETSET para aquellos modos en los que no existan datos, aumentando en estos casos el rango de variación, tal y como aparece en la tabla A.9, en donde los errores entre paréntesis denotan la variación relativa que hemos utilizado en la estimación de los errores sistemáticos.

Respecto a la producción de hadrones con encanto excitados, la imprecisión en la producción de los principales hadrones queda suprimida al contar con medidas inclusivas del espectro de los mesones en $meson_b \to meson_c$ tal y como describimos en el siguiente apartado. En cuanto a los bariones nos hemos limitado a aumentar la imprecisión asociada a ellos.

	D^+	D^0	D_s^+	η_c+J/Ψ	bariones c
B^0	$43.3 \pm (10\%)$	$36.7 \pm (10\%)$	$11.5 \pm (10\%)$	$1.58 \pm (10\%)$	$6.90 \pm (25\%)$
B^+	$8.29 \pm (10\%)$	$71.1 \pm (10\%)$	$11.5 \pm (10\%)$	$1.58 \pm (10\%)$	$6.90 \pm (25\%)$
B_s^0	$7.89 \pm (20\%)$	$12.9 \pm (20\%)$	$70.8 \pm (20\%)$	$1.58 \pm (10\%)$	$6.90 \pm (25\%)$
b-bariones	$3.30 \pm (20\%)$	$8.42 \pm (20\%)$	$8.60 \pm (20\%)$	$0.7 \pm (10\%)$	$79.0 \pm (25\%)$

Tabla A.9: *Fracciones de producción $b \to c$ corregidas de acuerdo con este estudio. Entre paréntesis se indica la variación relativa utilizada para estimar errores sistemáticos*

Espectro de momento de los hadrones con encanto

Para determinar la cantidad de muones $b \to c \to \mu$ presente en la muestra seleccionada es importante no sólo determinar las fracciones del apartado anterior, sino también el espectro de momento de los hadrones con encanto producidos. Sobre este espectro, disponemos únicamente de las medidas de ARGUS y CLEO para $B^0/B^+ \to D^0$, $B^0/B^+ \to D^+$ y $B^0/B^+ \to D_s^+$ [81]. Dichos espectros pueden verse en las figuras A.5, en las que se comparan con las predicciones de JETSET. En el caso de las desintegraciones del mesón B_s en mesones con encanto, asumimos el mismo espectro que para los mesones, ya que los errores son muy grandes. Para los bariones no disponemos de ningún dato experimental y por ello hemos utilizado el espectro de JETSET.

Producción y espectro de momento de los muones

El número de muones producidos del tipo tratado en este apartado, queda determinado al fijar los valores de los cocientes de producción de los hadrones con belleza (A.1) y los de sus desintegraciones en hadrones con encanto (tabla A.9), a partir de las cuales hemos construido la tabla A.10. Utilizando dicha tabla junto a la tabla A.6, podemos calcular un "branching ratio" *efectivo* $Br(c \to \mu)^{bc} = 9.43 \pm 1.57$, donde solo se han tenido en cuenta los errores de los "branching ratios" semileptónicos de los hadrones con belleza y no los de las fracciones de producción de estos.

	D^+	D^0	D_s^+	$\eta_c + J/\Psi$	bariones c
% utilizado	21.7	45.2	18.3	1.50	13.3

Tabla A.10: *Proporciones de los hadrones con encanto corregidas*

El espectro de momento de los muones en el sistema laboratorio, lo obtendremos a paritr del espectro en el sistema en reposo del hadrón con encanto (apartado A.2.2), ya que el espectro del hadrón con encanto en el sistema en reposo del hadrón con belleza ha sido obtenido en el apartado anterior.

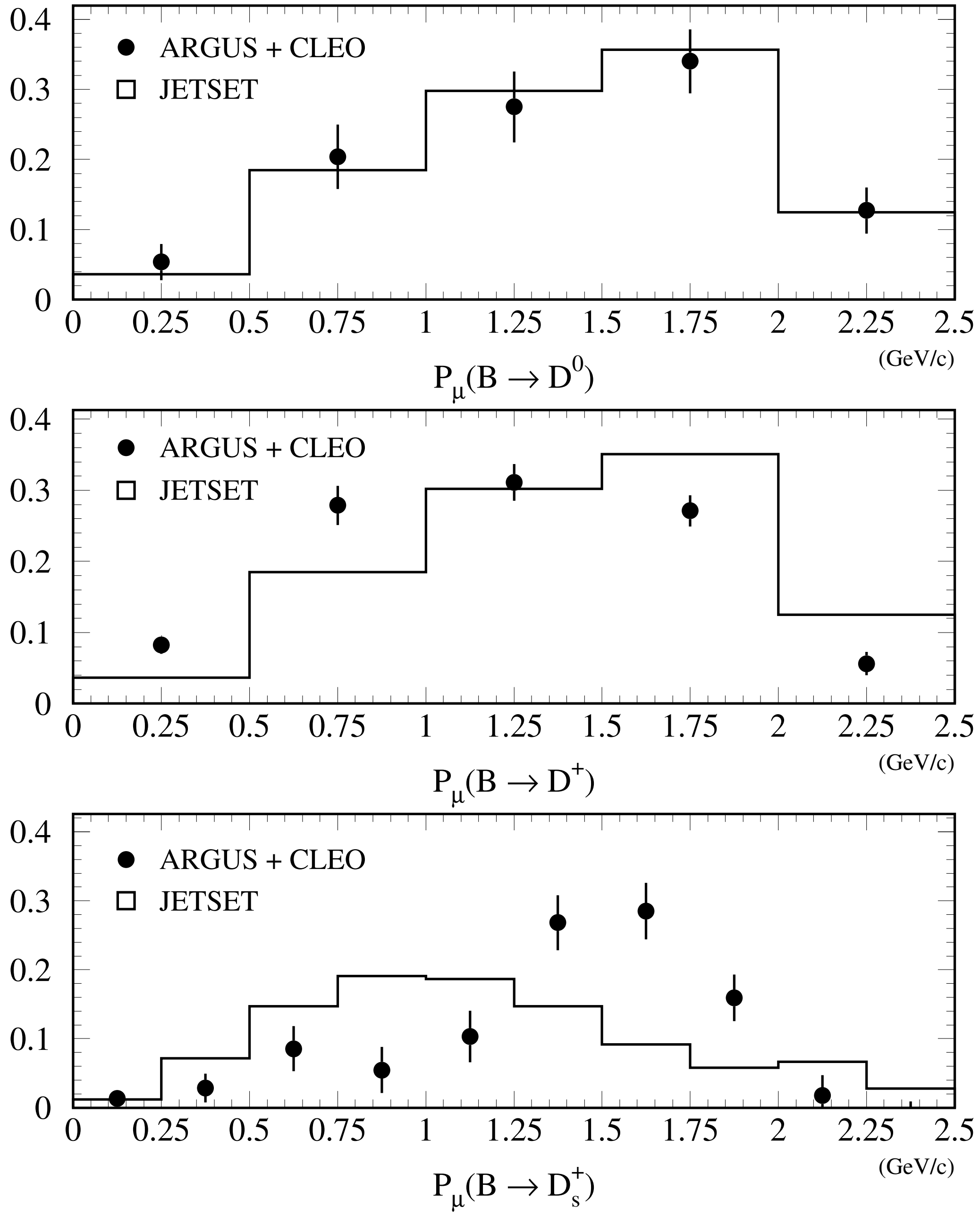


Figura A.5: *Comparación del espectro de momento de $b \to c$ para los datos en $\Upsilon(4S)$ y JETSET*

A.2.4 Muones $b \to \tau \to \mu$

El cálculo teórico del "branching ratio" del quark b en τ utilizando las expresiones del *Adenda* de este apéndice da un valor de

$$Br(b \to \tau \nu_\tau X) = 3.36^{+0.39}_{-0.46}\ \%$$

El único resultado experimental publicado hasta la fecha es [82]

$$Br(b \to \tau \nu_\tau X) = 4.08 \pm 0.76 \pm 0.62\ \%$$

que será el valor que utilicemos.

El número de sucesos $b \to \tau \to \mu$ que aparecen en la muestra de Monte Carlo será proporcional al producto de este "branching ratio" por el del tau a muón. Para este último tomamos el valor del "Particle Data Group" [3]

$$Br(\tau \to \mu \nu_\mu \nu_\tau) = 17.58 \pm 0.27\ \%$$

con lo cual obtenemos

$$Br(b \to \tau \to \mu) = 0.72 \pm 0.17\ \%$$

Puesto que no disponemos de ningún resultado experimental sobre el espectro de los muones así producidos, conservaremos el espectro de JETSET y nos limitaremos a aumentar la incertidumbre en el "branching ratio" en un 25%.

A.3 Canales de "background"

Dentro de la clasificación de "background" incluimos por un lado la los muones de "decay" o "punchthrough" (ver capítulo tres) y por otro los muones procedentes de quarks formados a partir de gluones. La proporción de este tipo de quarks respecto a la de quarks primarios en el caso de los sabores pesados es bastante reducida ($0.67 \pm 0.01\%$ para quarks b y $8.30 \pm 0.04\%$ para quarks c según el Monte Carlo). Además, las aceptancias para los muones así producidos son algo menores, dando lugar a unas proporciones de estos muones en la muestra seleccionada de $0.53 \pm 0.03\%$ de los muones provenientes de quarks b y $6.0 \pm 0.4\%$ de los muones provenientes de quarks c. Por este motivo para los estudios realizados en este apartado hemos incluido estos muones dentro de la clasificación de "decay".

La cantidad de muones o falsos muones que se producen como "decay" o "puchthrough" depende de las proporciones de producción de las partículas que inducen este "background" y de los parámetros que controlan el grado de interacción de estas partículas con el material del detector. Con el fin de comprobar la validez de las hipótesis de nuestro Monte Carlo al simular estos procesos, hemos realizado un estudio sobre la muestra de muones inclusivos con

$Br_{c\mu}$	"decay"	"punchthrough"
8.25 ± 0.25	89.5 ± 6.1	97.3 ± 3.6

Tabla A.11: Ajuste a la muestra con $P_{T\mu} < 1.2GeV$

$Br_{b\mu}$	ε_b^z	$Br_{c\mu}$	"decay"	"punchthrough"
$11.54 \pm .12$	$6.56 \pm 0.44 10^{-3}$	8.04 ± 0.21	94.5 ± 5.7	103.5 ± 3.3

Tabla A.12: Ajuste a la muestra con $P_{T\mu} > 0GeV$

momento transverso $P_{T\mu} < 1.2$ GeV [4]. Esta muestra (independiente de la utilizada para realizar las medidas presentadas en la memoria) contiene una pequeña proporción de muones primarios del quark b ($b \rightarrow \mu$) y está mayoritariamente compuesta por sucesos $b \rightarrow c \rightarrow \mu$, $c \rightarrow \mu$ y "background". Hemos realizado un ajuste donde fijamos el $Br_{b\mu}$ al valor obtenido en el capítulo 4 ($Br_{b\mu} = 11.23\%$) y dejamos libres las proporciones de "background" y la cantidad de $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ y $c \rightarrow \mu$ (estos últimos a través del $Br_{c\mu}$ efectivo). Los resultados obtenidos se presentan en la tabla A.11 en la que se muestran las cantidades de "background" como porcentaje de las nominales en el Monte Carlo.

De forma similar, ajustando toda la muestra de muones inclusivos (sin requerimiento alguno en momento transverso mínimo del muón) y dejando libres tambien los parámetros que definen la cantidad de sucesos $b \rightarrow \mu$ ($Br_{b\mu}$, ε_b^z), se obtienen los resultados de la tabla A.12

No pretendemos con estos ajustes "obtener" una medida de la cantidad de muones de "decay" y/o "puchtrough" que hay en la muestra ya que son demasiado los parámetros libres y además con una elevada correlación. Solo queremos mostrar que las cantidades de "background" estimadas en el Monte Carlo se ajustan bastante bien a los datos. Como consecuencia de este estudio hemos decidido utilizar, en la estimación de errores sistemáticos, una incertidumbre en la producción de "background" del $\pm 10\%$.

A.4 Simulación en el detector

Tal y como comentamos al principio de este apéndice, tras generar los sucesos con el Monte Carlo de JETSET, se han simulado las señales que dejarían dichos sucesos en su paso a través del detector y se han reconstruido dichas señales con los mismos programas utilizados para los datos. De este modo obtenemos una muestra de sucesos Monte Carlo que simula en gran medida los efectos de resolución y aceptancia geométrica que afectan a los sucesos reales, haciendo

[4] Hemos realizado tambien estudios sobre una muestra de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ya que en ellos se pueden identificar con relativa facilidad los muones de "punchthrough"; sin embargo, la estadística de la que disponemos no es suficiente para obtener resultados significativos

posible una comparación directa de las distribuciones a analizar. No obstante, los datos reales están afectados de ineficiencias, efectos de reconstrucción, ruidos, etc..., que difieren de período en período de toma de datos y que son difíciles de simular de una forma general. En esta sección vamos a resumir las correcciones que hemos efectuado en los sucesos Monte Carlo para tener en cuenta estos efectos.

A.4.1 Ineficiencias en las cámaras de muones

Las cámaras de muones adolecen de diversas ineficiencias, tales como la presencia de celdas que no recogen bien la señal o no la recogen en absoluto ('celdas muertas'), problemas de ajuste entre las señales de los distintos niveles de cámaras (debidos fundamentalmente a señales espúreas en los hilos), o la menor eficiencia en los bordes de las cámaras, ya sea en θ o en ϕ. Estas ineficiencias, en especial el número de celdas muertas, varían con el tiempo y, en cualquier caso, no están reproducidas en los sucesos de Monte Carlo, donde la reconstrucción es ideal.

Hemos clasificado las ineficiencias de las cámaras de muones en tres tipos: las relativas a las celdas de las cámaras P, las debidas a las cámaras Z y las que aparecen en los bordes de las cámaras [5].

<u>Ineficiencias de las cámaras P.</u> Las ineficiencias de las cámaras P son debidas fundamentalmente a la presencia de celdas que no funcionan correctamente y a las cuales, por lo tanto, se les ha reducido el voltaje nominal de los hilos. Consideramos una celda como 'muerta' cuando el voltaje de los hilos "sense" (ver figura 2.11), es inferior al 95% del valor nominal, o si uno de los dos planos "mesh" que limitan la celda tiene un voltaje inferior al 50% de su voltaje nominal [6]. La lista de celdas muertas en las cámaras P en función del tiempo la obtenemos a partir de la información recogida en la base de datos y realizamos una comprobación exhaustiva de la misma utilizando la muestra de datos con todo tipo de muones. Seguidamente, asociamos a cada suceso Monte Carlo una fecha de modo que queden distribuidos de acuerdo a la luminosidad recogida, y aplicamos el mapa corregido de las cámaras a cada uno de los sucesos Monte Carlo, modificando sus parámetros de reconstrucción. Tras aplicar el mismo proceso a los datos reales (para evitar sesgos debidos a nuestra definición de celda "muerta") hemos estimado que la pérdida total de muones por esta causa es del $3.80 \pm 0.06\%$ (tabla A.13).

<u>Ineficiencias de las cámaras Z.</u> En el caso de las cámaras Z, las ineficiencias se deben tanto la presencia de celdas muertas como a la dificultad de asociar las señales en los distintos niveles de cámaras entre sí y con las señales en las cámaras P.

Hemos estimado la cuantía de estos efectos analizando una muestra de muones inclusivos en la que no se ha aplicado requerimiento alguno acerca de su reconstrucción en las cámaras Z. Definiendo la ineficiencia como la diferencia entre el porcentaje de muones sin señales en cámaras

[5]para un descripción detallada de la geometría de las cámaras de muones nos referimos al capítulo 2

[6]si bien es cierto que en principio el voltaje de un "mesh" afecta solamente a la mitad de la celda, hemos tomado esta convención para evitar sesgos, debidos especialmente a la ambigüedad en la resolución izquierda-derecha dentro de una celda, que es superior en los datos

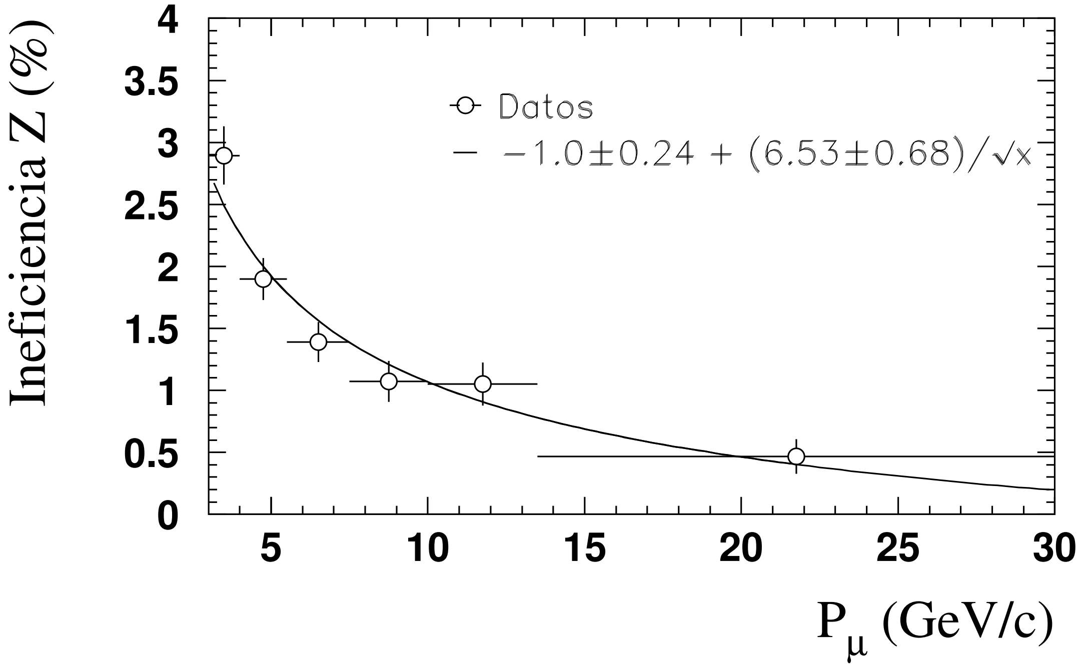


Figura A.6: *Porcentaje de ineficiencias en las cámaras Z no reproducidas en el Monte Carlo en función del momento del muón*

Z en los datos y en el Monte Carlo , deducimos una pérdida de muones inclusivos del 1.27±0.08% con la dependencia en P_μ que se muestra en la figura A.6.

Ineficiencias en los bordes de las cámaras. En esta región incluimos aquellos muones que por tener un ángulo θ demasiado elevado quedan fuera del rango de cobertura de las cámaras externas y asimismo aquellos que al tener un ángulo θ demasiado pequeño están en la zona entre las dos ruedas de octantes, 'master' y 'slave', separadas por una distancia de unos 16cm. Además, incluimos aquellos muones que pasan entre los huecos en ϕ que separan los octantes. Así pues, definimos un 'volumen fiducial' como el comprendido por todos los muones con $0.12 < \cos(\theta) < 0.68$ y que no atraviesan ninguna de las celdas que se encuentran en los bordes en ϕ de las cámaras. Dentro de este volumen las únicas ineficiencias son las debidas a las cámaras P o Z que hemos comentado anteriormente. Podemos entonces calcular el cociente entre el número de muones en datos y en Monte Carlo en este 'volumen fiducial' y compararlo con el calculado en la zona de los bordes de las cámaras, asociando la diferencia a las ineficiencias extras que no están correctamente simuladas en el Monte Carlo. La falta de estadística en esta región no nos permite llegar a ninguna conclusión sobre la dependencia con el momento del muón, de modo que utilizaremos un valor medio para esta ineficiencia.

En la tabla A.13 pueden verse la diferencia en el porcentaje de muones perdidos en datos y en Monte Carlo para cada una de estas tres categorías, así como la ineficiencia total.

Hemos realizado diversas comprobaciones acerca de los valores obtenido en el estudio de-

cámaras P	cámaras Z	borde	*TOTAL*
3.798 ± 0.064	1.270 ± 0.074	1.60 ± 0.25	6.67 ± 0.27

Tabla A.13: *Porcentaje de muones perdidos por ineficiencias no reproducidas en el Monte Carlo*

scrito: correlación con la carga del muón, dependencia con la estadística del Monte Carlo, dependencia con la definición del volumen fiducial, estudio de muones que cruzan más de un octante.... Los resultados obtenidos son, en todos los casos, estadísticamente compatibles.

A.4.2 Resolución en la medida del momento y del momento transversal del muón

La resolución en la medida de los muomes en el detector L3 se puede parametrizar como suma de tres términos: uno debido a la resolución intrínseca del espectrómetro de muones, que se puede demostrar fácilmente es de la forma $\frac{\Delta P_\mu}{P_\mu} = \alpha_{cam} P_\mu$, otro debido al scattering múltiple en los calorímetros, que suponemos de la forma $\frac{\Delta P_\mu}{P_\mu} = \alpha_{scat}$, y un tercero debido a la indeterminación en la energía que dejan en los calorímetros, de la forma $\Delta P_\mu = \alpha_{calor}$. Podemos entonces escribir:

$$\frac{\Delta P_\mu}{P_\mu} = \alpha_{cam}(P_\mu - 2.5) + \alpha_{scat} + \alpha_{calor}\frac{1}{P_\mu}$$

donde el factor 2.5 GeV tiene en cuenta la pérdida de energía media en los calorímetros. Mediante un ajuste a la distribución $\frac{\Delta P_\mu}{P_\mu}$ en el Monte Carlo, obtenemos los tres parámetros, α_{cam}, α_{scat} y α_{calor}. Asumiendo que el scattering múltiple y la pérdida de energía calorimétrica están bien simulados, corregimos los muones de Monte Carlo convolucionando la distribución de P_μ de éstos con una función gaussiana de anchura $\sqrt{(\alpha_{cam}^{DATA})^2 - (\alpha_{cam}^{MC})^2}$. Tal y como puede apreciarse en la figura A.7, el efecto de esta convolución en la distribución de momento de los muones es muy pequeño, y el efecto que tiene sobre la aceptancia es menor del 0.1%.

Otra resolución que puede afectar a los resultados de este trabajo es la resolución angular en los calorímetros, por su influencia en la medida del momento transversal del muón. En las figuras A.8 se representa la distribución de la diferencia angular entre los dos jets de mayor momento para sucesos hadrónicos datos y Monte Carlo [7], separando en las figuras b) y c) las contribuciones de sucesos con dos jets y con más de dos jets respectivamente. La diferencia entre datos y Monte Carlo es pequeña [8], y por ello será únicamente tenida en cuenta como un

[7] hemos asignado artificialmente un signo a dicha diferencia angular tomando el del producto vectorial del jet de mayor momento por el de menor

[8] especialmente en las distribuciones de sucesos de dos jets, los cuales nos dan de forma más directa una medida de la resolución angular

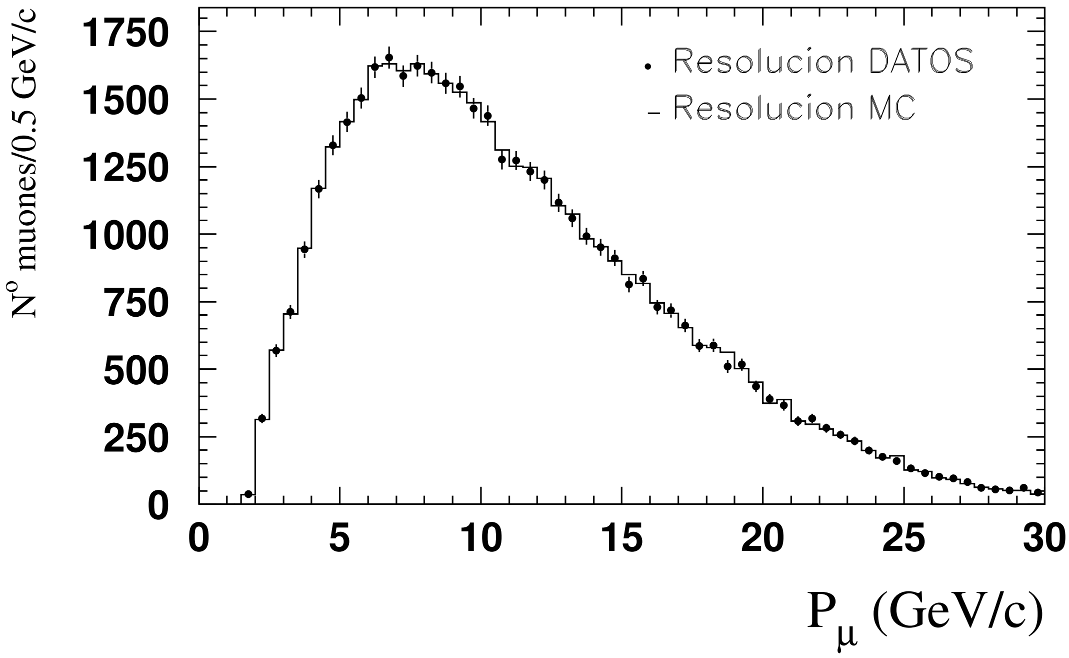


Figura A.7: *Comparación de la distribución de* P_μ *antes y después del cambio de resolución en el Monte Carlo*

sistemático, variando la resolución angular en $\pm 0.3^o$.

A.4.3 Corrección del vértice

Tal y como puede apreciarse en las figuras A.9, hay una considerable discrepancia entre datos y Monte Carlo para las distribuciones de vértice tanto en el plano XY como en el plano YZ. Para corregir esta discrepancia hemos utilizado una muestra de datos con muones provenientes de sucesos $\tau^+\tau^-$, independiente de la muestra utilizada en el presente trabajo. Pesando la muestra de taus de acuerdo a la diferencia de momentos entre sucesos $\tau \rightarrow \mu$ y sucesos hadrónicos, y comparándola con nuestro Monte Carlo, hemos estimado la discrepancia en la simulación del detector.

Para ello hemos realizado un ajuste con una función exponencial de las distribuciones de distancia mínima al vértice en ambos planos, del cual se deducen los siguientes valores

$$\frac{pendiente^R_{DA}}{pendiente^R_{MC}} = 0.885 \pm 0.019$$

para la variable en el plano XY y

$$\frac{pendiente^Z_{DA}}{pendiente^Z_{MC}} = 0.899 \pm 0.025$$

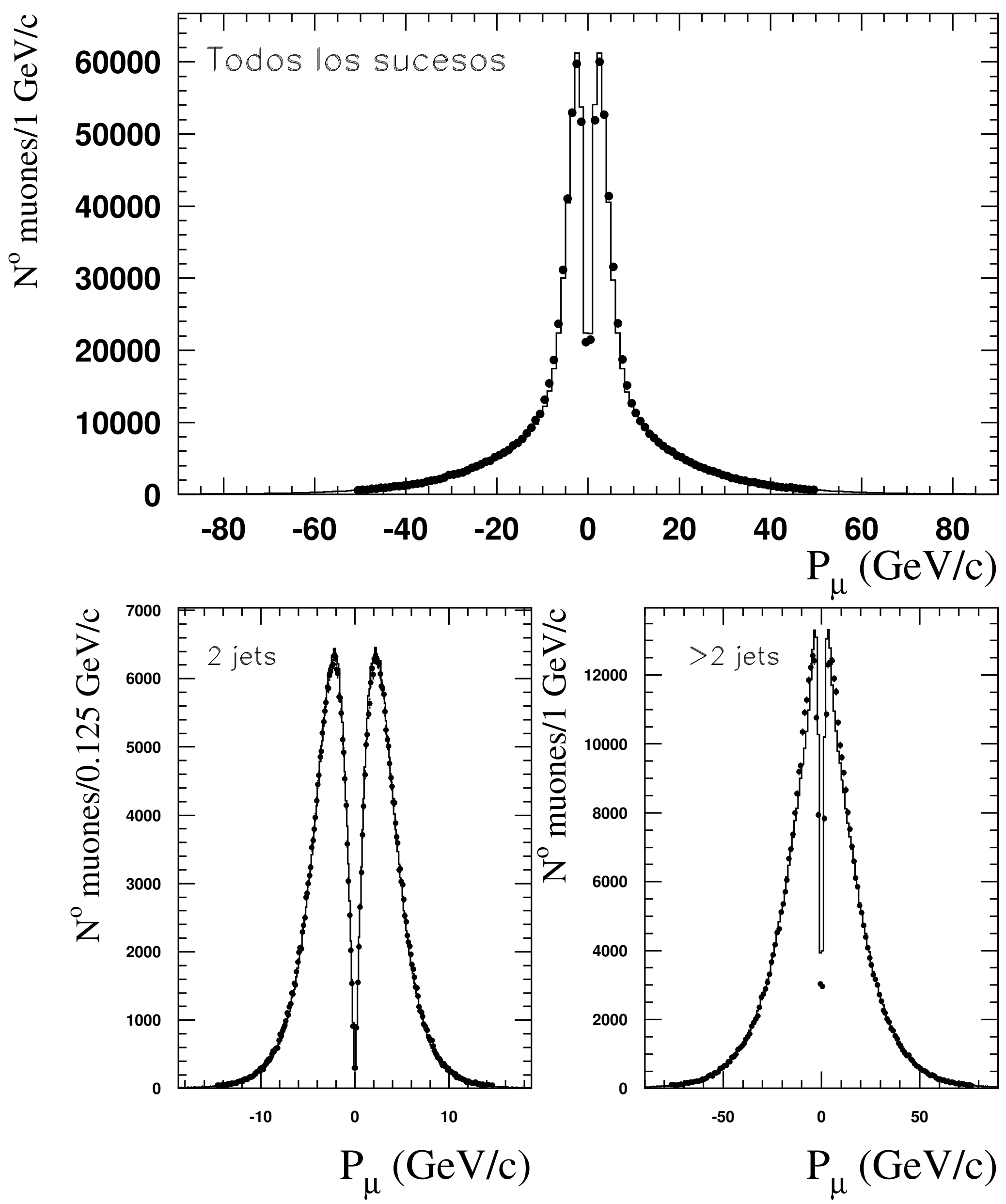


Figura A.8: *Comparación de las diferencia angular entre los dos jets de mayor momento para Datos y MC*

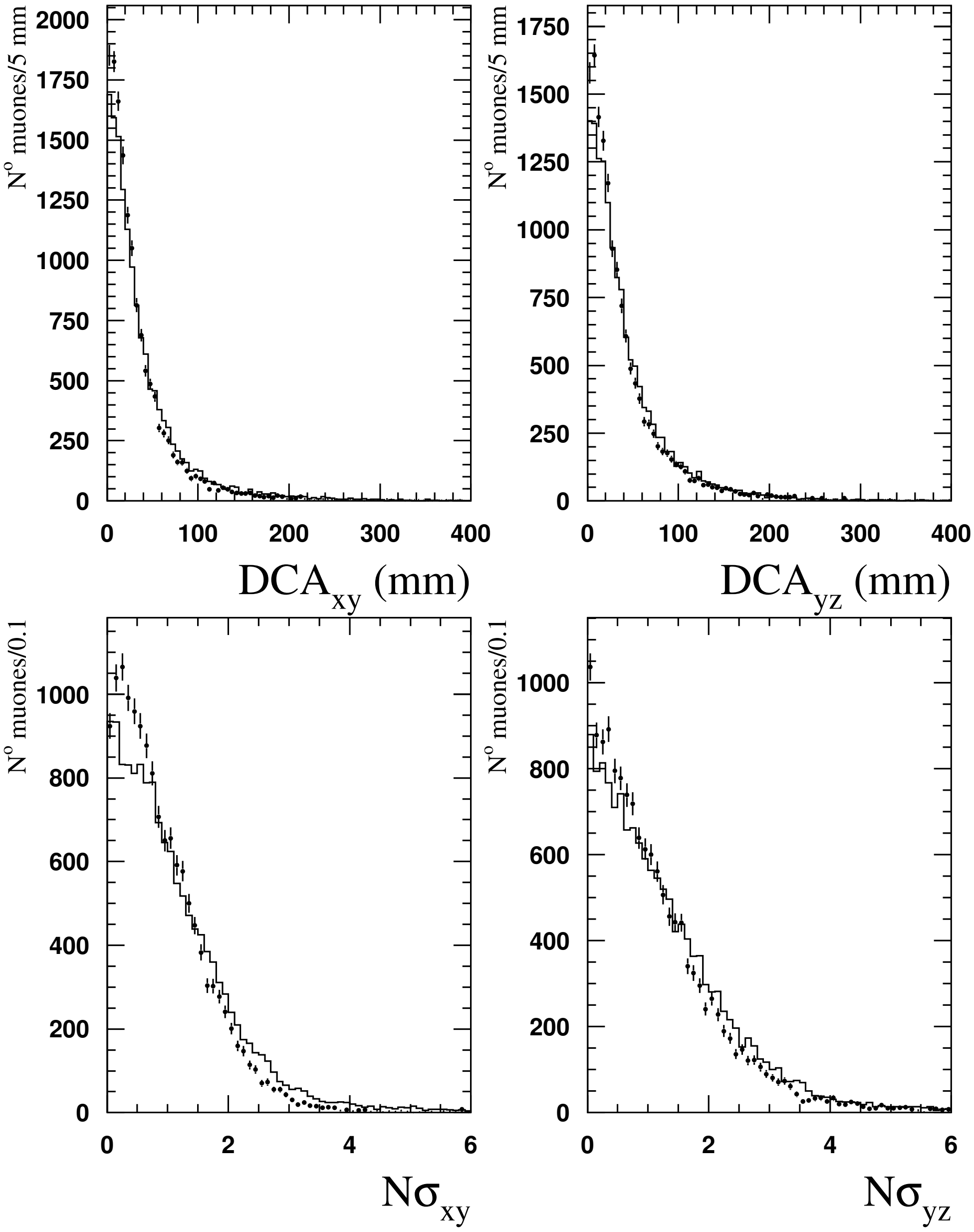


Figura A.9: *Comparación de las distribuciones de vértice para datos y MC sin corregir*

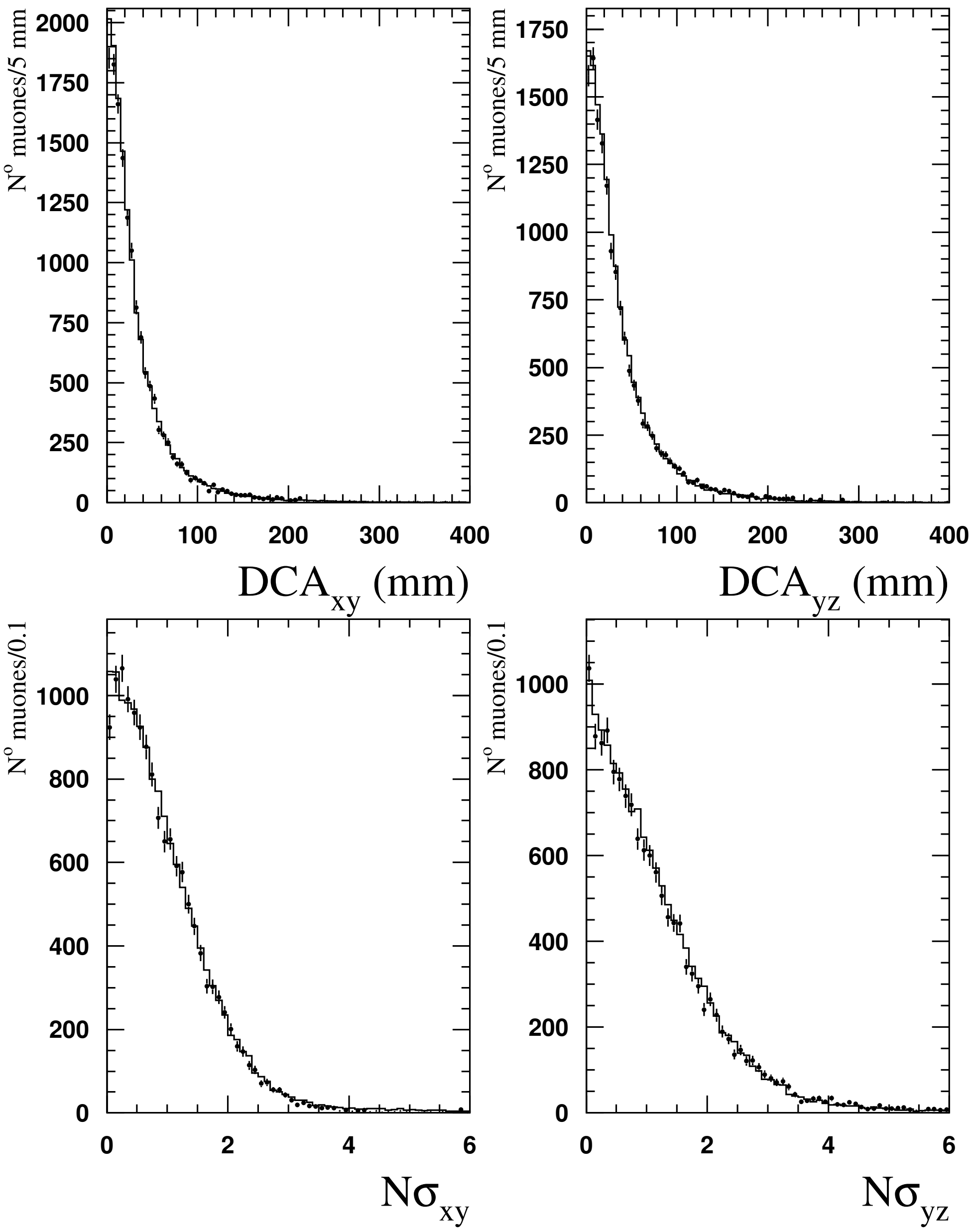


Figura A.10: *Comparación de las distribuciones de vértice para datos y MC corregidas* para la variable en el plano ZY, valores que hemos utilizado para corregir nuestra distribuciones de Monte Carlo. Las distribuciones corregidas muestran un buen acuerdo con las de los datos, tal y como puede apreciarse en las figuras A.10.

A.5 Comparación con los datos reales

Con el fin de estimar si todas las correcciones explicadas en este apéndice mejoran el acuerdo entre datos y Monte Carlo , comparamos las distribuciones del momento y el momento transversal para datos y Monte Carlo sin corte en $P_{T\mu}$, antes y después de aplicar estas correcciones. Para realizar esta comparación, calculamos un χ^2 bin a bin entre ambas distribuciones. Dicho χ^2 viene definido por

$$\chi^2 = \sum \frac{(N_i^{DA}/N_{TOT}^{DA} - N_i^{MC}/N_{TOT}^{MC})^2}{(N_i^{DA} + N_i^{MC})} N_{TOT}^{DA} N_{TOT}^{MC}$$

La mejora obtenida en esta variable depende de los valores de $Br_{b\mu}$ y del parámetro de la función de fragmentación ε_b^z, los cuales no hemos determinado en este apéndice sino que son el resultado del presente estudio. Para valores comprendidos entre $10.5\% < Br_{b\mu} < 11.5\%$ y $0.005 < \varepsilon_b^z < 0.010$ la mejora en el χ^2 es de $\Delta\chi^2 = (50 - 100)/51\ dof$ para las distribuciones de P_μ y $\Delta\chi^2 = (65 - 105)/49\ dof$ para las distribuciones de $P_{T\mu}$.

El resultado final de estas correcciones para las distribuciones de momento y momento transversal puede apreciarse en las figuras A.11 y A.12 respectivamente.

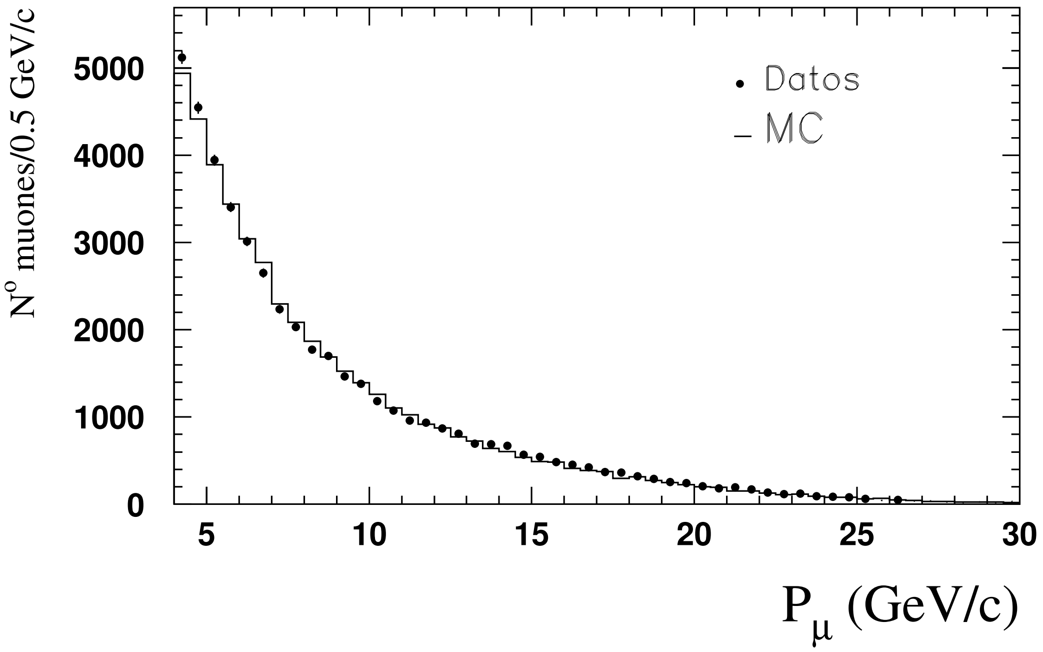


Figura A.11: *Comparación del momento del muón para los datos y el MC corregido*

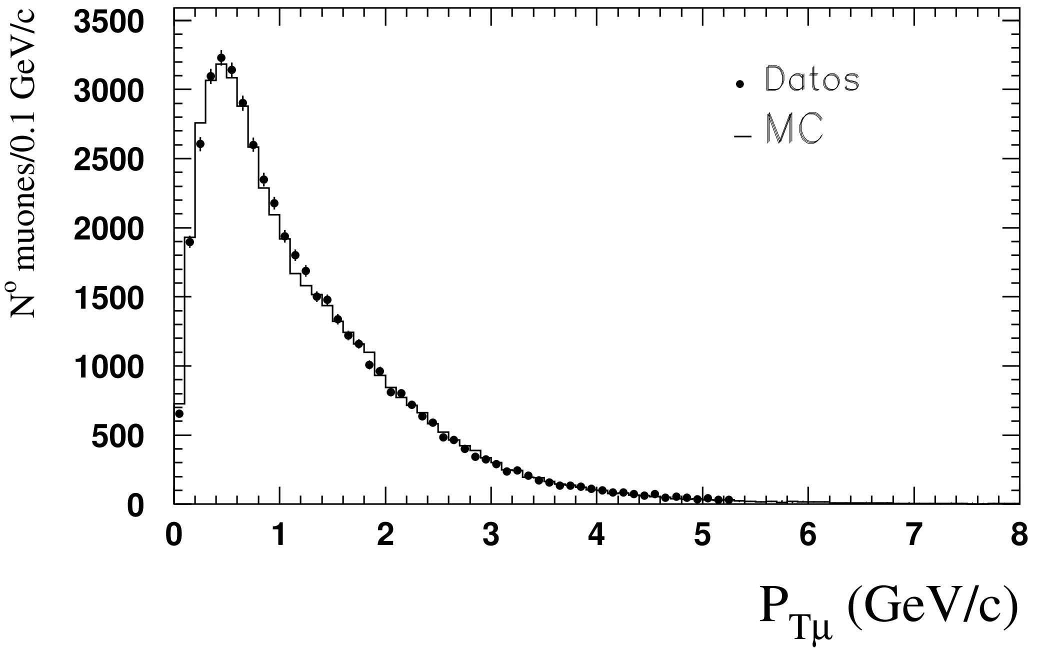


Figura A.12: *Comparación del momento transversal del muón para los datos y el MC corregido*

Adenda:

En este apartado vamos a exponer con cierto detalle el cálculo de las anchuras de desintegración semileptónicas y no leptónicas de los quarks b, ya que las expresiones obtenidas serán utilizadas en otros apartados a lo largo de este trabajo. Dentro del modelo del quark espectador, las expresiones para dichas anchuras vienen dadas por las siguientes expresiones

$$\Gamma(b \to q l \nu_l)_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} I(r_q, r_l, 0)\eta_{sl} |V_{qb}|^2$$

$$\Gamma(b \to q_1 q_2 \bar{q}_3)_{nl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} I(r_{q_1}, r_{q_2}, r_{q_3})\eta_{nl} 3|V_{q_1 b}|^2 |V_{q_3 q_2}|^2$$

donde V_{ab} son los elementos de la matriz CKM; $I(r_a, r_b, r_c)$, con $r_a = \frac{m_a}{m_b}$ son los factores de corrección por espacio de fases; y η_{sl} y η_{nl} son los factores de corrección de QCD. Para las expresiones de los factores de corrección por espacio de fases utilizamos la referencia [83] Los factores de corrección QCD podemos encontrarlos en [9].

Son varios los parámetros iniciales necesarios para el cálculo de las anchuras de desintegración de los quarks b, en particular, las masas de los quarks y la del bosón W, la constante Λ de QCD y los elementos de la matriz CKM. Para la masa del bosón W utilizamos el resultado de la referencia [4]: $M_W = 80.24 \pm 0.09$ GeV. Para estimar las masas de los quarks más pesados utilizamos los resultados obtenidos por los experimentos en $\Upsilon(4S)$ a partir del modelo ACCMM (ver apartado A.2.1). El resultado obtenido en el ajuste de la masa del quark c a las distribuciones de momento de los leptones puede verse en la tabla A.3. Combinando este resultado con el valor del momento de Fermi, p_F, obtenemos un valor para la masa del quark b de

$$m_b = 5.041 \pm 0.017$$

Para las masas de los quarks s y u/d tomaremos los siguientes valores, habituales en la literatura: $m_s = 0.35$ y $m_{u,d} = 0.15$. Las imprecisiones del modelo y de las masas elegidas las tendremos en cuenta utilizando dos conjuntos de masas:

$$m_b, m_c, m_s, m_{u,d} = \begin{cases} 5.2, 1.85, 0.50, 0.30 \\ 4.8, 1.45, 0.15, 0 \end{cases}$$

El valor de la constante Λ de QCD lo obtenemos a partir de la medida de la constante de acoplo de LEP [4], $\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.007$. Dentro del esquema $\overline{MS}$ [84] se obtiene un valor de $\Lambda = 180^{+77}_{-59}$ MeV.

Para los elementos de la matriz CKM, utilizaremos los resultados de la tabla A.5, extraídos de la referencia [85], excepto el valor de V_{ub}/V_{cb}, para el cual tomamos el valor del PDG [3].

Utilizando todos estos valores iniciales, obtenemos los factores de corrección que aparecen en las tablas A.15 y A.16. donde el valor del error denota la incertidumbre debida a las indeterminaciones en cada uno de los parámetros iniciales.

Con estos resultados obtenemos las anchuras para cada una de las desintegraciones leptónicas y no leptónicas de los quarks b dentro del modelo de quark espectador que se muestran en la tabla A.17.

Elemento CKM	V_{ud}	V_{cs}	V_{cb}	V_{ub}/V_{cb}
Valor utilizado	0.9750 ± 0.0010	$0.98^{+0.02}_{-0.12}$	0.041 ± 0.04	0.10 ± 0.03

Tabla A.14: *Valores utilizados de los elementos de la matriz CKM*

Proceso	Corrección por espacio de fases
$b \to ue\nu$	$0.993^{+0.007}_{-0.019}$
$b \to u\mu\nu$	$0.989^{+0.007}_{-0.018}$
$b \to u\tau\nu$	$0.394^{+0.015}_{-0.025}$
$b \to udu$	$0.979\pm^{+0.021}_{-0.055}$
$b \to ucs$	$0.423^{+0.086}_{-0.084}$
$b \to ce\nu$	$0.455^{+0.061}_{-0.054}$
$b \to c\mu\nu$	$0.452^{+0.060}_{-0.053}$
$b \to c\tau\nu$	$0.099^{+0.011}_{-0.010}$
$b \to cdu$	$0.445\pm^{+0.071}_{-0.078}$
$b \to ccs$	$0.110^{+0.076}_{-0.054}$

Tabla A.15: *Factores de corrección por espacio de fases*

η_{nl}	η^c_{sl}	η^u_{sl}
$1.105^{+0.028}_{-0.036}$	$0.862^{+0.059}_{-0.045}$	$0.878^{+0.052}_{-0.045}$

Tabla A.16: *Factores de corrección QCD*

Proceso	$\Gamma(b \to X)$ (10^{-10} GeV)
$b \to ue\nu$	$1.8^{+1.0}_{-1.3}$
$b \to u\mu\nu$	$1.8^{+1.0}_{-1.3}$
$b \to u\tau\nu$	$0.7^{+0.4}_{-0.5}$
$b \to udu$	$6.3^{+3.6}_{-4.7}$
$b \to ucs$	$2.8^{+1.6}_{-2.0}$
$b \to ce\nu$	82^{+17}_{-18}
$b \to c\mu\nu$	82^{+17}_{-18}
$b \to c\tau\nu$	18 ± 4
$b \to cdu$	72^{+35}_{-32}
$b \to ccs$	288^{+56}_{-60}

Tabla A.17: *Anchuras de desintegración del quark b*

Apéndice B

Análisis de los errores sistemáticos

B.0 Introducción

En este apéndice vamos a describir en detalle el análisis realizado para estimar las posibles fuentes de error sistemático en cada una de las medidas realizadas en este trabajo. Para una buena parte de los errores sistemáticos estimados, la variación del resultado experimental vendrá dada por las variaciones de los parámetros indicadas en las tablas de este capítulo o en las referencias que en ellas aparecen. Otros errores, sin embargo, merecen un comentario particular, y serán el objeto de la primera parte del presente apéndice. En la segunda parte, mostramos las tablas con los valores de estos errores para cada una de las medidas realizadas en este trabajo. Solamente en el caso de la medida de $Br(b \to \mu)$por el método de ajuste a las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$ detallaremos los valores de todos los errores sistemáticos, mientras que para las demás medidas nos limitaremos a dar los errores más significativos.

B.1 Análisis de los errores sistemáticos

B.1.1 Cortes de selección

La elección de un valor determinado para el corte de selección en una variable conlleva un posible error sistemático, debido a las discrepancias estadísticas o sistemáticas entre las distribuciones de datos reales y las distribuciones de Monte Carlo utilizadas para calcular las aceptancias o probabilidades. Después de las correcciones aplicadas en el apéndice A, las discrepancias entre datos y Monte Carlo han quedado muy reducidas.

Para estimar la magnitud de este error, variaremos los valores de cada uno de los cortes en un rango de amplitud razonable tal y como se presenta en las figuras B.5-B.8. Dichas figuras muestran la diferencia entre los valores medidos del $Br(b \to \mu)$ mediante el método de ajuste, para el valor original del corte y para cada uno de los valores en el rango elegido. Las barras de error en cada punto representan la diferencia de estadística respecto a la del valor central,

${Br_{b\mu}}^0$, calculada mediante un test semejante al de Student:

$$\Delta \equiv \Delta {Br_{b\mu}}^0 \sqrt{1 - \frac{N_\mu^{DA}}{(N_\mu^{DA})^0}}$$

donde $\Delta {Br_{b\mu}}^0$ es el error estadístico en $Br_{b\mu}$para el corte original y N_μ^{DA} y $(N_\mu^{DA})^0$ son el número de sucesos seleccionados para cada hipótesis de corte y para el corte original respectivamente. En el valor nominal de la variable de selección, se muestra como referencia el error estadístico de la medida.

De las figuras B.1-B.12, se concluye que el proceso de selección no induce un error sistemático mayor del 0.1% en la medida del $Br_{b\mu}$. Los errores para las demás variables, obtenidos a partir de figuras semejantes a las figuras B.1-B.12, pueden verse en las tablas del final de este apéndice.

B.1.2 Estadística del Monte Carlo

La limitada estadística de Monte Carlo utilizada en el método de ajuste a las distribuciones de P_μ y $P_{T\mu}$ se traduce en un error sistemático en la medida realizada, debido fundamentalmente al término de normalización datos-Monte Carlo , R, de la ecuación 4.6. Por otra parte, los ajustes realizados se basan en funciones de probabilidad estimadas numéricamente con sucesos Monte Carlo y, por lo tanto, afectadas de un cierto error debido a la estadística empleada. Hemos realizado diversas aproximaciones al cálculo de estas funciones de probabilidad (variación del tamaño inicial, forma y estadistica requeridos en cada área) obteniendo variaciones mínimas en los resultados, por lo que hemos despreciado esta fuente de error sistemático.

En la medida del $Br_{b\mu}$ mediante el cociente entre el número de dimuones y el de muones, la limitada estadística del Monte Carlo se refleja en los errores en la determinación de las aceptancias (tablas 3.4 y 3.5). Lo que hemos hecho en este caso es variar las aceptancias por sus errores asociados y dar como valor del error sistemático la suma cuadrática de las variaciones en $Br_{b\mu}$ debidas a todas estas variaciones.

B.1.3 Parámetros del Modelo Standard

Los valores de las secciones eficaces y asimetrías de carga utilizadas en nuestro análisis vienen afectadas, fundamentalmente, por la incertidumbre en la masa del quark top, la masa de Higgs y el valor de $\alpha_s(M_Z^2)$. Las tablas B.1 y B.2 muestran dichas incertidumbres calculadas en el polo del Z^0.

B.1.4 Proporciones de los diferentes tipos de hadrones pesados

Al variar las proporciones producidas de cada tipo de hadrón (tablas A.2, A.5,A.9), hemos de tener en cuenta la necesidad de una renormalización de modo que la suma siga siendo 100%. El método seguido es variar la fracción del hadrón correspondiente y después renormalizar las

Fuente de error	$\sigma_{d\bar{d}}$	$\sigma_{u\bar{u}}$	$\sigma_{s\bar{s}}$	$\sigma_{c\bar{c}}$	$\sigma_{b\bar{b}}$
	6.7485	5.2517	6.7477	5.2367	6.6161
$120 \ \ \mathrm{GeV} \leq m_{top} \leq 200 \ \ \mathrm{GeV}$	$^{-0.016}_{+0.023}$	$^{-0.016}_{+0.023}$	$^{-0.016}_{+0.023}$	$^{-0.016}_{+0.023}$	$^{+0.040}_{-0.051}$
$60 \ \ \mathrm{GeV} \leq m_{H^0} \leq 1000 \ \ \mathrm{GeV}$	$^{-0.0006}_{+0.0001}$	$^{+0.0017}_{-0.0009}$	$^{-0.0006}_{+0.0001}$	$^{+0.0017}_{-0.0009}$	$^{-0.0002}_{+0.0000}$
$\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.007$	± 0.0048	± 0.0036	± 0.0048	± 0.0036	± 0.0054

Tabla B.1: *Secciones eficaces hadrónicas a* $s = 91.283$ *GeV y dependencia con diversos parámetros del Modelo Standard*

Fuente de error	$A_{d\bar{d}}$	$A_{u\bar{u}}$	$A_{s\bar{s}}$	$A_{c\bar{c}}$	$A_{b\bar{b}}$
	0.0874	0.0566	0.0874	0.0567	0.0872
$120 \ \ \mathrm{GeV} \leq m_{top} \leq 200 \ \ \mathrm{GeV}$	$^{-0.0044}_{+0.0099}$	$^{-0.0034}_{+0.0076}$	$^{-0.0044}_{+0.0099}$	$^{-0.0034}_{+0.0076}$	$^{-0.0044}_{+0.0098}$
$60 \ \ \mathrm{GeV} \leq m_{H^0} \leq 1000 \ \ \mathrm{GeV}$	$^{+0.0028}_{-0.0020}$	$^{+0.0021}_{-0.0015}$	$^{+0.0028}_{+0.0020}$	$^{+0.0021}_{-0.0015}$	$^{+0.0028}_{-0.0020}$
$\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.007$	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0002

Tabla B.2: *Asimetrías de carga a* $s = 91.283$ *GeV y dependencia con diversos parámetros del Modelo Standard*

proporciones de todos los hadrones variándolas según el tamaño del error asociado

$$P_i = P_i^0 - (P_T^{'} - 100\%)\frac{\Delta^2 P_i}{\sum \Delta^2 P_i}$$

donde P_i^0 y P_i son las proporciones del hadrón i antes y después de la renormalización y $P_T^{'}$ es el nuevo valor de la suma de todas las proporciones obtenido al variar P_i^0 por su error. Como error sistemático damos la máxima diferencia obtenida en el parámetro a medir variando las proporciones de cada uno de los hadrones en cuestión.

B.1.5 Espectros de momento

Los espectros de momento $b \to \mu$ y $c \to \mu$ han sido obtenidos realizando un ajuste del modelo ACCMM a los datos de experimentos a bajas energías (ver Apéndice A). Dichos ajustes tienen dos parámetros libres, el momento de Fermi, p_F y la masa del quark resultante en la desintegración (m_c para $b \to c$ o m_s para $c \to s$).

La dependencia de nuestros resultados con los parámetros p_F y m_q es muy compleja por lo que hemos decidido realizar una estimación numérica de la incertidumbre asociada al error de estos parámetros. El proceso que hemos seguido ha sido el siguiente:

* Realizamos un ajuste de una medida, por ejemplo el $Br_{b\mu}$, para unos cuantos valores de m_q,p_F (figuras B.1a) y B.3a) para los parámetros del espectro de $b \to \mu$ y $c \to \mu$ respectivamente)

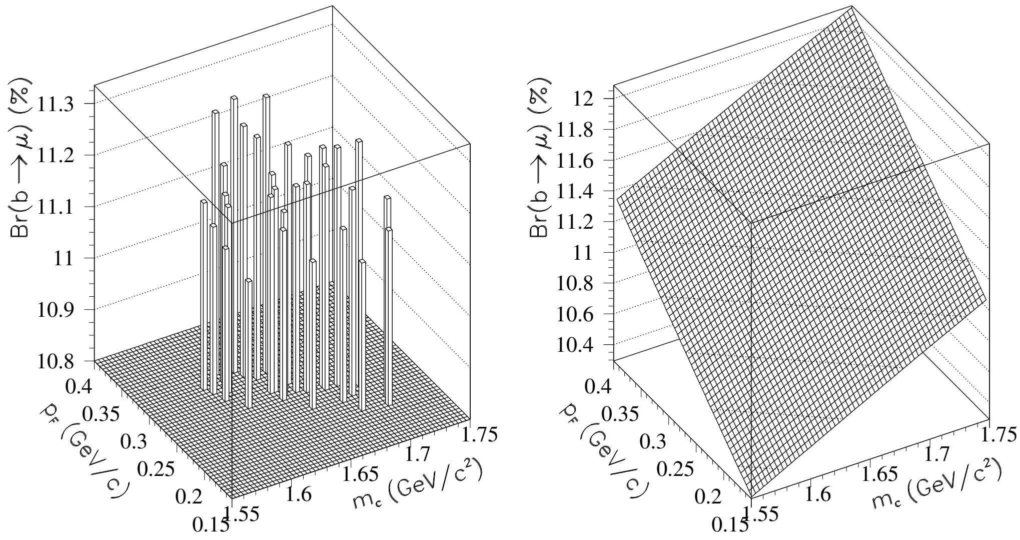


Figura B.1: *a) Valores de $Br_{b\mu}$ para distintos valores de los parámetros m_c y p_F que determinan el ajuste del espectro de momentos de los muones $\underline{b \to \mu}$ al modelo ACCMM. b) Parametrización de la dependencia de $Br_{b\mu}$ con m_c y p_F*

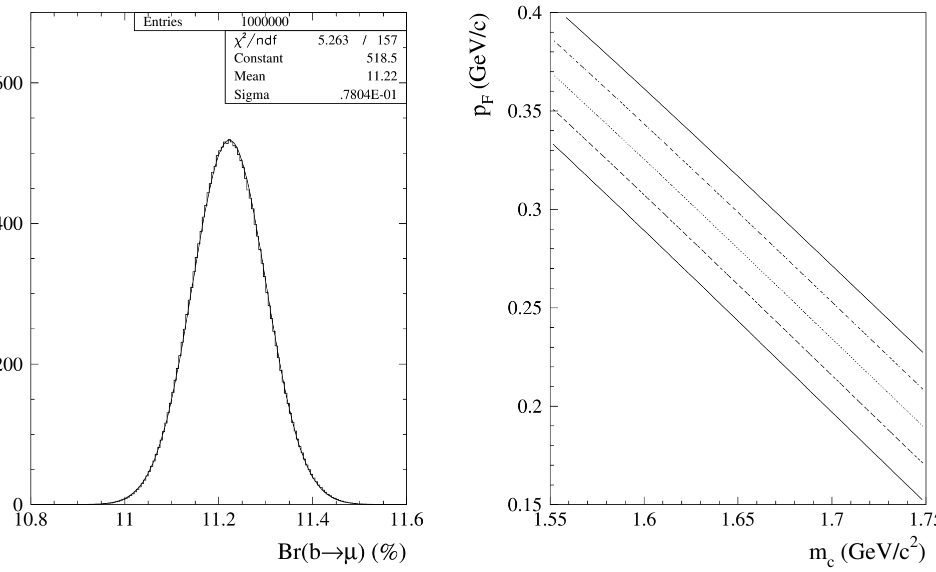


Figura B.2: *a) Valores de $Br_{b\mu}$ obtenidos para diversos parámetros m_c y p_F con la parametrización de la figura anterior y pesados con la probabilidad dada determinada por el ajuste de los datos en $\Upsilon(4S)$ al modelo ACCMM. b) Líneas de valores de m_c y p_F que nos porporcionan los mismos valores de $Br_{b\mu}$: valor central en línea de puntos y valores a una desviación stantdard (línea discontinua) y a dos desviaciones standard (línea continua)*

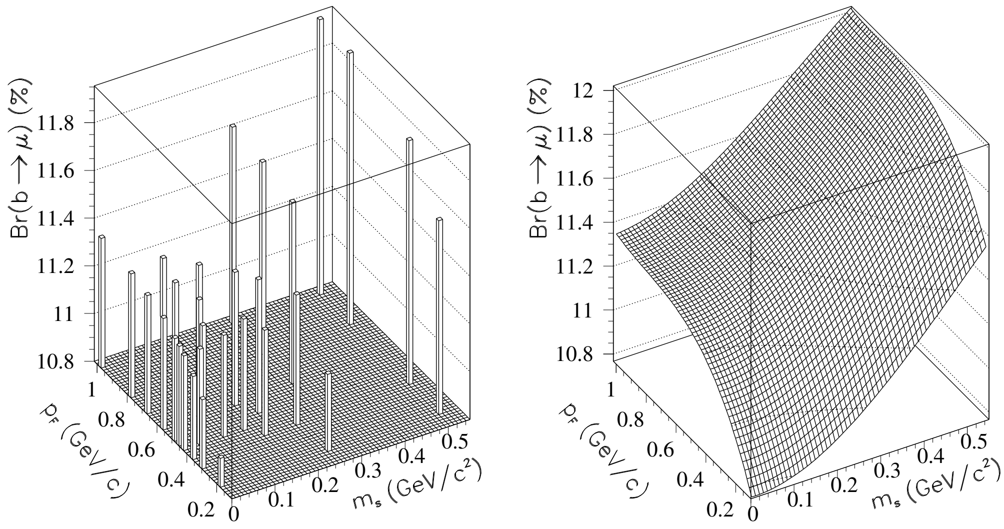


Figura B.3: *a) Valores de $Br_{b\mu}$ para distintos valores de los parámetros m_s y p_F que determinan el ajuste del espectro de momentos de los muones $\underline{c \to \mu}$ al model ACCMM. b) Parametrización de la dependencia de $Br_{b\mu}$ con m_c y p_F*

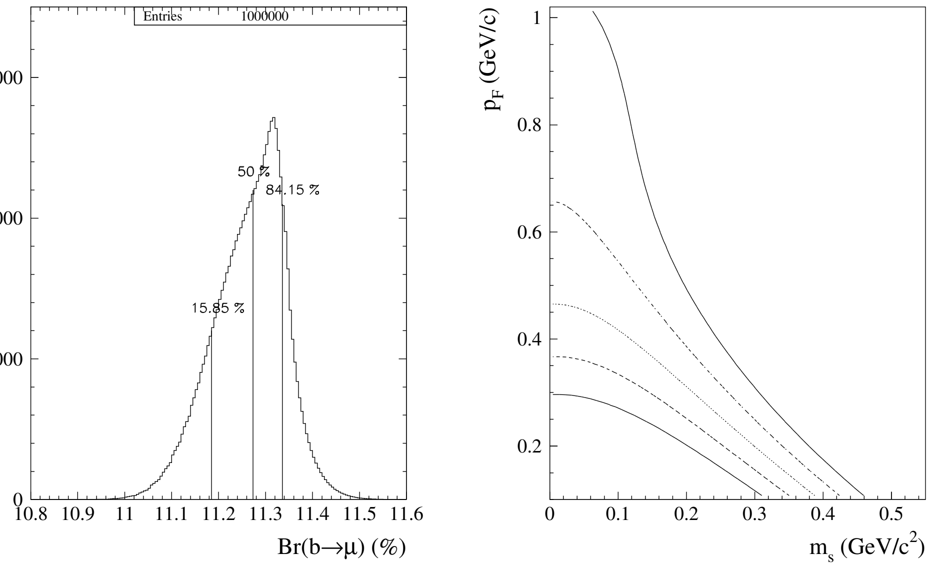


Figura B.4: *a) Valores de $Br_{b\mu}$ obtenidos para diversos parámetros m_s y p_F con la parametrización de la figura anterior y pesados con la probabilidad dada determinada por el ajuste de los datos en $\Upsilon(4S)$ al modelo ACCMM. b) Líneas de valores de m_s y p_F que nos porporcionan los mismos valores de $Br_{b\mu}$: valor central en línea de puntos y valores a una desviación stantdard (línea discontinua) y a dos desviaciones standard (línea continua)*

* Con los valores obtenidos del $Br_{b\mu}$ parametrizamos un polinomio en las variables m_q y p_F
$$Br_{b\mu}(m_q, p_F) = \sum \alpha_{mn}(m_q)^n(p_F)^m$$
(figuras B.1b) y B.3b)).

* La parametrización obtenida la pesamos con la probabilidad que el ajuste de los datos de baja energía asocia a cada par m_q-p_F. [1] De este modo obtenemos las distribuciones de valores de $Br_{b\mu}$ cuyas dispersiones asociamos al error sistemático de la medida. (figuras B.2a) y B.4a)).

Como se observa en la figura B.2a), la dispersión en la medida del $Br_{b\mu}$ asociada a la incertidumbre de los parámetros m_c y p_F que determinan el espectro de $b \to \mu$ es una distribución gausiana de anchura 0.08, valor que utilizaremos como error sistemático. La figura B.2b) representa la linea de valores de m_c y p_F que nos proporcionan el valor del $Br_{b\mu}$central y las líneas de una y dos desviaciones standard.

Por otra parte, la figura B.4a) muestra una dispersión no gausiana para el caso de los parámetros m_s y p_F asociados al espectro $c \to \mu$. En este caso, hemos asociado el error sistemático a los valores de $Br_{b\mu}$en torno al valor central para los que la integral corresponde a una desviación standard.

En el caso de los espectros b-hadrón $\to$ c-hadrón no hemos realizado un ajuste dada la imprecisión de los modelos existentes. Lo que hacemos en este caso para obtener el error sistemático asociado es simular un número elevado de medidas de este espectro variando cada uno de los puntos de la figura A.5 independientemente con una probabilidad gaussiana. Con los nuevos puntos así obtenidos podemos calcular fácilmente el valor del χ^2 respecto a los puntos originales. El tamaño de dicho valor nos da la probabilidad asociada a esa nueva distribución de puntos. Realizando este ejercicio un número suficientemente elevado de veces[2] podemos obtener un error sistemático como la desviación media de los valores obtenidos pesados con sus probabilidades.

B.1.6 Correlación entre la carga del quark y la carga del muón

Tal y como comentamos en el apartado 4.4 al calcular el parámetro de mezcla χ_b, en el caso de los muones de "background" la correlación entre la carga del muón y la del quark del que

[1] En el caso del espectro de $b \to \mu$ podemos asumir que todos los errores son gaussianos, de modo que los pesos vienen dados por la probabilidad de la gaussiana en dos dimensiones con la correlación que p_F y m_c presentan en el ajuste de los datos de baja energía [72]. En el caso del espectro $c \to \mu$, los errores obtenidos en el ajuste χ^2 no son gaussianos, como lo indica la correlación entre m_s y p_F de la figura A.3. Definimos el peso asociado a cada par p_F, m_s en este caso como:

$$W = \exp \frac{\chi^2 - \chi^2_{min}}{2}$$

[2] el error asociado a este espectro es mucho menor que a los anteriores, por lo cual no es necesario acumular una gran estadística

tipo de "background"	$P_{corl}(\%)$	Δ estadístico	Δ sistemático
$b(bg)$	29.5	± 2.0	± 2.1
$c(bg)$	55.7	± 3.9	± 5.7
$d, u, s(bg)$	29.5	± 1.4	± 3.1

Tabla B.3: *Correlación entre la carga del muón y la del quark del que procede para muons de "background"*

procede es diferente para cada tipo de background y depende además del tipo de partícula. El valor obtenido para estos factores de correlación depende pues de las fracciones de cada hadrón impuestas en JETSET. Variando en torno al 10% las proporciones relativas de los principales hadrones que producen "decay" o "punchthrough", obtenemos las variaciones en los valores de P_{corl} promediados en el espectro de P_μ que aparecen en la tabla B.3 como errores sistemáticos en P_{corl}.

B.1.7 Correlación entre las distribuciones de una pareja de muones del mismo suceso

En el cálculo del parámetro de mezcla hemos utilizado como probabilidad de encontrar una pareja de muones con momentos $(P_{\mu_1}, P_{T\mu_1})$ y $(P_{\mu_2}, P_{T\mu_2})$ una probabilidad factorizada como el producto de las probabilidades del muón 1 y el 2. Para tener en cuenta la posible correlación entre las distribuciones de ambos muones, multiplicamos la ecuación 4.7 por un factor que tomamos de la forma siguiente

canal de dimuones	K_p	K_{p_t}
$b \to \mu, b \to \mu$	0.049 ± 0.015	0.000 ± 0.015
$b \to \mu, b \to c \to \mu$	0.046 ± 0.080	0.042 ± 0.080
$b \to \mu, b(bg)$	0.022 ± 0.040	0.004 ± 0.040

Tabla B.4: *Correlación entre los momentos (K_p) y los momentos transversales (K_{p_t}) de los dos muones de un suceso de la muestra seleccionada de Monte Carlo*

$$C(P_{\mu 1}, P_{T\mu 1}, P_{\mu 2}, P_{T\mu 2}) = e^{-K_{p_t}\delta p_{t1}\delta p_{t2}} e^{-K_p \delta p_1 \delta p_2}$$

donde

$$\delta p_{ti} = (P_{T\mu i} - < P_{T\mu i} >)/\sigma_{P_{T\mu i}} \quad and \quad \delta p_i = (P_{\mu i} - < P_{\mu i} >)/\sigma_{P_{\mu i}}$$

Utilizando los sucesos Monte Carlo seleccionados, hemos determinado los valores de K_p y K_{p_t} canal a canal[3]. Sin embargo, sólo para unos pocos canales contamos con la suficiente

[3]el incluir más de un canal en la deternación de estas constantes introduciría una falsa correlación

estadística para poder dar un valor de estas constantes. Los valores para estos canales aparecen en la tabla B.4. Los resultados obtenidos parecen indicar la presencia de una ligera correlación. Dicha correlación puede ser debida a la emisión de gluones duros[4]. En cualquier caso el cambio del valor obtenido de χ_b, incluso para valores de la correlación mucho mayores es 100 veces inferior al error estadístico, por lo cual este efecto no será tenido en cuenta.

[4]utilizando una muestra de sucesos sin reconstruir, obtenemos un valor de 0.00 ± 0.001 para sucesos $b \rightarrow \mu, b \rightarrow \mu$ de dos jets

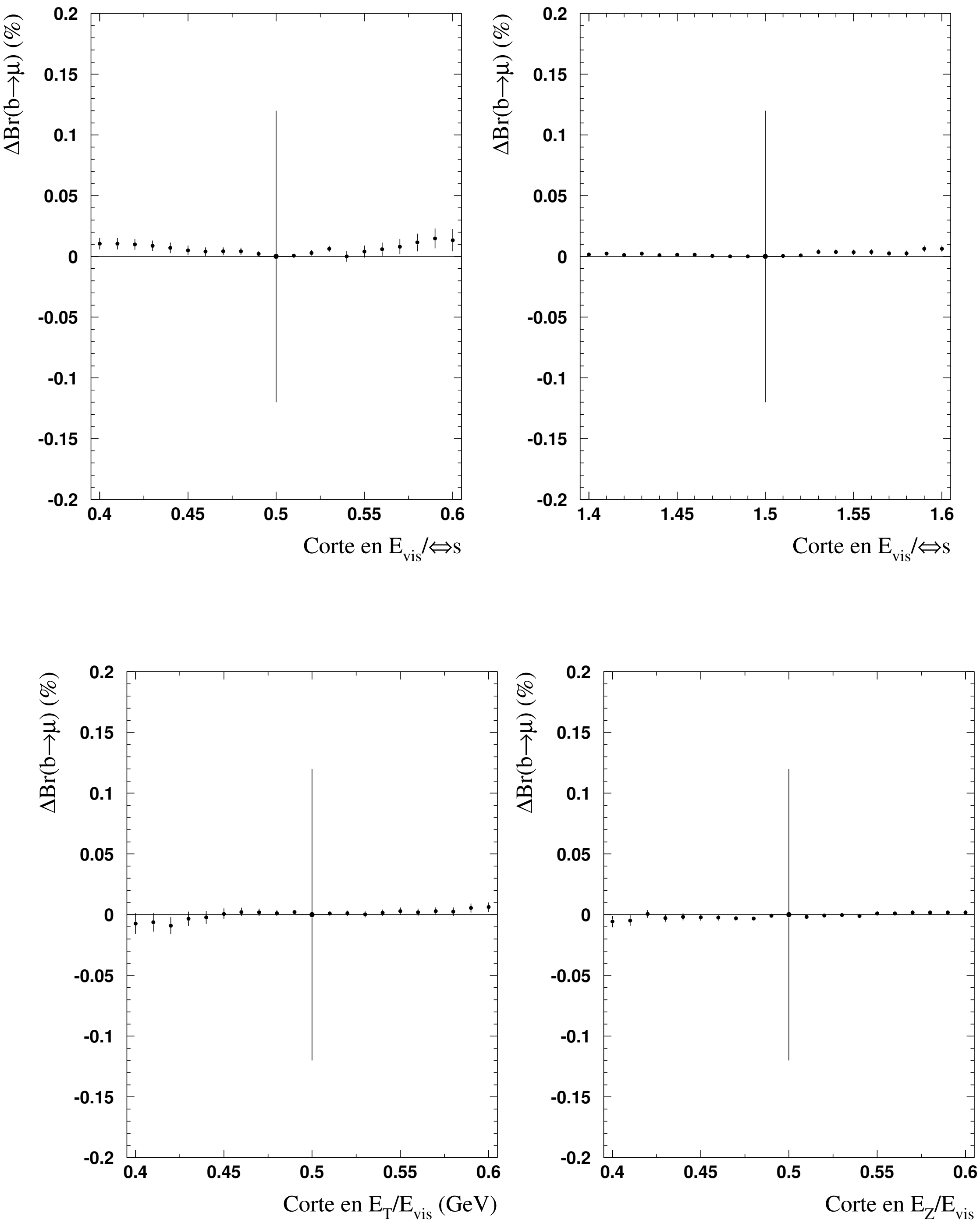
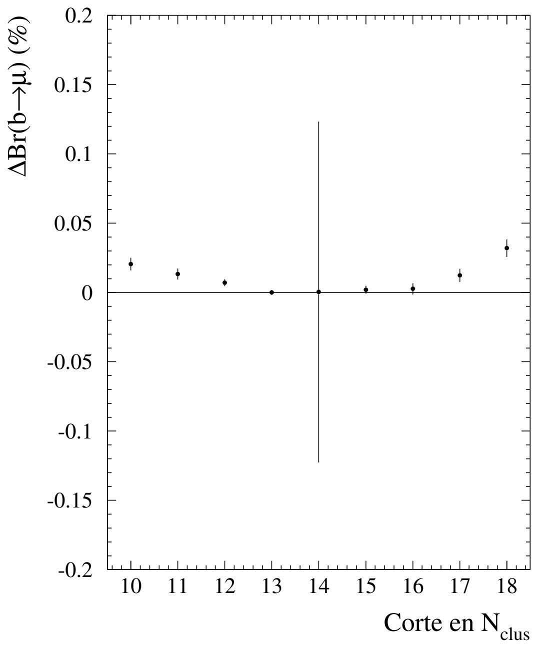


Figura B.5: *Variaciones en el $Br_{b\mu}$ al variar los valores de los cortes de selección*



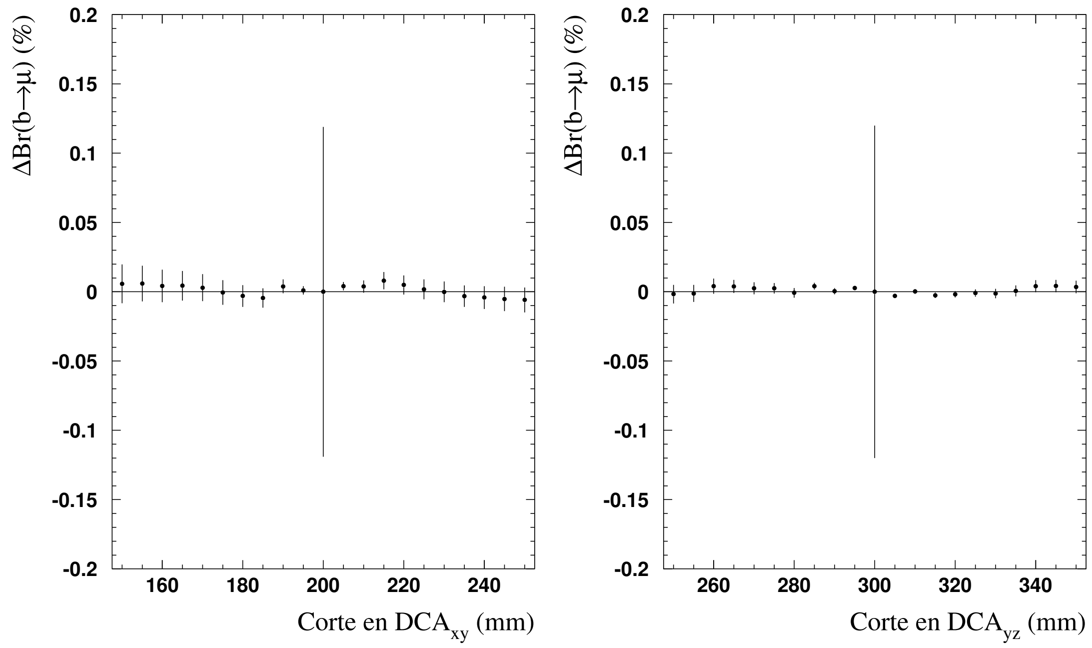


Figura B.6: *Variaciones en el $Br_{b\mu}$ al variar los valores de los cortes de selección*

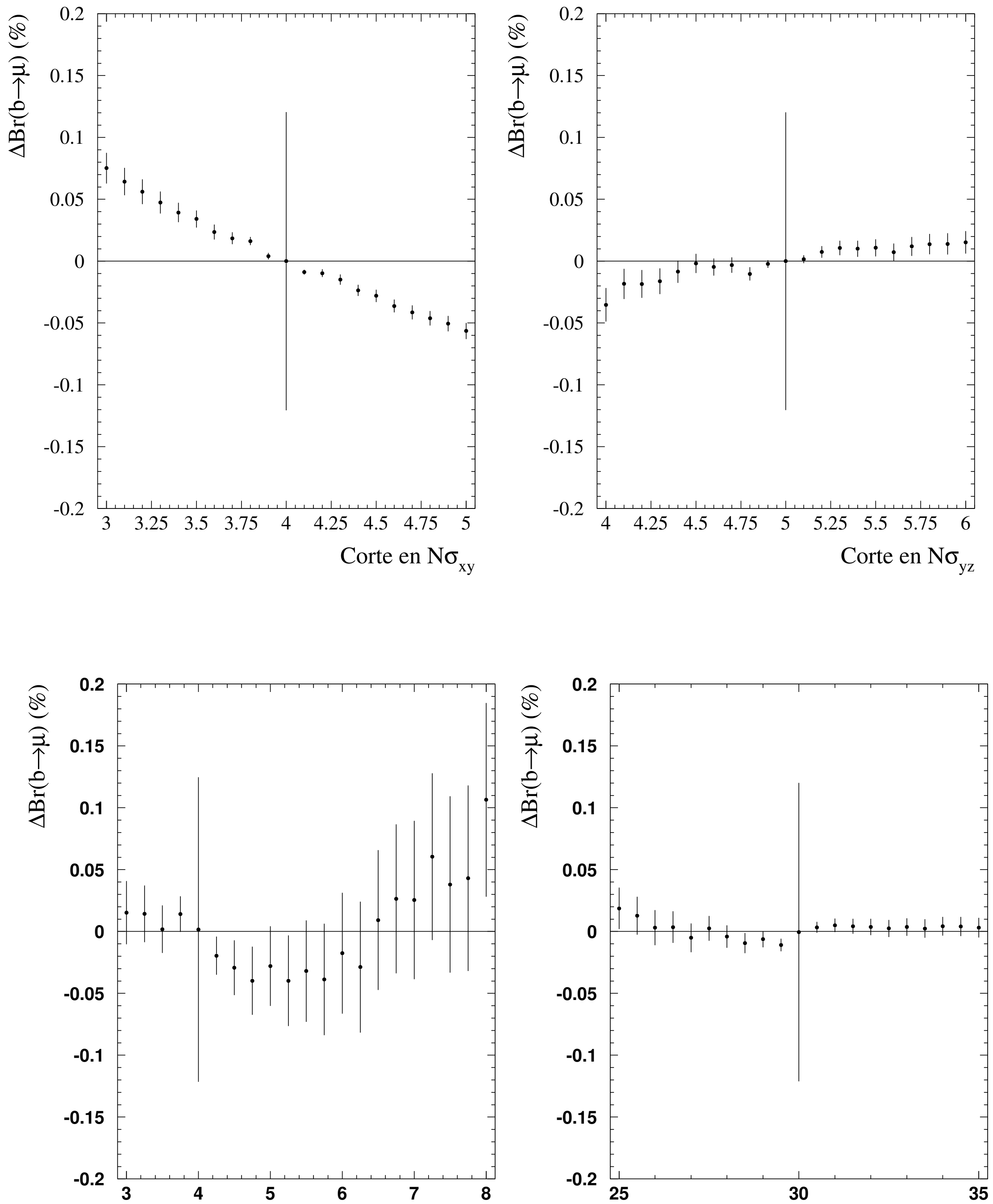


Figura B.7: *Variaciones en el $Br_{b\mu}$ al variar los valores de los cortes de selección*

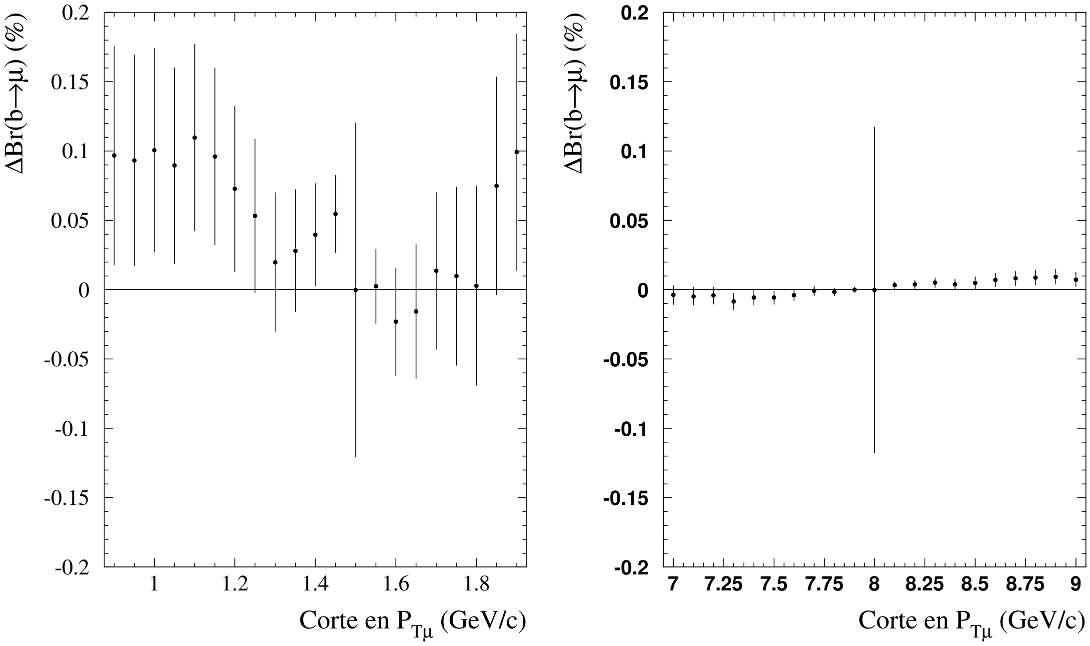


Figura B.8: *Variaciones en el $Br_{b\mu}$ al variar los valores de los cortes de selección*

B.2 Tablas de errores sistemáticos

B.2.1 Errores sistemáticos en $Br_{b\mu}$ por el método del cociente di-muones/muones

Sistemático	Variación	$\Delta Br_{b\mu}$
Estadística MC		± 0.21
Ineficiencias	Tabla A.13	± 0.13
Luminosidad	$\pm 0.7\%$	± 0.01
Parámetros Modelo Standard	Tablas B.1,B.2	$< \pm 0.01$
ε_b^z	$0.74^{+0.054}_{-0.058}$ %	± 0.05
ε_c^z	$5.6 \pm 1.4\%$	± 0.02
Espectro $b \to \mu$	Apart. B.1.5	± 0.02
Espectro $c \to \mu$	Apart. B.1.5	${}^{+0.10}_{-0.13}$
Espectro $b \to c$	Apart. B.1.5	± 0.02
$Br(\text{c-hadr} \to \mu)$	Tabla A.6	± 0.18
R_{bc}	$97.6^{+1.6}_{-1.3}$ %	± 0.02
$R_{b\bar{c}}$	$13.5^{+5.5}_{-5.2}$ %	± 0.03
$Br_{b\tau\mu}$	$0.50 \pm 0.05\%$	± 0.02
% b-hadrones	Tabla A.2	± 0.04
% c-hadrones	Tabla A.5	± 0.03
%b-hadr $\to$ c-hadr	Tabla A.9	± 0.02
Selección		< 0.2
Acolinearidad	$40^o - 90^o$	± 0.01
"Decay" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.03
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.10
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 0.03
$Br(b \to \mu) = (11.32 \pm 0.40 \pm 0.41)$ %		

B.2.2 Errores sistemáticos en $\sigma_{b\bar{b}}$(91.265 GeV)

Sistemático	Variación	$\Delta\sigma_{b\bar{b}}$
Estadística MC		± 24
Ineficiencias	Tabla A.13	± 18
Luminosidad	$\pm 0.7\%$	± 45
Parámetros Modelo Standard	Tablas B.1,B.2	$^{+46}_{-36}$
ε_b^z	$0.74^{+0.054}_{-0.058}$ %	± 10
ε_c^z	$5.6 \pm 1.4\%$	± 1
Espectro $b \to \mu$	Apart. B.1.5	± 31
Espectro $c \to \mu$	Apart. B.1.5	$^{+27}_{-37}$
$Br_{b\mu}$	± 0.40	± 206
R_{bc}	$97.6^{+1.6}_{-1.3}$ %	± 7
$R_{b\bar{c}}$	$13.5^{+5.5}_{-5.2}$ %	± 15
Br(c-hadr $\to \mu$)	Tabla A.6	$^{+64}_{-62}$
Selección		< 30
"Decay" μ	$100 \pm 10\%$	± 16
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 51
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 24
$\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b}) = 6521^{+64+125}_{-65-123} \pm 206\ pb$		

B.2.3 Errores sistemáticos en $Br_{b\mu}$ por el método de ajuste

Sistemático	Variación	$\Delta Br_{b\mu}$
Estadística MC		± 0.047
Ineficiencias	Tabla A.13	± 0.031
Luminosidad	$\pm 0.7\%$	± 0.077
Parámetros Modelo Standard	Tablas B.1,B.2	${}^{+0.083}_{-0.069}$
ε_b^z	$0.712^{+0.054}_{-0.058}$ %	± 0.024
ε_c^z	$5.6 \pm 1.4\%$	± 0.003
Espectro $b \rightarrow \mu$	Apart. B.1.5	± 0.078
Espectro $c \rightarrow \mu$	Apart. B.1.5	${}^{+0.063}_{-0.088}$
Espectro $b \rightarrow c$	A.5	± 0.025
Br(c-hadr $\rightarrow \mu$)	Tabla A.6	${}^{+0.093}_{-0.085}$
R_{bc}	$97.6^{+1.6}_{-1.3}$ %	${}^{+0.009}_{-0.010}$
$R_{b\bar{c}}$	$13.5^{+5.5}_{-5.2}$ %	± 0.043
$Br_{b\tau\mu}$	0.72 ± 0.17 %	${}^{+0.026}_{-0.037}$
% b-hadrones	Tabla A.2	± 0.053
% c-hadrones	Tabla A.5	± 0.010
%b-hadr $\rightarrow$ c-hadr	Tabla A.9	± 0.008
% hadr. pesados/hadr. ligeros	$\pm 10\%$	± 0.009
Selección		< 0.1
"Decay" μ	$100 \pm 10\%$	${}^{+0.029}_{-0.032}$
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.090
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 0.035
$Br(b \rightarrow \mu) = (11.23 \pm 0.12 \pm 0.25)\%$		

B.2.4 Errores sistemáticos en ε_b^z

Sistemático	Variación	$\Delta\varepsilon_b^z$
Estadística MC		± 3.5
Ineficiencias	Tabla A.13	± 2.0
Luminosidad	$\pm 0.7\%$	± 6.5
Parámetros Modelo Standard	Tablas B.1,B.2	$^{+0.6}_{-0.8}$
ε_c^z	$5.6 \pm 1.4\%$	± 15
Espectro $b \to \mu$	Apart. B.1.5	± 12
Espectro $c \to \mu$	Apart. B.1.5	$^{+9.7}_{-6.6}$
$Br_{b\mu}$	± 0.12 %	± 11
Br(c-hadr $\to \mu$)	Tabla A.6	$^{+5.6}_{-5.3}$
Selección		< 20
"Decay" μ	$100 \pm 10\%$	± 5.0
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 1.0
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 18
$\varepsilon_b^z = (712.4^{+54.3}_{-58.4} \pm 36.7) \times 10^{-5}$		

B.2.5 Errores sistemáticos en χ_b

Sistemático	Variación	$\Delta\chi_b$
ε_b^z	$0.712^{+0.054}_{-0.058}$ %	± 0.06
ε_c^z	$5.6 \pm 1.4\%$	± 0.03
$Br_{b\mu}$	± 0.12 %	± 0.36
Br(c-hadr $\rightarrow \mu$)	Tabla A.6	± 0.16
R_{bc}	$97.6^{+1.6}_{-1.3}$ %	± 0.02
$R_{b\bar{c}}$	$13.5^{+5.5}_{-5.2}$ %	$^{+0.01}_{-0.05}$
Correl $Q_\mu - Q_{quark}$	Tabla B.3	0.31
Confusión carga	$0.2 \pm 0.2\%$	0.18
Selección		¡0.3
Acolinearidad	$40^o - 90^o$	0.07
"Decay" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.02
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.04
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 0.21
χ_b= $(\mathbf{12.04}^{+1.81}_{-1.99} \pm 0.66)$ %		

B.2.6 Errores sistemáticos en $A_{b\bar{b}}^{FB}$

Sistemático	Variación	$\Delta A_{b\bar{b}}^{FB}$
Modelo Standard parámetros	Tablas B.1,B.2	${}^{+0.05}_{-0.03}$
ε_b^z	$0.712^{+0.054}_{-0.058}$ %	± 0.01
Espectro $b \to \mu$	Apart. B.1.5	± 0.01
Espectro $c \to \mu$	Apart. B.1.5	± 0.03
$Br_{b\mu}$	± 0.12 %	± 0.10
Br(c-hadr $\to \mu$)	Tabla A.6	± 0.05
$R_{b\bar{c}}$	$13.5^{+5.5}_{-5.2}$ %	± 0.01
$Br_{b\tau\mu}$	0.72 ± 0.17 %	± 0.01
Correl $Q_\mu - Q_{quark}$	Tabla B.3	0.08
Confusión carga	$0.2 \pm 0.2\%$	± 0.02
Selección		< 0.4
"Punchthrough" μ	$100 \pm 10\%$	± 0.02
Resolución $P_{T\mu}$	$\pm 0.3^o$	± 0.15
${A_{b\bar{b}}^{FB}}^{OBS} = (5.85 \pm 1.40 \pm 0.45)$ %		
χ_b	$0.120^{+0.018}_{-0.020}$	${}^{+0.42}_{-0.39}$
$A_{b\bar{b}}^{FB} = (7.71 \pm 1.84 \pm^{+0.72}_{-0.71})$ %		

Apéndice C

Comparación con otros experimentos

C.0 Introducción

En este apéndice nos limitamos a enumerar los resultados obtenidos por otros experimentos en las medidas de los parámetros experimentales que hemos determinado en este trabajo. En las tablas adjuntas figura el nombre del experimento junto a la referencia, la energía centro de masas del mismo y el valor de la medida. En el caso del $Br(b \to \mu)$ suponemos universalidad leptónica y damos también los resultados de $Br(b \to e)$ indicando en cada caso de que leptón se trata. En el cso de la sección eficaz $\sigma(e^+e^- \to Z^0, \gamma \to b\bar{b})$, puesto que no hemos encontrado publicada ninguna medida de la misma, damos los valores obtenidos recientemente en LEP para el cociente de anchuras $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}}$, variable que es la más frecuentemente utilizada por estos experimentos.

C.1 Medidas de $BR(b \to l)$

Experimento	$\sqrt{s}$	$Br(b \to \mu)(\%)$
	leptones	
CUSB (e) [86]	$\Upsilon(4S)$	$10.4 \pm 0.7 \pm 0.2$
CLEO ($e+\mu$) [87]	$\Upsilon(4S)$	$11.0 \pm 0.3 \pm 0.7$
Crystall Ball (e) [88]	$\Upsilon(4S)$	$12.0 \pm 0.5 \pm 0.7$
ARGUS ($e+\mu$) [89]	$\Upsilon(4S)$	$10.3 \pm 0.6 \pm 0.2$
CUSB (e) [90]	$\Upsilon(4S)$	$10.0 \pm 0.4 \pm 0.3$
CLEO ($e+\mu$) [91]	$\Upsilon(4S)$	$10.8 \pm 0.2 \pm 0.6$
MAC (e) [92]	29 GeV	$11.3 \pm 1.9 \pm 3.0$
MAC (μ) [92]	29 GeV	$15.5^{+5.4}_{-2.9}$
MARK J (μ) [93]	$33 \leq \sqrt{s} \leq 38.54$ GeV	$10.5 \pm 1.5 \pm 1.3$
CELLO (e) [94]	(14,22,34) GeV	$14.1 \pm 5.8 \pm 3.0$
CELLO (μ) [94]	(14,22,34) GeV	$8.8 \pm 3.4 \pm 3.5$
TASSO (e) [95]	34.6 GeV	$11.1 \pm 3.4 \pm 4.0$
TASSO (μ) [96]	34.5 GeV	$11.7 \pm 2.8 \pm 1.0$
TPC (e) [97]	29 GeV	$111.2 \pm 1.8 \pm 1.0$
TPC (μ) [98]	29 GeV	$15.2 \pm 1.9 \pm 1.2$
DELCO (e) [99]	29 GeV	$14.9^{+2.2}_{-1.9}$
JADE (μ) [100]	34.6 GeV	$11.7 \pm 1.6 \pm 1.5$
MARK II (e) [101]	29 GeV	$11.2 \pm 0.9 \pm 1.1$
MARK II (μ) [101]	29 GeV	$11.8 \pm 1.2 \pm 1.0$
L3 ($e+\mu$) (1990) [67]	LEP I	$11.9 \pm 0.3 \pm 0.6$
DELPHI ($e+\mu$) [68]	LEP I	10.1 ± 1.3
OPAL ($e+\mu$) [102]	LEP I	$10.5 \pm 0.6 \pm 0.5$
ALEPH ($e+\mu$) [103] (prel)	LEP I	$11.4 \pm 0.33 \pm 0.37$
Este trabajo	LEP I	$11.23 \pm 0.12 \pm 0.25$
	dileptones/leptones	
CLEO ($e+\mu$) [91]	$\Upsilon(4S)$	$9.9 \pm 3.0 \pm 0.9$
L3 ($e+\mu$) (1990) [67]	LEP I	$11.3 \pm 1.0 \pm 0.6$
DELPHI ($e+\mu$) [68]	LEP I	$10.0 \pm 0.7 \pm 0.7$
Este trabajo	LEP I	$11.32 \pm 0.40 \pm 0.41$

C.2 Medidas de ε_b^z o $< X_E^b >$

Experimento	$\sqrt{s}$	$\varepsilon_b^z(10^{-3})$
DELPHI $(e+\mu)$ [68]	LEP I	$8^{+5}_{-3} \pm 2$
Este trabajo	LEP I	$7.12^{+0.54}_{-0.58} \pm 37\ 10^{-3}$
Experimento	$\sqrt{s}$	¡X_E^b¿
ALEPH $(e+\mu)$ [66]	LEP I	$0.67^{+0.04}_{-0.03}$
L3 $(e+\mu)$ [67] (1990)	LEP I	$0.686 \pm 0.006 \pm 0.016$
OPAL $(e+\mu)$ [102]	LEP I	$0.697 \pm 0.006 \pm 0.011$
ALEPH $(e+\mu)$ [103] (prel)	LEP I	$0.714 \pm 0.004 \pm 0.005$
Este trabajo	LEP I	$0.693 \pm 0.003 \pm 0.002$

C.3 Medidas de $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$

Experimento	$\sqrt{s}$	$\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$
leptones		
ALEPH (prel.) [104]	LEP I	$0.2223 \pm 0.0042 \pm 0.0057$
DELPHI (prel.) [105]	LEP I	$0.222 \pm 0.009 \pm 0.004$
OPAL (prel.) [106, 107]	LEP I	$0.221 \pm 0.004 \pm 0.010$
varibles de forma		
ALEPH [108]	LEP I	$0.228 \pm 0.005 \pm 0.005$
DELPHI [109]	LEP I	$0.232 \pm 0.011 \pm 0.017$
vida media		
ALEPH [110]	LEP I	$0.2192 \pm 0.0022 \pm 0.0031$
DELPHI (prel.) [111]	LEP I	$0.2060 \pm 0.0066 \pm 0.0060$
DELPHI (prel.) [112]	LEP I	$0.222 \pm 0.007 \pm 0.007$
OPAL [113]	LEP I	$0.222 \pm 0.007 \pm 0.008$
OPAL (prel.) [114]	LEP I	$0.2133 \pm 0.0041 \pm 0.0043$
Este trabajo	LEP I	$0.2140 \pm 0.0021 \pm 0.0081$

C.4 Medidas de χ_b

Experimento	$\sqrt{s}$	χ_b
leptones		
L3 [115]	LEP I	$0.118 \pm 0.012 \pm 0.010$
DELPHI [116]	LEP I	$0.131^{+0.014}_{-0.015} \pm 0.012$
D0 [117]	Tevatron	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.06$
OPAL [102]	LEP I	$0.105 \pm 0.009 \pm 0.010$
ALEPH [103]	LEP I	$0.114 \pm 0.014 \pm 0.007$
técnica de la carga del jet		
ALEPH [118]	LEP I	$0.113 \pm 0.018 \pm 0.027$
DELPHI [119]	LEP I	$0.144 \pm 0.014^{+0.019}_{-0.017}$
Este trabajo	LEP I	$0.120^{+0.018}_{-0.020} \pm 0.007$

C.5 Medidas de $A^{FB}_{b\bar{b}}(\approx M_Z)$

Experimento	$\sqrt{s}$	$A^{FB}_{b\bar{b}}(\approx M_Z)$
	leptones	
ALEPH [120](prel.)	LEP I	$0.081 \pm 0.010 \pm 0.003$
DELPHI [121](prel.)	LEP I	$0.102 \pm 0.016 \pm 0.012$
OPAL [122](prel.)	LEP I	$0.091 \pm 0.010 \pm 0.007$
	vértice	
ALEPH [123](prel.)	LEP I	$0.109 \pm 0.018 \pm 0.005$
DELPHI [124](prel.)	LEP I	$0.116 \pm 0.019 \pm 0.020$
Este trabajo	LEP I	$0.086 \pm 0.021 \pm .008$

Referencias

[1] UA1 Collab., G.Arnison *et al.*, Phys.Lett. **B122** (1983) 103;
UA1 Collab., G.Arnison *et al.*, Phys.Lett. **B126** (1983) 398;
UA1 Collab., P.Bagnaia *et al.*, Phys.Lett. **B129** (1983) 130.

[2] S.L.Glashow, Nuc.Phys. **22** (1961) 579;
S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264;
A.Salam, *Proc.* 8^{th} *Nobel Symp.* (1968), Stockholm. Ed. Svartholm.

[3] M.Aguilar-Benítez *et al.*, Phys.Rev. **D45** (1992) 1.

[4] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collab y "The LEP Electroweak Working Group", CERN-PPE 93-157 (26 Agosto 1993).

[5] M.Kobayashi y T.Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

[6] J.H.Christenson *et al.*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 138.

[7] CFS Collab., S.W.Herb *et al.*, Phys.Rev.Lett. **39** (1977) 252.

[8] J.H.Kühn *et al.*, "Z Physcs at LEP 1", editado por G.Altarelli *et al.*, CERN 89-08, Vol. 1 (1989), pag. 7.

[9] J.H.Kühn y P.M.Zerwas, "Heavy Flavours at LEP", MPI-PAE/PTh 49/89 (Agosto 1989); "Z Physcs at LEP 1", CERN 89-08, Vol. 1 (1989), pag. 267;
B.A.Kniehl y J.H.Kühn, Phys.Lett. **B224** (1989) 229.

[10] S.Gorisny, A.L.Kataev y S.A.Larin, Phys.Lett. **B259** (1991) 144.

[11] W.F.L.Hollik, Z.Phys. **C43** (1989) 497;
F.Jegerlehner, Proc. XI Int. School of Theor. Physics, Szczyrk, Polonia, World Scientific (1988);
B.W.Lynn y R.G.Stuart, Nuc.Phys. **B 253** (1985) 216.

[12] F.A.Berends, "Z Physcs at LEP 1", editado por G.Altarelli *et al.*, CERN 89-08, Vol. 1 (1989), pag. 89.

[13] M.Böhm, W.Hollik *et al.*, "*Z* Physics at LEP I", editado por G.Altarelli *et al.*, CERN 89-08, Vol. 1 (1989), pag. 203.

[14] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Lett. **B248** (1990) 464.

[15] Korzywicki, B.Peterson, Phys.Rev. **D6** (1972) 924;
J.Finkelstein, R.D. Peccei, Phys.Rev. **D6** (1972) 2606;
F.Niedermayer, Nuc.Phys. **B79** (1974) 732;
A.Casher, J.Kogut, L.Susskind, Phys.Rev. **D10** (1974) 732.

[16] R.D.Field, R.P.Feynman, Nuc.Phys. **B316** (1978) 1.

[17] P.Hoyer, P.Osland, H.G.Sander, T.F.Walsh, P.M.Zerwas, Nuc.Phys. **B161** (1979) 349;
A.Ali, J.G.Körner, G.Kramer, J.Willrodt, Nuc.Phys. **B168** (1980) 409;
A.Ali, E.Pietarinen, G.Kramer, J.Willrodt, Phys.Lett. **B93** (1980) 155.

[18] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Z.Phys. **C55** (1992) 39 y referencias allí contenidas.

[19] G.C.Fox, S.Wolfram, Nuc.Phys. **B168** (1980) 285;
R.D.Field, S.Wolfram, Nuc.Phys. **B213** (1983) 65;
G.Marchesini, B.R.Webber, Nuc.Phys. **B310** (1988) 461.

[20] X.Artru, G.Mennessier, Nuc.Phys. **70** (1974) 93.

[21] B.Anderson, G.Guftanson, G.Ingelman, T.Sjöstrand, Phys.Rev. **97** (1983) 31.

[22] L.M.Sehgal, *Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies* (Bonn, 1981) 837;
N.Schmitz, *Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies* (Bonn, 1981) 527.

[23] R.D.Field, R.P.Feynman, Phys.Rev. **D15** (1977) 2590.

[24] Y.I.Azimov *et al.*, preprint Leningrado LNPI-222, 1976.

[25] M.Suzuki, Phys.Lett. **B71** (1977) 139.

[26] J.D.Bjorken, Phys.Rev. **D17** (1978) 171.

[27] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.Zerwas, Phys.Rev. **D27** (1983) 105.

[28] P.Collins y T.Spiller, J.Phys **G11** (1985) 1284.

[29] V.G.Karvelishvili *et al.*, Phys.Lett. **B78** (1980) 615.

[30] A.Ali y C.Greub, Phys.Lett. **B259**, (1991) 182;
R. Grigjanis *et al.*, Phys.Lett. **B213** (1988) 355;
L.L Chaud y H.Y.Cheng, Phys.Rev.Lett. **59** (1987) 958;
M.B.Gavela *et al.*, Phys.Lett. **B154** (1985) 425.

[31] M.B.Gavela *et al.*, Phys.Lett. **B154**, (1985) 425;
L.-L.Chau y H.Y.Cheng, Phys.Rev.Lett. **59**, (1987) 958;
N.G.Deshpande *et al.*, Z.Phys. **C40**, (1988) 369;
R.Grigjanis *et al.*, Phys.Lett. **B213**, (1988) 355;
N.G.Deshpande y J.Trampetic, Phys.Rev.Lett. **60**, (1988) 2583;
A.Ali y C.Greub, Phys.Lett. **B259**, (1991) 182.

[32] CLEO Collab., Avery *et al.*, Phys.Lett. **B223**, 470 (1989);
ARGUS Collab., M.Danilov, DESY 89-147, (1988)

[33] G.Altarelli, N.Cabibbo, G.Corbó, L.Maiani y G.Martinelli, Nuc.Phys. **B208** (1982) 365.

[34] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein y M.B.Wise, Phys.Rev. **D39** (1989) 799.

[35] M.Wirbel, B.Stech y M.Bauer, Z.Phys. **C29** (1985) 637;
H.Pietschmann y F.Schoeberl, Europhys.Lett 2 (1986) 583;
.Altomari y L.Wolfenstein, CMU-HEP 86 (1987);
J.G.Koerne y G.A.Schuler, Z.Phys. **C38** (1988) 511.

[36] L.Maiani, preprint Roma n.798 (Mayo 1991);
P.Boucaud *et al.*, Phys.Rev. **D41** (1990) 3541;
C.R.Allton *et al.*, preprint Southampton SHEP 89/90-11 (1990);
C.Alexandrou *et al.*, preprint PSI PSI-PR-90-28 (1990).

[37] E.V.Shuryak, Nuc.Phys. **B198** (1982) 83;
S.Narison, Phys.Lett. **B197** (1987) 405;
C.A.Dominguez y N.Paver, Phys.Lett. **B197** (1987) 405,Phys.Lett. **B199** (1987) 596;
H.Schroeder, *Rep.Prog.Phys.* **52** (1989) 765;
P.J.Franzini, Phys.Rev. **173** (1989) 1;
J.L.Rosner, Univ. of Chicago preprint, EFI 90-63 (1990).

[38] ECFA 81/54 General meeting on LEP, Villars;
LEP Design Report, Vol I, "The LEP injector chain" CERN-LEP/83-29, (1983);
LEP Design Report, Vol I, "The LEP main ring" CERN-LEP/84-01, (1984);
G.Bachy, A.Hofmann y S.Myers, "The LEP collider: construction, project and outlook", CERN 89-44.

[39] I.Wilson y H.Henke. "The LEP main ring accelerating structure", CERN 89-09 (1989).

[40] "The energy calibration of LEP in 1991", CERN-PPE/92-125, CERN-SL/92-37(DI) (1992).

[41] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, "The construction of the L3 experiment", Nucl.Inst.Meth. **A289** (1990) 35.

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

[43] J.A.Bakken *et al.*, "Performance of a prototype BGO calorimeter in an electron beam from 2 to 50 GeV", Nuc.Inst.Meth. **A 254** (1987) 535;
M.Schneegans, "Progress of the L3 BGO calorimeter", Nuc.Inst.Meth. **A 257** (1987) 528.

[44] Y.Galaktionov *et al.*, "The performance of a uranium gas sampling calorimeter", Nuc.Inst.Meth. **A 251** (1986) 258;
A.Arefiev *et al.*, "A detailed study of the performance of the uranium-gas sampling calorimeter", Nuc.Inst.Meth. **A 285** (1989) 403;
B.Bleichert *et al.*, "Test results from a uranium calorimeter using wire chamber read-out", Nuc.Inst.Meth. **A 254** (1987) 529;
A.Arefiev *et al.*, "Analysis and simulation of hadronic showers in an uranium gas-sampling calorimeter", Nuc.Inst.Meth. **A 288** (1990) 364;
O.Adriani *et al.*, "Hadronic calorimetry in the L3 detector", Nuc.Inst.Meth. **A 302** (1991) 53.

[45] Y.Peng, "The muon spectometer of the L3 detector at LEP", Tesis Doctoral, Univ. de Amsterdam (1988);
J.Onvlee, "The behaviour of the L3 muon chambers in a magnetic field", Tesis Doctoral, Univ. de Amsterdam (1989);
B.Adeva *et al.*, "Muon detection in the L3 experiment at LEP", Nuc.Inst.Meth. **A 277** (1989) 187.

[46] E.González, "Medida precisa de muones con el detector L3 en LEP", Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1990).

[47] M.Fukushima, "L3 level-1 muon trigger", L3 note # 515 (1987);
J.Perrier, "Level 1 TEC trigger", L3 note # 622, (1988);
T.S.Dai y M.Fukushima, "Level 1 muon trigger schematics", L3 note # 668 (1989);
R.Bizarri *et al.*, Nuc.Inst.Meth. **AS 283** (1989) 799;
M.Bourquin *et al.*, Nuc.Inst.Meth. **A 302** (1991) 151.

[48] O.Adriani*et al.*, Nuc.Inst.Meth. **A306** (1991) 151.

[49] DELPHI Collab., P. Abreu et al., CERN-PPE/90-173 (1990).

[50] JETSET 7.3; T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. **39** (1986)347;
T.Sjöstrand y M.Bengtsson, Comp.Phys.Comm. **43** (1987) 367;
T.Sjöstrand y M.Bengtsson, Comp.Phys.Comm. **67** (1992) 465.

[51] R.Brun *et al.*, "GEANT 3", CERN DD/EE/84-01 (Revisada en Sept. 1987).

[52] S.Jadach, B.F.Ward y Z.Was, KORALZ, Comp.Phys.Comm. **66** (1991) 276.

[53] F.A.Berends, P.H.Daverveldt, R.Kleiss, DIAG36, *Comp. Phys. Com.* 40 (1986) 285.

[54] J.Alcaraz, "Estudio del proceso $ee \rightarrow \mu\mu\gamma$ en el detector L3 de LEP", Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1991).

[55] H.-G.Moser, "B Mixing", CERN-PPE/93-164 (Sept. 1993).

[56] J.Ellis *et al.*, Nuc.Phys. **B131**,285 (1977);
A.Ali, Z.Phys. **C1**,25 (1979);
G.Altarelli *et al.*, Nuc.Phys. **B208**,365 (1982);
E.Quigg and J.L.Rosner, Phys.Rev. **D19**, 1532 (1979);
M.Voloshin y M.Shifman, Sov. Phys. JETP 64, 446 (1986).

[57] I.I.Bigi, "B Decays", editado por A.Ali (1992) 102.

[58] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Lett. **270** (1991) 11.

[59] M. Chamizo. Trabajo de licenciatura (en preparación).

[60] L3 Collab., O.Adriani *et al.*, Phys.Rep. **236** (1993) 1.

[61] H.Fesefeldt, RWTH Aachen Prepint PITHA 85/02 (1985).

[62] J.M.Benlloch, XXII International Meeting on Fundamental Physics. Jaca, Febrero 1994.

[63] MARK II Collab., M.E.Nelson *et al.*, Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 1542;
MARK J Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 443;
TASSO Collab., M.Althoff *et al.*, Z.Phys. **C22** (1984) 219;
TASSO Collab., M.Althoff *et al.*, Phys.Lett. **146B** (1984) 443;
JADE Collab., W.Bartel *et al.*, Z.Phys. **C33** (1987) 339;
MAC Collab., B.Fernández *et al.*, Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 2054;
DELCO Collab., T.Pal *et al.*, Phys.Rev. D33 (1986) 2708;
DELCO Collab., D.E.Koop *et al.*, Phys.Rev.Lett. **52** (1984) 970;
TPC Collab. H.Aihara *et al.*, Phys.Rev. **D31** (1985) 2719;
TPC Collab. H.Aihara *et al.*, Z.Phys. **C27** (1985) 39.

[64] J.Chrin, Z.Phys. **C36** (1987) 163.

[65] OPAL Collab., G.Alexander *et al.*, Z.Phys. **C53** (1992) 567;
ALEPH Collab., D.Decamp *et al.*, Phys.Lett. **266B** (1991) 218;
DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, CERN-PPE/93-70.

[66] ALEPH Collab., D.Decamp *et al.*, Phys.Lett. **B244** (1990) 551.

[67] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Lett. **B261** (1991) 177.

[68] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, Z.Phys. **C56** (1992) 47.

[69] B.Anderson, G.Gustafson, T.Sjöstrand, Physica Scripta **32** (1985) 574.

[70] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, Phys.Lett. **B281** (1992) 394;
ALEPH Collab., D.Buskulic; Phys.Lett. **B294** (1992) 145;
OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, Phys.Lett. **B295** (1992) 357;
DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, Phys.Lett. **B311** (1993) 379;
ALEPH Collab., D.Buskulic; Phys.Lett. **B312** (1993) 379;
DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, Z.Phys. **C57** (1993) 181.

[71] CLEO Collab., S.Henderson *et al.*, PR **D45** (1992) 2213;
CUSB-II Collab., C.Yanagisawa *et al.*, PRL **66** (1991) 2436;
Crystal Ball Collab., DESY 88-111/SLAC-PUB-4691 (Ago. 1988).

[72] ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.*, PL **B249** (1990) 359.

[73] CLEO Collab., D.Bortoletto *et al.*., Phys.Rev. **D37** (1988) 1719; Phys.Rev. **D39** (1989) 1471.

[74] OPAL Collab., M.Akwary *et al.*, Phys.Lett. **B262** (1991) 341;
ALEPH Collab., D.Decamp *et al.*, CERN-PPE 91-114;
DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, CERN-PPE 93-70.

[75] D.Trilling *et al.*, Phys.Rev.Lett. 48 (1982) 1515.

[76] DELCO Collab., W.Bacino *et al.*, Phys.Rev.Lett. **43** (1979) 1073;
MARK III Collab., R.M.Baltrusaitis *et al.*, Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 1976.

[77] D.Atwood y W.J.Marciano, Phys.Rev. **D41** (1990) 1736.

[78] D.H.Miller *Proc. XVII International Meeting on Fundamental Physics.* (Lekeitio, Vizcaya, 1989), editado por M.Aguilar-Benítez y M.Cerrada, World Scientific, pag. 273.

[79] CLEO Collab., Avery *et al.*, Phys.Lett. **223B** (1989) 470;
ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.*, DESY 89/47;
L3 Collab., O.Adriani *et al.*, CERN-PPE 93-126.

[80] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Lett. **B259** (1991) 199;
OPAL Collab., G.Alexander *et al.*, Phys.Lett. **B266** (1991) 485;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.*, Phys.Lett. **B295** (1992) 396.

[81] CLEO Collab., D.Bortoletto *et al.*, Phys.Rev. **D45** (1992) 21;
ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.*, Z.Phys. C52 (1991) 353;
CLEO Collab., D.Bortoletto *et al.*, Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2117;
ARGUS Collab., H.Scroeder. Proc. de Rencontres de Physique, La Thuile, Marzo 1991.

[82] ALEPH collab., D. Buskulic *et al.*, Phys.Lett. **B298**, 479 (1993).

[83] A.Ali, "Z Physics at LEP", editado por J.Ellis y R.Peccei, CERN 86-02, Vol. 2 (1986) pag. 220.

[84] Z.Kunszt y P.Nason, "Z Physcs at LEP 1", editado por G.Altarelli *et al.*, CERN 89-08, Vol. 1 (1989), pag. 373.

[85] J.L.Rosner, "The Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix", en "B decays", editado por S.Stone, World Scientific (1993).

[86] CUSB Collab., C.Klopfenstein, Phys.Lett. **B130** (1983) 444.

[87] CLEO Collab., S.Behrends *et al.*, Phys.Rev.Lett. **59**, 407 (1987).

[88] Crystal Ball Collab., K.Wachs *et al.*, Z.Phys. **C42** (1989) 33.

[89] ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.*, Phys.Lett. **B249** (1990) 359.

[90] CUSB Collab., C.Yanagisawa *et al.*, Phys.Rev.Lett. **66**, 2436 (1991).

[91] CLEO Collab., S.Henderson *et al.*, Phys.Rev. **D45** (1992) 2212.

[92] MAC Collab., E.Fernández *et al.*, Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 2054.

[93] MARK J Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 443.

[94] CELLO Collab., H.J.Behrend *et al.*, Z.Phys. **C19** (1983) 291.

[95] TASSO Collab., M.Althoff *et al.*, Phys.Lett. **B146** (1984) 443.

[96] TASSO Collab., M.Althoff *et al.*, Z.Phys. **C22** (1984) 219.

[97] TPC Collab., H.Aihara *et al.*, Z.Phys. **C28** (1985) 31.

[98] TPC Collab., H.Aihara *et al.*, Phys.Rev. **D31** (1985) 2719.

[99] DELCO Collab., T.Pal *et al.*, Phys.Rev. **D33** (1986) 2708.

[100] JADE Collab., W.Bartel *et al.*, Z.Phys. **C33** (1987) 339.

[101] MARK II Collab., R.A.Ong *et al.*, Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 2587.

[102] OPAL Collab., R.Akers *et al.*, Z.Phys. **C60** (1993) 199.

[103] ALEPH Collab., *et al.*, Z.Phys. **C42** (1992) .

[104] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.*, "A Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ using leptons", ALEPH Note 91-135 PHYSIC 93-116.

[105] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "Determination of $\Gamma_{b\bar{b}}$ and $BR(b \to l)$ using semi-leptonic decays", DELPHI 93-74 PHYS 301.

[106] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, Z.Phys. **C58** (1993) 523.

[107] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, "A measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ Using Single and Double Lepton events", OPAL Internal Physics Note PN091, Febrero 11993.

[108] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.*, "Measurement of the ratio $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ using Event Shapes Variables", CERN-PPE/93-113 (Julio 1993).

[109] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, Phys.Lett. **B295** (1992) 383.

[110] ALEPH COllab., D.Buskulic *et al.*, "A Precise Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$", CERN-PPE/93-108 (junio 1993).

[111] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ using micro vertex and lepton double tags", DELPHI 93-93 PHYS 320.

[112] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "Direct measurement of $b\bar{b}$ branching ratio at the Z by hemisphere double tagging", DELPHI 93-75 PHYS 302.

[113] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, "A measuremen of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ Using an Impact Parameter Technique", CERN-PPE/93-79 (Mayo 1993).

[114] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, "An updated Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ Using Double Lifetime Tagging", OPAL Internal Physics Note PN104 (Julio 1993).

[115] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Phys.Lett. **B288** (1992) 395.

[116] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "5^{th} International Symposium on Heavy Flavour Physics", Montreal, Canada, Julio 1993.

[117] D0 Collab., K.Johns *et al.*, "5^{th} International Symposium on Heavy Flavour Physics", Montreal, Canada, Julio 1993.

[118] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.*, Phys.Lett. **B284** (1992) 177.

[119] DELPHI Collab., F.Sefkow, "$B^0\bar{B}^0$ oscillations at LEP", "XXVIII Rencontre de Moriond", Les Arcs, France, March 1993. CERN PPE/93-105 (1993).

[120] ALEPH Collab., D.Busculic *et al.*, "$B^0 - \bar{B}^0$ mixing and $b\bar{b}$ asymmetry from high p_t leptons (update)", ALEPH Note 93-132 PHYSIC 93-113.

[121] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "Measurement of the forward-backward asymmetry of $b\bar{b}$ using prompt muons", DELPHI 93-77 PHYS 304.

[122] OPAL Collab., P.D.Acton *et al.*, "The Forward-Backward Asymmetry of $e^+e^- \to \gamma, Z \to b\bar{b}$ and $e^+e^- \to \gamma, Z \to c\bar{c}$ Using Leptons in Hadronic Z^0 Decays", CERN-PPE/93-78 (Mayo 1993).

[123] ALEPH Collab., D.Busculic *et al.*, "A Preliminary Measurement of $sin^2\theta_W^{eff}$ form $A_{b\bar{b}}^{FB}$ in the 1992 lifetime tagged Heavy-Flavour sample", ALEPH 93-134 PHYSIC 93-115.

[124] DELPHI Collab., P.Abreu *et al.*, "Inclusive measurement of the forward-backward asymmetry in $b\bar{b}$ events at LEP", DELPHI 93-78 PHYS 305.

Lista de Figuras

Lista de Tablas

Índice