Dpto. de FÍSICA TEÓRICA
FACULTAD de CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE de MADRID

Medida de la vida media de los hadrones con belleza a las energías del bosón Z

Memoria presentada por
D. David Fernández Álvarez
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas,
y dirigida por el
Dr. Juan Alcaraz Maestre

Madrid, Febrero 1997

A Paco

Agradecimientos

Durante todos estos años, en diferentes etapas marcadas por mi permanencia o bien en el CIEMAT o bien en el CERN, he encontrado un entorno humano y profesional al que debo no sólo la especial formación que he recibido, sino una forma de sentir y hacer que creo, llevaré conmigo toda la vida.

Aún con el riesgo de equivocarme al reducir tanto la corresponsabilidad en el contenido de esta tesis, hago partícipes a Juan Alcaraz y Jorge Casaus de lo mejor que pueda tener este trabajo.

Debo por muchos motivos, no olvidar tampoco en mis agradecimientos a todas aquellas personas que de forma personal y profesional me han soportado, ayudado y animado constantemente.

A mis predecesores, Pedro Arce y Pablo García, y posteriores, Javier Rodriguez y Eusebio Sánchez, porque han sido (además de Jorge) mis compañeros más directos, con los que más he discutido y aprendido. De vosotros tendré siempre un recuerdo muy especial.

A los "seniors" Carlos Mañá, Javier Berdugo, Enrique Gonzalez, Isabel Josa, Begoña de la Cruz y Nicanor Colino, por vuestro apoyo, por vuestra ambición y ganas de sacar nuestro grupo adelante, por vuestra profesionalidad y algún buen vino, coñac u orujo compartido.

A Jesus Salicio y Loly Torras. Son los mayores culpables de lo enganchado que me siento a este grupo y mi mejor razón para justificar estos años pasados.

A Manuel Aguilar y Marcos Cerrada les debo sobre todo el haberme permitido trabajar en el grupo de Altas Energías. A Marcos en especial le agradezco su buen criterio, ánimo y responsabilidad hacia los demás.

Por tiempo o dedicación no siempre se tiene la oportunidad de conocer mejor a todas las personas. Pero, por algún que otro buen momento compartido, quiero citar también a Pedro Ladrón, Antonio Ferrando, José Salicio, Germán Fernández, María Chamizo, María de la Cruz Fouz Iglesias, Carmen Palomares y Marcos Fernández.

A aquellos otros que en el CERN o en el CIEMAT habéis también sido alguna vez compañeros de fatiga. A Maneesh Wadhwa y Vuko Brigljevic de forma muy especial. Tambien a Akram Khan y Maurizio Biasini. A los "summers" Javier y Aitor.

Finalmente tengo que hacer referencia a aquellos que dan sentido a lo que hacemos y que, sin más argumentos que la confianza y la paciencia, soportan estoicamente nuestro trabajo y muchas veces nuestra despreocupación por ellos. A mis padres y hermanas. A mis amigos Carlos, Pipe, Marta y Cristobal (que todavía me llaman para salir a tomar un algo por ahí). A Jose, Bego, Moni y familia. A Massimo y Silvia. A Pepe, Salva, Ricardo y Paco, que son mi guía espiritual. En especial, a mi mujer Marta, cuyo ánimo (y desánimo) han sido fundamentales para soportar y acabar este trabajo. A mis enanos, porque representan mi ilusión por el futuro.

INDICE

Introducción

En Noviembre de 1974 dos colaboraciones, MIT-Brookhaven liderada por S.C.C. Ting, y MARK I en SLAC liderada por B. Richter, anunciaron el descubrimiento de una nueva resonancia con una masa de 3.1 GeV. Se trataba del estado ligado $c\bar{c}$: J/ψ, y la primera evidencia experimental de la existencia del quark con "encanto" c.

Los posteriores descubrimientos de nuevas resonancias cercanas al J/ψ y la medida detallada de la espectroscopía de los niveles del charmonium por la colaboración Cristall Ball, condujo a la aceptación de un modelo de capas "atómico" para describir la física de los estados ligados $c\bar{c}$. A cortas distancias, la interacción QCD, que es la que domina en la física de los estados ligados entre quarks, es débil y puede describirse a través de un potencial atractivo similar al Coulombiano. A largas distancias la evidencia experimental demuestra que los quarks están confinados formando hadrones singletes de color y por lo tanto, que la interacción fuerte debe crecer con la distancia.

En MARK I se observaron los primeros estados ligados de quarks ligeros con "encanto", los mesones pseudoescalares D y $\overline{\mathrm{D}}$, cuyo umbral de producción (de pares $\mathrm{D}\overline{\mathrm{D}}$) había sido prefijado anteriormente a partir de la anchura de la resonancia recién observada ψ'': el ψ'' es mucho mas ancho que el ψ' porque se desintegra fuertemente en pares $\mathrm{D}\overline{\mathrm{D}}$.

En 1973 Kobayashi y Maskawa propusieron un esquema que permitía introducir la violación de CP, observada experimentalmente en 1964 en el sistema $K_L^0 - K_S^0$, para el que era necesario que la matriz unitaria de mezcla entre quarks fuese compleja, o lo que era lo mismo, que fuese al menos de dimensión tres. Aparecía entonces una fuerte motivación teórica para buscar una tercera familia de quarks, motivación que se vió reforzada experimentalmente con el descubrimiento del leptón τ y por tanto de la existencia de una tercera familia leptónica.

La aparición de hadrones con "belleza" fue en muchos aspectos parecida a la de los hadrones con "encanto". En 1977, la colaboración dirigida por L. Lederman observó la primera indicación de un posible estado ligado $b\bar{b}$. En realidad lo que observaron fue una acumulación de sucesos en torno a 9.5 GeV. La falta de resolución experimental les impidió separar las dos resonancias que aparecían en los datos, los mesones Υ y el Υ'.

En las colaboraciones PLUTO y DASP II se observaron separadamente las resonancias Υ y Υ'. En CUSB y CLEO las resonancias Υ, Υ', Υ'' y poco más tarde la Υ''', que resultaba ser más ancha que las anteriores. Por similitud con la espectroscopía del charmonium, la aparición de una resonancia ancha se interpretó como la existencia de estados ligados de quarks ligeros y "belleza" y su evidencia experimental llegó en 1983 con la observación de desintegraciones de los mesones B en CLEO.

La física de sabores pesados hace referencia al estudio de la producción y desintegración de hadrones que contienen un quark b o c (partículas con "belleza" o "encanto").

El acelerador LEP del CERN, que en su primera fase ha funcionado a energías en el centro de masas en torno a la masa del bosón Z, es un lugar idóneo para estudiar este tipo de física. Ello se debe a las magnitudes de las secciones eficaces a esas energías (figura 1) y a la gran luminosidad proporcionada por el acelerador.

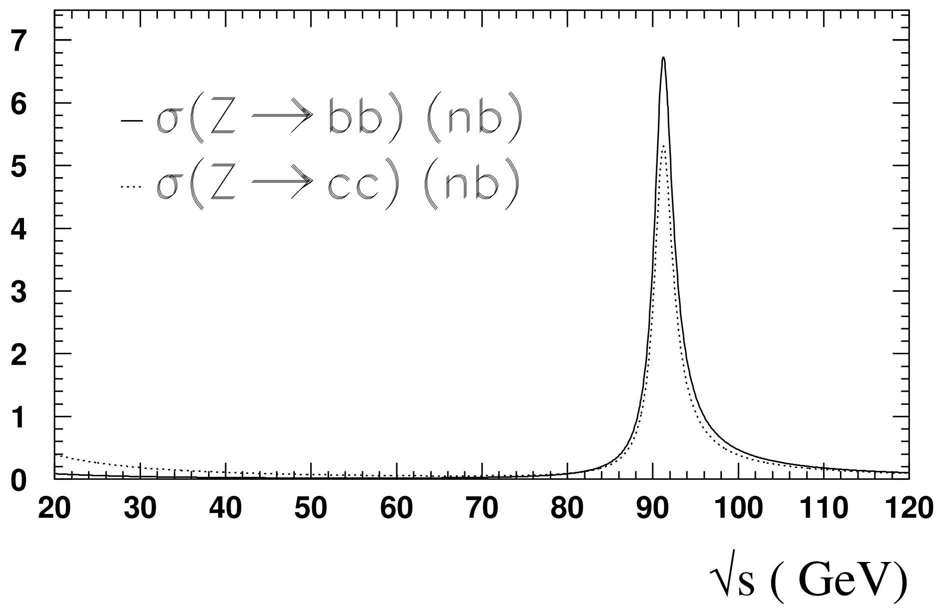


Fig.1: *Secciones eficaces $\sigma_{b\bar{b}}$ y $\sigma_{c\bar{c}}$ en función de la energía en el centro de masas $\sqrt{s}$*

En este trabajo hemos determinado la vida media de los hadrones con "belleza", τ_B, a partir del ajuste de la distribución de parámetro de impacto de los leptones que provienen de la desintegración del quark b. Debemos destacar el esfuerzo especial dedicado a la estimación de los errores sistemáticos de esta medida.

Los datos analizados han sido obtenidos en el detector L3 de LEP durante los años 1991-94 que, con una luminosidad integrada de 109.4pb^{-1}, corresponden a cerca de tres millones de sucesos hadrónicos.

Hemos escogido la desintegración semileptónica frente a la hadrónica por tres razones. La primera es que la parte leptónica no tiene interacción fuerte con el hadrón resultante de la desintegración, lo que permite simplificar el desarrollo fenomenológico del proceso y la posibilidad de contrastar con prediciones más precisas de la teoría. La segunda, claramente experimental, es porque el detector L3 está diseñado especialmente para identificar leptones. La tercera porque, dada la naturaleza de la medida, hemos preferido no utilizar una identificacion de hadrones con "belleza" basada en la longitud de desintegración o parámetro de impacto de las partículas finales.

La medida de la vida media de los hadrones B, como medida prácticamente independiente del quark ligero que lo acompaña, es característica del quark b y permite el cálculo de parámetros fundamentales de la teoría. En particular, los hadrones que contienen un quark b se desintegran fundamentalmente dando lugar a un quark c con una intensidad descrita a través del elemento V_{cb} de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Así, una medida de la vida media de los hadrones con "belleza" está directamente relacionada con el valor de este elemento de matriz, que es uno de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar.

En este trabajo hemos obtenido, a partir del valor de la vida media τ_B, una medida del elemento $\mid V_{cb} \mid$.

Esquemáticamente, hemos dividido este trabajo en los siguientes capítulos.

En el capítulo 1 definimos en un primer apartado el marco teórico en el que desarrollamos nuestro trabajo. Para ello, hacemos una breve introducción del modelo que describe de forma efectiva las interacciones entre las partículas elementales a nuestras energías, el Modelo Estándar, y la fenomenología de la física de los sabores pesados, centrándonos en su desintegración semileptónica. En un segundo apartado describimos el método experimental utilizado para determinar la vida media de los hadrones-B.

En el segundo capítulo describimos nuestro dispositivo experimental.

El capítulo 3 está dedicado a la selección de una muestra de electrones y muones que provienen de la desintegración de hadrones con "belleza". Los cortes de selección corresponden en unos casos a criterios de identificación de los leptones y en otros a la cinemática característica de las partículas que provienen de la desintegración de quarks b: alto momento y alto momento transverso respecto de la dirección de vuelo del quark.

En el capítulo 4 exponemos el análisis realizado. A partir del ajuste por máxima verosimilitud de la distribución de parámetro de impacto de los leptones seleccionados, obtenemos el valor de la vida media τ_B. Por consistencia, comparamos los resultados con los obtenidos utilizando un método diferente, detallado en el apéndice C.

En el capítulo 5 describimos la estimación de los errores sistemáticos. Hemos separado su cálculo en un capítulo aparte por su importancia en la obtención de una medida tan delicada como es τ_B.

En el capítulo 6 presentamos el resultado final de la medida combinada de τ_B para electrones y muones y obtenemos una medida del valor del elemento de matriz $\mid V_{cb} \mid$. Ambos resultados, τ_B y $\mid V_{cb} \mid$, los comparamos con los obtenidos por otros grupos experimentales.

Al final de este trabajo hemos añadido tres apéndices.

En el apéndice A estudiamos el programa de simulación utilizado en el análisis, es decir, sus parámetros, las funciones de fragmentación y el espectro de los leptones inclusivos. Como adenda al apéndice A incluimos el procedimiento que utilizamos para promediar errores correlacionados y no correlacionados.

En el apéndice B describimos la parametrización de las trazas reconstruidas en el sistema central de detectores (TEC+SMD) de L3 y su calibración.

En el apéndice C obtenemos diferentes medidas de la vida media a partir de los momentos de la distribución de parámetro de impacto y las comparamos con el resultado de nuestro ajuste.

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

Introducción.

El Modelo Estándar, que engloba la teoría unificada de las interacciones Electrodébiles y la Cromodinámica Cuántica, recibió una de las confirmaciones más importantes de sus predicciones con el descubrimiento en el CERN [1-1] de los bosones vectoriales masivos $W^{\pm}$ y Z, portadores de las interacciones débiles.

Un colisionador e^+e^- en la zona de energías de producción de bosones Z en una primera fase y de pares de W en una segunda, era la herramienta ideal para estudiar en detalle sus propiedades. Este colisionador, LEP, se construyó en el CERN y comenzó a funcionar a finales de 1989. En LEP, el acuerdo obtenido entre las predicciones del Modelo Estándar y los resultados experimentales ha sido extraordinario.

El objetivo de este trabajo es medir la vida media de los hadrones con "belleza" (que solemos denotar como hadrones B) y, a partir de ella, obtener una medida de uno de los parámetros libres del Modelo Estándar: el elemento $|V_{cb}|$ de la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM}. Por eso y porque el Modelo Estándar subyace como modelo fundamental, introducimos su contenido físico en un primer apartado, resaltando la matriz de mezcla V_{CKM}.

Hemos considerado importante también referirnos en este capítulo al proceso de producción y desintegración de hadrones con "belleza". De su descripción nos ocupamos en un segundo apartado.

En un tercer apartado nos centramos en la física relativa a la vida media de los hadrones B y su medida.

Finalmente, en el cuarto apartado, discutimos la medida del elemento $|V_{cb}|$ de la matriz V_{CKM}.

1.1. Modelo Estándar.

El Modelo Estándar describe interacciones entre partículas elementales y subyace en todos los procesos físicos que vamos a describir. Aquí no haremos más que una breve descripción de sus aspectos más relevantes y nos referimos a [1-2] como un interesante resumen y fuente de otras posibles referencias.

El Lagrangiano propuesto por Fermi en 1934, para las desintegraciones β, fue sucesivamente modificado para incorporar los nuevos resultados experimentales que fueron apareciendo y condujo, a finales de los años 60, a un modelo fenomenológico de las interacciones débiles a bajas energías. Se trataba de un modelo que describía las corrientes cargadas débiles mediante una interacción V-A e incluia la mezcla entre quarks d y s [1-3]. Sin embargo este modelo no resultaba completamente satisfactorio dado que daba lugar a violaciones de unitariedad y era claramente no renormalizable.

La renormalizabilidad de una teoría es necesaria para que tenga poder predictivo. Las divergencias ultravioletas de los diagramas a alto orden deben poder absorberse en una redefinición de los campos y parámetros libres de la teoría.

La unitariedad podía sin embargo conseguirse introduciendo un bosón adicional mediador de corrientes neutras. La confirmación experimental de este tipo de fenómeno se obtuvo en 1973 [1-4] con la observación de la dispersión elástica $\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-$. En contraposición el modelo teórico no explicaba entonces la fuerte supresión experimental observada de corrientes neutras con cambio de sabor.

Con el descubrimiento del quark c en 1974 [1-5] se establecía el mecanismo de GIM [1-6], según el cual introduciendo un cuarto sabor en el sector hadrónico se preservaba, para un modelo de interacción débil V-A con mezcla de sabores entre los quarks "down" d y "extrañeza" s, la requerida ausencia experimental de corrientes neutras con cambio de sabor.

En base a principios de invariancia gauge, fue posible a principios de los años 70 tener una teoría unificada de las interacciones débiles y electromagnéticas, gobernadas por un grupo de simetría exacta local $SU(2)_L \otimes U(1)$, que incluia de forma natural los bosones mediadores γ, $W^\pm$ y Z, permitía recuperar los resultados obtenidos a bajas energías, y era renormalizable. Se trataba del modelo de Glashow-Weinberg-Salam [1-7].

En el modelo de Glashow-Weinberg-Salam $SU(2)_L$ es el grupo de isospin débil y $U(1)$ el de hipercarga débil.

El modelo de Glashow-Weinberg-Salam hace uso del mecanismo de GIM y dispone a las partículas de helicidad negativa en dobletes y a las partículas de helicidad positiva en singletes bajo $SU(2)$. Contiene términos de masa, obtenidos a través de la ruptura espontánea de simetría [1-8], para los fermiones y los bosones intermediarios de las interacciones débiles, $W^\pm$ y Z, y mezcla los sabores de quarks mediante la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [1-3][1-9].

La Cromodinámica Cuántica (QCD), que describe las interacciones fuertes, es una teoría de campos invariante gauge bajo el grupo no abeliano $SU(3)$. En su representación más sencilla, los quarks son tripletes de color y la interacción está mediada a través de ocho bosones vectoriales (spin igual a 1) de masa nula, los gluones. Hay una única constante de acoplo, α_s, y quarks y gluones aparecen confinados en singletes de color, los hadrones.

Incorporando al modelo de Glashow-Weinberg-Salam la Cromodinámica Cuántica, obtenemos el Modelo Estándar. El Modelo Estándar es una teoría invariante bajo transformaciones de simetría gauge local $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)$.

Como representamos en la figura 1.1, los quarks y leptones aparecen agrupados en familias de campos fermiónicos cuyas componentes de helicidad *left-handed* (L) se transforman como dobletes bajo $SU(2)_L$ y las de helicidad *right-handed* (R) como singletes.

$$
\begin{array}{ccccc}
\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & (e^-)_R & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & (u)_R & (d)_R \\
\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix}_R & (e^+)_L & \begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{d} \end{pmatrix}_R & (\bar{u})_L & (\bar{d})_L
\end{array}
$$

Fig.1.1: *Leptones y quarks de la primera familia*

Las expresiones para las corrientes fermiónicas tienen la forma:

$$\begin{cases} J^{\mu}_{em} = \sum_f -\bar{f}\gamma^{\mu} Q_f f \\ J^{\mu}_{\mathrm{Z}} = \sum_f \bar{f}\gamma^{\mu}(v_f - a_f\gamma_5) f \end{cases} \qquad (1-1)$$

$$J^{\mu}_{\mathrm{W}} = (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} \mathrm{e}^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} + (\bar{\mathrm{u}}, \bar{\mathrm{c}}, \bar{\mathrm{t}})\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)V_{CKM}\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + h.c. \qquad (1-2)$$

donde $a_f = T_3^f$ y $v_f = T_3^f(1 - 4|Q_f|\sin^2\theta_W)$ son las constantes de acoplo vectorial y axial respectivamente, θ_W es el ángulo de Weinberg, que aparece al diagonalizar la matriz de masas de los bosones gauge, Q_f es la carga electromagnética en unidades de la carga del positrón, T_3^f es la tercera componente del isospin débil del fermión f y V_{CKM} son los elementos de la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Desde el punto de vista experimental, después del reciente descubrimiento del *top* [1-10], sólo falta el del neutrino del *tau* para completar la familia de fermiones definida en el Modelo Estándar.

Derivadas las corrientes cargadas y neutras que describen las interacciones débiles a partir de un Lagrangiano bien definido (renormalizable), donde además está incluida la Electrodinámica Cuántica (QED), es necesario generar masas para los bosones $W^{\pm}$ y Z y tener así una teoría que responda a la realidad: las interacciones débiles son de corto alcance.

La invariancia gauge de la teoría se mantiene sólo si se introducen bosones vectoriales sin masa. Es posible sin embargo, que el estado del vacío no herede la simetría del Lagrangiano. La elección de un estado fundamental de referencia rompe la simetría y conlleva la aparición de partículas de spin cero y sin masa (bosones de Goldstone) [1-11]. Si la simetría espontáneamente rota es una simetría gauge local, algunos de los bosones de Goldstone se pueden reabsorber, mediante una transformación gauge, en las componentes transversales de los bosones vectoriales, de modo que éstos adquieren masa.

En la formulación más simple (mínima) del mecanismo de Higgs-Kibble, se introduce un doblete de campos escalares que, tras la ruptura espontánea de simetría, puede redefinirse como un único campo escalar real $H(x)$, el Higgs. Además, la simetría gauge local inicial de la teoría, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, queda reducida a $U(1)_{em}$, de forma que tres de los cuatro bosones intermedios adquieren masa ($W^{\pm}$ y Z) mientras el otro (el fotón) permanece sin masa.

Después de la ruptura espontanea de simetría la teoría sigue siendo renormalizable [1-12].

De la misma manera, los términos de masa de los fermiones se obtienen a partir de la ruptura espontánea de simetría en acoplos tipo Yukawa entre el doblete de campos escalares del Higgs y los campos fermiónicos. Las masas son proporcionales a las constantes de acoplo, que aparecen como parámetros libres de la teoría.

El Lagrangiano del Modelo Estándar contiene un total de 17 parámetros libres en su sector electrodébil: cuatro parámetros libres en el sector gauge y escalar, y trece en el sector Yukawa. Teniendo en cuenta además la constante de acoplo de QCD, α_s, tenemos un total de 18 parámetros libres en la teoría.

Son posibles diferentes representaciones del conjunto de parámetros libres. Aunque la solución exacta de la teoría es independiente de los diferentes esquemas de renormalización, no lo es una solución obtenida de una aproximación perturbativa. Ésta es la razón por la que una apropiada elección de los parámetros libres es importante.

Algunas de las posibles representaciones de parámetros libres son:

- $\{g_1, g_2, \lambda, \mu, g_f, V_{ij}\}$, donde g_1 y g_2 son las constantes de acoplo asociadas a U(1) y SU(2), λ, μ son los dos parámetros del potencial de autointeracción del campo Higgs, g_f la constante de acoplo entre el campo Higgs y los fermiones, y V_{ij} los elementos de la matriz de mezcla V_{CKM} (4 parámetros independientes).

- $\{e, M_W, M_Z, M_H, m_f, V_{ij}\}$, donde e es la carga del electrón, M_W, M_Z las masas de los bosones Z y $W^{\pm}$, M_H la masa del Higgs, m_f las masas de los fermiones y V_{ij} de nuevo los elementos de la matriz de mezcla.

- $\{\alpha, G_\mu, M_Z, M_H, m_f, V_{ij}\}$, donde se conocen con mucha precisión la constante de estructura fina α, la constante de Fermi G_μ y la masa del bosón Z.

1.1.1. Matriz de mezcla Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Los estados de seis sabores diferentes de quarks (u, d, s, c, b, t) y tres de diferentes leptones (e, μ, τ) con sus correspondientes neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), son los estados propios de la matriz de masas, y no tienen por qué coincidir con los estados propios de la teoría electrodébil. De hecho, la ruptura espontánea de simetría conduce, en general, a una matriz de masas no diagonal.

Al expresar el Lagrangiano en términos de los estados propios de la matriz de masas aparece, en el sector cargado hadrónico, la mezcla de cada uno de los quarks tipo "up" con todos los quarks tipos "down". En el sector cargado leptónico, dado que los neutrinos no tienen masa, puede redefinirse su sabor y eliminar la mezcla. El sector neutro del Lagrangiano permanece invariante bajo este cambio de base.

Por tanto, en el Modelo Estándar, la interacción débil, al contrario que la electromagnética o la fuerte, viola la conservación de sabor en su sector cargado no leptónico.

La matriz de mezcla la conocemos como la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, V_{CKM}. Los límites al 90% de nivel de confianza de la magnitud de los elementos de la matriz V_{CKM} los encontramos en [1-13]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9745 - 0.9757 & 0.219 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9736 - 0.9750 & 0.036 - 0.046 \\ 0.004 - 0.014 & 0.034 - 0.046 & 0.9989 - 0.9993 \end{pmatrix}$$

donde se ha impuesto la unitariedad de la matriz V_{CKM} para obtener los elementos relacionados con el "top".

La fuerza de los acoplos cargados electrodébiles, que para los quarks es proporcional al valor de los elementos de la matriz V_{CKM}, la representamos a través de la intensidad de las líneas en la figura 1.2 para (a) leptones y (b) quarks:

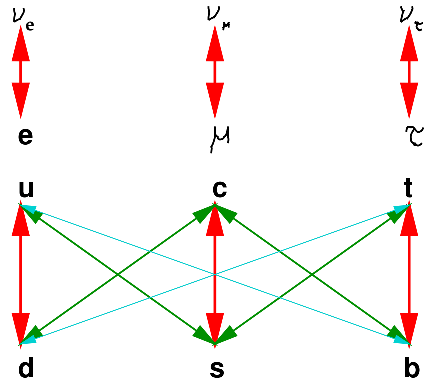


Fig.1.2: *Intensidad de los acoplos para (a) leptones y (b) quarks.*

Las masas de los fermiones vienen determinadas por el valor de los acoplos Yukawa y junto a los elementos de la matriz V_{CKM}, forman parte del conjunto de parámetros libres de la teoría. La unitariedad de la matriz V_{CKM} es necesaria en el procedimiento utilizado en la ruptura espontánea de simetría y reduce, para tres familias de sabores, el número de parámetros libres o elementos independientes de la matriz V_{CKM} a cuatro.

En una de sus posibles representaciones [1-13], la matriz V_{CKM} se puede escribir en función de tres ángulos y la única fase compleja que aparece en el Lagrangiano del Modelo Estándar. Los estados propios débiles no corresponden, gracias a la existencia de esta fase, exactamente a estados propios de CP [1-14]. Por ello, en la descripción mínima del Modelo Estándar, la única forma de explicar la violación de CP es a través de la existencia de esta fase compleja.

La medida de la vida media de los hadrones con "belleza" nos permitirá dar una estimación del valor del elemento $|V_{cb}|$.

1.1.2. Proceso $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}}$ a energías $\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$.

Eligiendo como conjunto de parámetros libres aquél en el que los valores de α, G_F y M_Z los tomamos de medidas experimentales, los resultados que se obtienen del Modelo Estándar en su desarrollo perturbativo hasta primer orden están en buen acuerdo con los resultados experimentales. A pesar de ello, dada la elevada estadística disponible y en consecuencia la enorme precisión de los resultados experimentales, es necesario incluir correcciones radiativas en el cálculo teórico. Éstas son:

- correcciones QED por emisión de un fotón extra en los diagramas a orden Born, ya sea un fotón virtual o un fotón real *bremsstrahlung* (entre los que se cancelan las divergencias infrarrojas). Son independientes de la estructura detallada del Modelo Estándar $(m_t, M_H, V_{ij}, ...)$ pero dependen de la capacidad del detector para separar fotones de las trazas fermiónicas. La contribución más importante es la de radiación en el estado inicial, de la que se incluye la suma de las correcciones más importantes a todo orden.

- correcciones débiles, que si bien son independientes del dispositivo experimental, dependen de la estructura detallada del Modelo Estándar. Comprenden:

  - las correcciones oblicuas o correcciones a los propagadores del fotón y el bosón Z, que corresponden a los diagramas de autoenergía

  - correcciones de vértice (excepto en las que aparecen solamente fotones virtuales)

  - correcciones de diagrama de caja

  Las correcciones radiativas que involucran la partícula Higgs contribuyen muy poco a la sección eficaz. Las correcciones de vértice son en general más pequeñas que las oblicuas, salvo en el caso del vértice $\mathrm{Zb\overline{b}}$, que además es bastante sensible a la masa del quark *top*.

- correcciones QCD, por radiación de gluones, al estado final cuando el fermión producido es un quark. Han sido estimadas hasta orden α_s^3 [1-15] en el límite $m_q = 0$ y modifican la sección eficaz por un factor multiplicativo $\left[1 + c_1(\alpha_s/\pi) + c_2(\alpha_s/\pi)^2 + c_3(\alpha_s/\pi)^3\right]$, con $c_1 = 1$, $c_2 = 1.41$ y $c_3 = 12.8$. Al introducir correcciones de masa estos coeficientes c_i resultan diferentes para los acoplos vectoriales y axiales. Esto se debe a que las masas rompen la invariancia quiral y a la gran diferencia existente entre las masas del quark *bottom* y el *top*.

Para obtener predicciones teóricas en buen acuerdo con los resultados experimentales más precisos basta, sin embargo, con incluir una constante de estructura fina renormalizada $\alpha(M_Z^2)$ y un valor efectivo del número de colores N_C [1-2]. Veamos algunos resultados.

A orden Born, la expresión para la anchura parcial del proceso $Z \to f\bar{f}$, se puede resumir en:

$$\Gamma(\mathrm{Z} \to f\bar{f})(\equiv \Gamma_f) = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \left(|v_f|^2 + |a_f|^2\right) N_f \qquad (1-3)$$

donde N_f es el número de colores: $N_l = 1$, $N_q = N_C$ y v_f, a_f han sido introducidas en la ecuación (1-1).

Las expresiones para la masa del W y el ángulo de Weinberg resultan:

$$M_W = \frac{M_Z}{\sqrt{2}} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(M_z^2)}{\sqrt{2} G_F M_Z^2}} \right\}^{1/2} , \qquad s_W^2 (\equiv \sin^2\theta_W) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(M_z^2)}{\sqrt{2} G_F M_Z^2}} \right\} \qquad (1-4)$$

Finalmente, para el proceso $e^+e^- \to f\bar{f}$ a energías en el pico del Z la mediación del fotón puede despreciarse y las expresiones de la sección eficaz y la asimetría de polarización se simplifican mucho. Se obtiene entonces:

$$\sigma^{0,ff} \equiv \sigma(M_Z^2) = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \quad (1-5)$$

$$A_{Pol}^{0,ff} \equiv A_{Pol}(M_Z^2) = \frac{\sigma_{h_f=+1} - \sigma_{h_f=-1}}{\sigma_{h_f=+1} + \sigma_{h_f=-1}} = P_f \quad (1-6)$$

donde, en la expresión para $A_{Pol}^{0,ff}$ (ec. 1-6), h_f es la helicidad del fermión f, y P_f su polarización media longitudinal definida como:

$$P_f \equiv \frac{-2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}$$

Tomando entonces los valores:

$$\alpha(M_Z^2) = 1.064\alpha(m_e^2)$$

$$N_C \to N_C\left\{1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + ...\right\} \sim 3.115 \qquad (\text{con } \alpha_s(M_Z^2) \sim 0.12)$$

que se derivan de la corrección QED a la autoenergía del fotón y la corrección QCD por radiación de gluones respectivamente, obtenemos:

- $s_W^2 = 0.2314$ y $M_W = 79.95 GeV$
- $\Gamma_Z = 2.486$ GeV
- la fracción de producción y polarización para leptones y quarks que resumimos en la tabla 1.1:

Fermión	fracción	pol.($=P_f$)
$e,\ \mu,\ \tau$	3.4 %	0.14
$\nu_e,\ \nu_\mu,\ \nu_\tau$	6.9 %	1.00
$u,\ c$	11.8 %	0.67
$d,\ s,\ b$	15.2 %	0.94

Tabla 1.1: *Producción y Polarización de leptones y quarks*

El proceso que nos interesa en este trabajo, la producción de sucesos $b\bar{b}$, se caracteriza entonces (tabla 1.1) por una alta sección eficaz y un valor elevado de la polarización.

1.2. Producción y desintegración de hadrones B.

Obtener las distribuciones teóricas que queremos comparar con resultados experimentales a partir de primeros principios es en general muy difícil, y es habitual entonces recurrir a técnicas de Monte Carlo. Generar sucesos Monte Carlo es elegir, de forma aleatoria, uno de entre un conjunto de posibles procesos pesados con su sección eficaz diferencial. Las distribuciones que describe una muestra de sucesos generados son las que utilizamos para comparar con las obtenidas en nuestro experimento.

Para el proceso de formación de hadrones no se dispone de una expresión general de la sección eficaz diferencial. Por ello el proceso se divide en diferentes fases, descritas bien a partir del cálculo de su sección eficaz diferencial o a partir de modelos fenomenológicos, que están implementadas en un generador de sucesos Monte Carlo.

El generador de sucesos Monte Carlo que utilizamos en este trabajo es JETSET [1-16].

La figura 1.3 muestra esquemáticamente las diferentes fases que caracterizan al proceso de formación de hadrones: creación de un par $q\overline{q}$ inicial, formación en cascada de partones hasta el límite no perturbativo, producción de hadrones (fragmentación) y, finalmente, su desintegración.

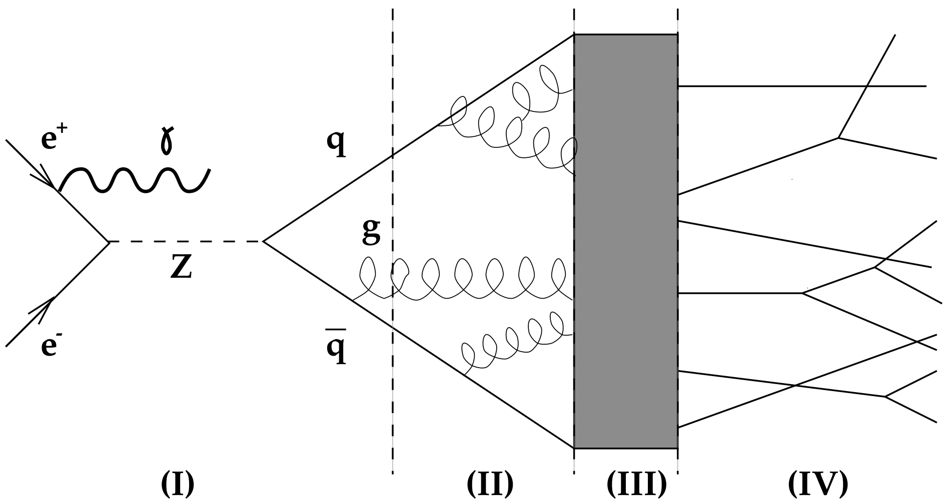


Fig.1.3: *Esquema de la producción y desintegración de hadrones*

• **La fase I** está constituida por el desarrollo perturbativo del proceso $e^+e^- \to Z^0, \gamma \to q\overline{q}(g)$, incluyendo radiación del estado inicial y la emisión de gluones en el estado final hasta orden α_s.

• **En la fase II y III**, continúa el proceso de separación de los quarks iniciales hasta su hadronización final. Su descripción es perturbativa en la fase II, representada por la formación de una cascada de partones, y fenomenológica en la fase III, cuando la energía por partón no permite una descripción perturbativa de QCD. En la fase III la cascada de partones se aglutina y la "cuerda de color", que une los quarks iniciales, fragmenta en hadrones.

• Finalmente, en **la fase IV**, los hadrones se desintegran dando lugar a las partículas que se observan experimentalmente. Las predicciones teóricas son más imprecisas que los resultados experimentales y, por ello, esta fase la reproducimos introduciendo medidas experimentales en los parámetros que describen las desintegraciones.

En los siguientes dos apartados describiremos algo más en detalle la física que contienen estas fases. En especial nos centraremos en las fases III y IV. En el caso de la desintegración de hadrones pesados (fase IV) dedicamos un subapartado a la descripción de la desintegración semileptónica de los hadrones B.

1.2.1. Evolución de los partones y fragmentación.

El proceso que describimos a continuación es el de la formación de hadrones a partir de la separación de los quarks iniciales producidos en la aniquilación e^+e^-.

La fuerza que une los dos quarks iniciales crece conforme los quarks se separan. La tensión se atenúa mediante la radiación de gluones, que van diluyendo el color de los quarks iniciales, y es origen de una cascada gluónica que termina formando parejas quark-antiquark que se combinan, fragmentan y resuenan en hadrones.

Los hadrones resultantes de la fragmentación se agrupan en *jets hadrónicos.* Los *jets* están caracterizados por su energía y dirección, que a su vez están correlacionados con los valores de la energía y momento de los quarks originales.

Distinguimos entonces dos fases. Una primera fase en la que podemos aplicar QCD perturbativa y corresponde a la formación y evolución de una cascada gluónica a partir de la separación de los partones iniciales. Una segunda fase en la que no podemos aplicar QCD perturbativa y corresponde a la fragmentación y formación de hadrones.

- **Evolución de los partones:**

Aunque es posible un desarrollo perturbativo, sólo tenemos el cálculo del elemento de matriz completo hasta orden α_s^2 [1-17] y es necesario escoger una de las dos siguientes aproximaciones:

- *Matrix Element*: cálculo perturbativo hasta orden α_s^2. Queda entonces descrita completamente la cinemática, fenómenos de interferencia y estructura de helicidad hasta ese orden, pero no hay una descripción completa y detallada de la evolución perturbativa de quarks y gluones.

- *Parton Shower*: suma a todo orden de los términos dominantes del desarrollo perturbativo. Es equivalente al desarrollo de la cascada de gluones asignando en cada paso una probabilidad de emisión que obedece las ecuaciones Altarelli-Parisi [1-18]. No hay un número máximo de partones y reproduce la subestructura de los *jets* hadrónicos.

En los análisis relacionados con QCD perturbativa, se escogen observables físicos que no sean sensibles a divergencias colineales e infrarrojas, ni al proceso de hadronización. Se miden entonces cantidades relacionadas con la estructura en *jets* del suceso y se utiliza, como modelo teórico, un generador de sucesos Monte Carlo con *matrix element.*

En análisis que dependen de la estructura interna y multiplicidad de los *jets*, e interesa el proceso de fragmentación y desintegración de alguno de los hadrones producidos, se utiliza un generador de sucesos Monte Carlo con *Parton Shower.*

En JETSET se utiliza el cálculo de QCD perturbativa hasta orden α_s ($e^+e^- \to Z^0, \gamma \to q\overline{q}(g)$) para describir la formación de los partones iniciales y después se les deja evolucionar utilizando *Parton Shower.*

- **Fragmentación de quarks pesados:**

Corresponde a la región QCD en la que los partones hadronizan a baja energía ($E_{had} \sim 1$ GeV) y no puede aplicarse QCD perturbativa. Se recurre entonces a diferentes modelos fenomenológicos que sean fácilmente implementables con técnicas Monte Carlo. Los más utilizados son los Modelos de Fragmentación Independiente [1-19], Modelo de Fragmentación por Clusters [1-20] y Modelos de Fragmentación por Cuerdas o Modelo de Lund [1-21]:

- Fragmentación Independiente: suma incoherente de las fragmentaciones de los partones en pares de quark-antiquark.

- Fragmentación por Clusters: cada partón fragmenta en un par quark-antiquark que se recombina en *clusters* sin color con los formados en la fragmentación de partones adyacentes. Los clusters finalmente se desintegran formando hadrones.

- Fragmentación por Cuerdas: formación de "tubos" o "cuerdas" de color entre partones que, al separarse, estiran y aumentan la tensión de las cuerdas hasta que éstas se rompen en dos mediante la creación, por efecto túnel, de pares quark-antiquark "del mar". El proceso se repite hasta que la masa invariante de las cuerdas es del orden de la de los hadrones, en cuyo caso, hadronizan.

La relación entre los distintos sabores en la formación de pares quark-antiquark "del mar" viene dada por: $u\overline{u}$: $d\overline{d}$: $s\overline{s}$: $c\overline{c}$ $= 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. La producción de sabores pesados, que no provienen de la desintegración directa del Z, está entonces fuertemente suprimida y sería prácticamente despreciable de no ser por la contribución debida al *gluón splitting* (ver apéndice A).

El modelo más extendido y que mejor reproduce los resultados experimentales es el de la fragmentación por cuerdas de Lund. En este modelo (y en el de la fragmentación independiente), la energía de los hadrones se relaciona con la de los quarks de los que proceden a través de una función de fragmentación dependiente de un sólo parámetro. Este parámetro define el momento longitudinal respecto de la dirección de la cuerda que el quark transfiere al hadrón en la fragmentación.

Para describir la función de fragmentación existen varios modelos. La parametrización de Field-Feynman [1-19], la de Peterson [1-22], la de Kartvelishvili [1-23] y la de Bowler [1-24] son algunos ejemplos.

Para sabores ligeros la masa del quark puede suponerse despreciable frente a la del hadrón. El modelo Field-Feynman es una parametrización de la función de fragmentación para estos quarks. En el generador de sucesos Monte Carlo utilizamos sin embargo la "función de fragmentación simétrica de Lund"[1-15], que tiene en cuenta la cinemática de los quarks que forman los extremos de la cuerda que fragmenta.

Para sabores pesados la mayor parte de la energía del quark se transfiere, por razones cinemáticas, al hadrón que lo contiene después de la fragmentación. Ésta resulta entonces ser más dura para sabores pesados que para sabores ligeros. Para sabores pesados la función de fragmentación que mejor se adapta a los resultados experimentales es la de Peterson [1-22]. Ésta función depende de un único parámetro $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$, donde m_Q es la masa del quark pesado Q, y viene dada por:

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{(1-z)})^2} \qquad \text{donde } z \text{ se define como} : \quad z \equiv \frac{(E + p_{\|})_{hadron}}{(E + p)_{quark}} \qquad (1-7)$$

el valor de ϵ_Q determina la dureza de la fragmentación y N es un factor de normalización.

En nuestro generador de sucesos Monte Carlo se utiliza, para describir el modelo de fragmentación y el espectro de energía de las hadrones pesados, el modelo de fragmentación por cuerdas de Lund y la función de fragmentación de Peterson respectivamente.

1.2.2. Desintegración de hadrones pesados.

Aunque es posible encontrar modelos teóricos que describen la cinemática y las relaciones de desintegración de los hadrones, en el Monte Carlo se ha optado por utilizar un modelo simplificado de elemento de matriz V-A para describir la cinemática y valores experimentales para determinar las fracciones de desintegración y vidas medias. En el apéndice A hacemos un estudio de los parámetros utilizados en el Monte Carlo con objeto de asegurar que son los más acordes con las medidas actuales y de comprender la influencia que éstos tienen en nuestros resultados finales.

La desintegración de los hadrones implica en general a dos tipos de procesos físicos diferentes. Por una parte están las interacciones débiles que intervienen en la desintegración del quark pesado y por otra las interacciones fuertes que modulan las probabilidades de desintegración en los diferentes estados finales posibles.

La desintegración de hadrones es sin embargo un proceso a baja energía y no puede describirse mediante una aproximación perturbativa QCD. Se recurre entonces a Lagrangianos efectivos en los se tiene en cuenta sólo los grados de libertad más relevantes [1-25].

En el caso de la desintegración semileptónica los cálculos se simplifican notablemente, ya que no hay interacción fuerte entre el hadrón y la parte leptónica resultantes. Dado que los quarks están confinados en hadrones, la amplitud (efectiva) de desintegración:

$$T(H \to H' l \bar{\nu}_l) \sim \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ij} < H' | \bar{u}_i \gamma^\mu (1-\gamma_5) d_j | H > \bar{l} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \nu_l \qquad (1-8)$$

siempre incluye el cálculo de un elemento de matriz hadrónico que, por ser un problema QCD no-perturbativa, sólo podrá tener una solución aproximada.

Normalmente, el elemento de matriz hadrónico suele calcularse a partir de su desarrollo en "factores de forma" [1-26]:

$$< H' | j^\mu | H > = \sum_i f_i(t) X_i^\mu \qquad (\text{Metodo de "Mock} - \text{Meson"}) \qquad (1-9)$$

donde, X_i^μ son vectores Lorentz construidos a partir de las variables cinemáticas del proceso y f_i invariantes Lorentz llamados factores de forma. Los factores de forma son función del cuadrado del momento transferido $t = (p_{H'} - p_H)^2$ y su número viene dado por el número de invariantes Lorentz que puedan construirse a partir del momento y spin de los estados iniciales y finales. Normalmente los factores de forma suelen determinarse extrapolándolos desde un punto en el espacio de fases en el que, por principios de simetría, son conocidos.

En el caso de de los factores de forma para los hadrones con "encanto" los argumentos de simetría no ayudan demasiado. La masa del quark c es demasiado alta para considerar como una buena aproximación la simetría $SU(4)$ (válida en el límite $m_c \to 0$) y demasiado baja para creer en los resultados que se obtengan en el límite $m_c \to \infty$.

En el caso de la desintegración de hadrones con "belleza" en hadrones con "encanto", y dentro del marco de la *Heavy Quarks Effective Theory* (HQET) [1-25], la simetría de spin y de los sabores pesados (que aparece en el límite $m_Q \to \infty$) reduce el cálculo al conocimiento de un único factor de forma.

El marco teórico de la producción y desintegración de sabores pesados se simplifica notablemente al considerar medidas inclusivas. En particular, para los hadrones que contienen un quark b (hadrones B), la diferencia de masas implica que la cinemática del quark pesado es prácticamente independiente de la de los quarks ligeros que lo acompañan. En este caso las medidas inclusivas se vuelven especialmente representativas: las fracciones de desintegración y las vidas medias de los diferentes hadrones con "belleza" resultan ser muy parecidas. También son importantes por ser en principio extrapolables a todos aquellos experimentos en los que la energía centro de masas es mucho mayor que la masa de los quarks dado que, independientemente del mecanismo de producción, la proporción relativa entre los diferentes tipos de hadrones se espera que sea la misma.

En el caso de las desintegraciones semileptónicas inclusivas es posible entonces utilizar una aproximación más sencilla, el "modelo de Quark Espectador". En el siguiente apartado describimos este modelo y sus limitaciones.

La simplificación de los cálculos teóricos al considerar la desintegración semileptónica de los hadrones, hace que éste sea un canal especialmente interesante para el cálculo de los elementos de la matriz de mezcla V_{CKM}. En particular, dentro del marco de la HQET, la medida del elemento $|V_{cb}|$ en la desintegración de hadrones con "belleza" en hadrones con "encanto", es especialmente precisa.

Dentro del marco de las desintegraciones semileptónicas inclusivas también es posible obtener una medida precisa del elemento $|V_{cb}|$. La última sección de este capítulo está dedicado a este punto.

Finalmente, la determinación del elemento $|V_{ub}|$ está basada en la medida de la producción $b \to u$, más allá del límite cinemático de $b \to c$, en el espectro de los leptones inclusivos que provienen de la desintegración de hadrones B.

1.2.2.1. Desintegración inclusiva semileptónica de hadrones B.

Para hadrones pesados, la energía liberada en la desintegración del quark pesado es mucho mayor que la energía típica de ligadura entre quarks. El modelo de "Quark Espectador" está basado en la consideración de que la desintegración de los quarks pesados es independiente de los constituyentes ligeros.

Los diagramas de la desintegración del quark b en el Modelo Estándar los representamos en la figura 1.4. El modelo de Quark Espectador desprecia la contribución de todos esos procesos excepto el (a).

El modelo de Quark Espectador interno está suprimido frente al externo en un factor 3 por supresión de color en el estado final, aunque la radiación de un gluón en el estado inicial puede reducir ligeramente este factor.

En el marco del modelo de Quark Espectador, tanto las fracciones de desintegración semileptónica como las vidas medias son iguales para todos los hadrones que contienen el mismo quark pesado.

En el caso del quark c, la observación experimental de diferentes valores para la vida media de diferentes partículas [1-27], así como la medida de una fracción de desintegración semileptónica claramente por debajo de la predicción del modelo de Quark Espectador [1-28], son una indicación de que la contribución de los otros procesos de la figura figura 1.4 no debe ignorarse.

En el caso de los diagramas de intercambio sólo los modos:

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

no están suprimidos por el ángulo de Cabibbo o por el acoplo $b \to u$. Estos procesos acortan las fracciones de desintegración semileptónicas pero, salvo en el caso del Λ^0_b, están suprimidos por conservación de helicidad y su efecto es pequeño.

Los diagramas de aniquilación sólo afectan a los mesones B^- y B_c^-. El primer caso sin embargo está suprimido por la intensidad del acoplo $b \to u$.

Los diagramas de mezcla son importantes por su acoplo al quark *top* y por ser origen de la oscilación $B^0 - \overline{B}^0$.

La contribución de los diagramas Penguin en los que el quark b se desintegra en un quark s es de nuevo muy pequeña.

De acuerdo con estas ideas se puede esperar la siguiente relación de vidas medias de los hadrones B (que también obedecen las fracciones de desintegración semileptónicas):

$$\tau_{B^-} \sim \tau_{B^0} > \tau_{\overline{B}^0_s} \sim \tau_{\overline{B}^0_d} > \tau_{\overline{\Lambda}^0_b} \sim \tau_{\Xi^-_b}$$

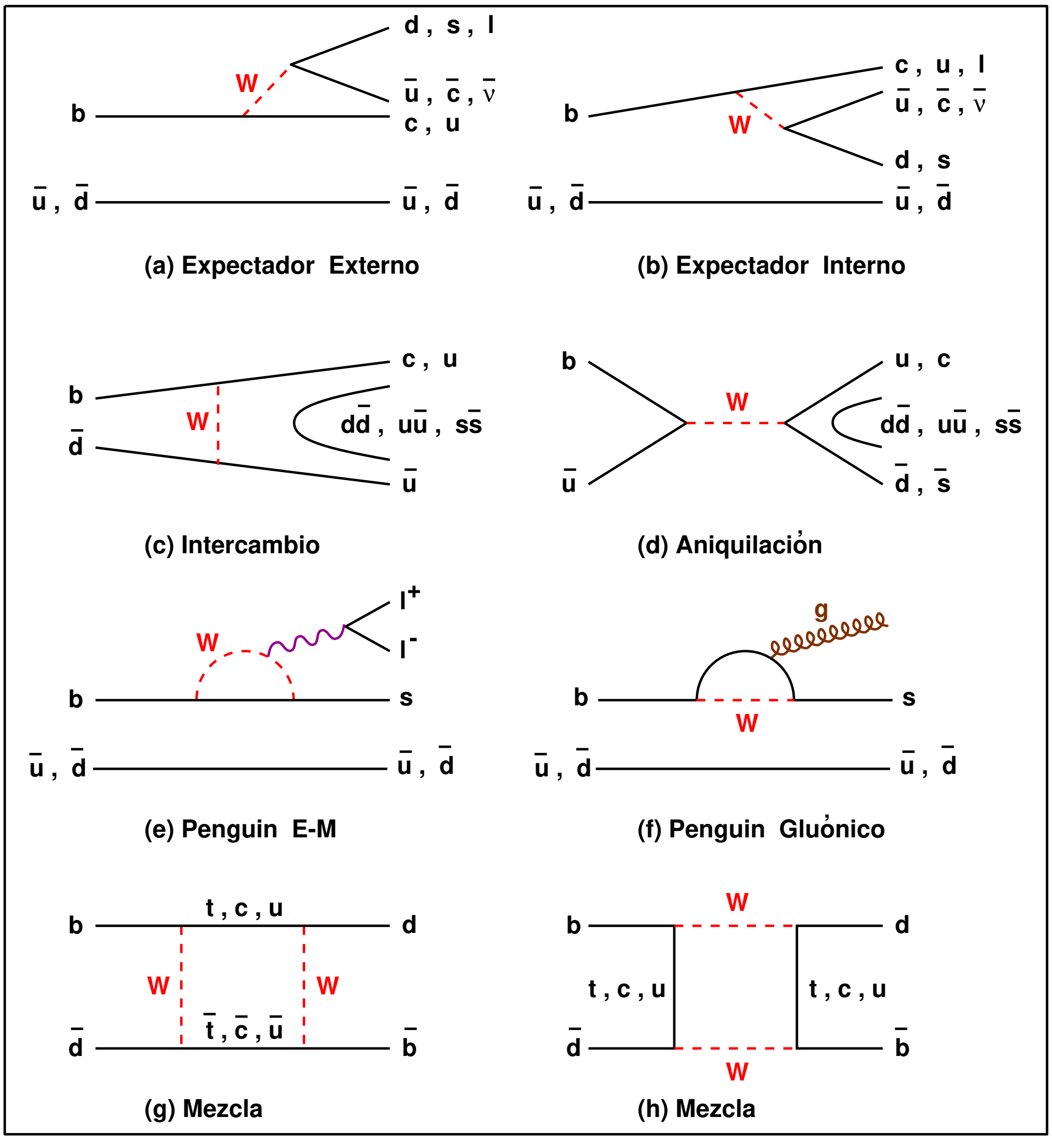


Fig.1.4: *Diagramas de la desintegración del quark b en el Modelo Estándar*

Motivado fundamentalmente por la necesidad experimental de desarrollar un modelo que permita extrapolar el espectro leptónico medido y obtener la fracción de desintegración semileptónica, surge como alternativa al modelo de Quark Espectador el modelo inclusivo ACCMM [1-29].

El modelo ACCMM está basado en un modelo de Quark Espectador modificado que tiene en cuenta cinemáticamente efectos no perturbativos. Incluye correcciones por emisión de un gluón asignando, al quark espectador, un momento de espectro gaussiano y tratando, al quark pesado, como una partícula virtual con una masa efectiva dependiente de la masa del quark espectador y su momento. Tiene varios parámetros libres: la masa m_{sp} del quark espectador, el momento de Fermi p_F, que describe su distribución de momento y la masa m_q del quark que resulta de la desintegración débil del quark pesado. El espectro del leptón depende fundamentalmente de m_q y p_F y muy poco de la masa del quark espectador.

Para determinar el umbral cinemáticamente prohibido de $b \to c$ y poder medir el valor de $\mid V_{ub} \mid$, es necesaria una buena descripción de la región más energética del espectro leptónico. La formación de mesones con "encanto" ligeros con energías próximas a su masa domina esta zona del espectro. Por ello, no se espera que una descripción basada en un modelo de quarks libres sea la más adecuada y surgen así los primeros modelos exclusivos para describir el espectro leptónico.

Incluir otros efectos, además de los cinemáticos del modelo ACCMM, requiere descripciones más detalladas de las funciones de ondas de los hadrones. Así, los campos de quarks deben sustituirse por hadrones en los estados inicial y final. Surgen entonces dos problemas fundamentales: primero, sólo existen modelos aproximados, basados en distintas parametrizaciones del potencial efectivo de QCD, para describir los hadrones; segundo, el cálculo debe hacerse para cada canal exclusivo. Hay varios trabajos que intentan resolver el problema, pero aquí sólo citaremos dos.

La aproximación de Wirbel, Stech y Bauer (modelo WSB [1-30]), en la que se utilizan factores de forma obtenidos de corrientes hadrónicas y se evalúan las constantes que aparecen en los resultados en términos de funciones de onda de los mesones para un modelo relativista de oscilador armónico. Incluye las desintegraciones de los mesones B a D, D^*, ρ y π, consideradas como las más importantes en la región más energética del espectro de los leptones del mesón B.

La descripción más comúnmente utilizada es la del modelo de Isgur, Scora, Grinstein y Wise, modelo ISGW [1-26], basada en cálculos de factores de forma en un modelo de quarks no relativistas. En este modelo el cuadrado de las corrientes hadrónicas se expresa como sumas y diferencias de cuadrimomentos de los estados inicial y final por los factores de forma (método de "Mock-Meson"). Calcula los factores de forma para los estados finales $\overline{\mathrm{B}} \to (\mathrm{D},\ \mathrm{D}^*,\ \mathrm{D}^{**})l^-\bar{\nu}$ utilizando funciones de onda obtenidas de un potencial Coulombiano y un potencial lineal QCD. No hay en principio parámetros libres y predice unas fracciones de D, D^* y D^{**} del 27%, 62% y 11% respectivamente.

A pesar del acuerdo en la proporción $D : D^*$ con los resultados experimentales [1-31], hay un claro desacuerdo con la proporción de D^{**}, en torno a un 35%, que se puede resolver dejando libre este parámetro. Surge entonces el modelo ISGW**, de cuyo ajuste al espectro leptónico se obtiene un valor de la cantidad de D^{**} del 32% [1-32].

Como se discute en el apéndice A, para describir el espectro semileptónico hemos escogido el modelo ACCMM y como modelos alternativos, para estimar la dependencia del resultado de nuestro análisis con el modelo escogido, la parametrización que se obtiene a partir del ajuste con los modelos ISGW y ISGW**

1.3. Vida media de los hadrones B.

Si la mezcla entre la segunda y tercera generación fuese de la misma intensidad que entre la primera y la segunda, la vida media de los hadrones B sería ~ 0.1 ps. No es extraño, entonces, encontrar a finales de los años 70 alguna publicación que predecía una vida media de los hadrones B menor que 0.12 ps [1-33], aunque también es posible encontrar cálculos que estimaban su valor en torno a varios picosegundos [1-34]. Experimentos con interacciones hadrónicas [1-35] y colisiones e^+e^- [1-36], acotaron el valor de la vida media en $\tau_B < 5 \times 10^{-8}$ s y $\tau_B < 2 \times 10^{-9}$ s respectivamente. En 1983, un año después de que en el experimento de JADE [1-37], en PETRA, se introdujesen los elementos necesarios para el cálculo de τ_B a partir del método del parámetro de impacto, las colaboraciones MAC[1-38] y MARK II [1-39], en PEP, descubrieron que el parámetro de impacto de leptones producidos en la aniquilación e^+e^- era marcadamente positivo y correspondía a una medida de la vida media de los hadrones B en torno a 1 ps. Un año más tarde estas medidas eran confirmadas en los experimentos DELCO en PEP y en TASSO y JADE en PETRA.

Del estudio en Cornell [1-40] de la cola del espectro de los leptones inclusivos se determinó que el quark b se acoplaba fundamentalmente al quark c, lo que, en términos de los elementos de la matriz de mezcla V_{CKM}, implicaba que τ_B dependía esencialmente del valor del elemento de matriz $|V_{cb}|$. Las primeras medidas de τ_B eran entonces las primeras medidas de $|V_{cb}|$. Las medidas del cociente $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ en Cornell permitieron la primera representación completa de la matriz V_{CKM} [1-41], asumiendo su unitariedad.

1.3.1. Método del parámetro de impacto.

El valor de la vida media de los hadrones B, τ_B, puede obtenerse a partir de su momento y su longitud de desintegración. Sin embargo, es difícil en general reconstruir la longitud de desintegración y momento de los hadrones B, ya que también lo es identificar las partículas que provienen de su desintegración. El método por parámetro de impacto para leptones inclusivos en la desintegración semileptónica de los hadrones B es un método alternativo más simple para medir τ_B.

El alto momento y momento transverso son características generales que identifican las partículas que proceden de la desintegración de hadrones B. Esto explica la alta pureza en hadrones B que se consigue en una selección de leptones inclusivos con estas características cinemáticas. La desintegración semileptónica corresponde además al canal en el que mejor conocemos estas distribuciones.

El parámetro de impacto δ (figura 1.5) de la traza que describe una partícula, es la distancia mínima entre la traza y el vértice de interacción. En este trabajo definimos el parámetro de impacto en el plano $r\phi$ (perpendicular al haz), dado que éste es el plano en el que la sección del haz es menor y conocemos con mayor precisión experimental la trayectoria de la partícula.

Un hadrón B se produce en las proximidades de la posición media del haz y viaja en torno a $0.5\gamma\beta$ mm antes de desintegrarse semileptónicamente ($B \to l\nu + X$). El parámetro de impacto del leptón producido viene dado por:

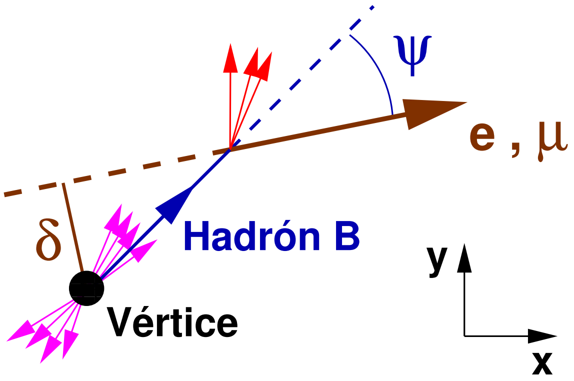


Fig.1.5: *Definición de parámetro de impacto en el plano $r\phi$ perpendicular al eje z (dirección del haz).*

$$\boxed{\delta = \gamma\beta ct \mid \sin\theta \mid \sin\Psi} \qquad (1-10)$$

donde t es el tiempo propio de desintegración, θ es el ángulo entre el hadrón B y el haz, y Ψ el ángulo entre la trayectoria del leptón y la dirección de vuelo del hadrón B en el plano $r\phi$. El valor medio del parámetro de impacto es entonces proporcional a la vida media del hadrón B: $< \delta > \propto \tau_B$, donde $\tau_B \equiv < t >$.

En el límite en el que el hadrón B es altamente relativista ($p_B \gg m_B$), el aumento de la longitud de desintegración $\gamma\beta c\tau_B$ se compensa con el ángulo medio de desintegración $\sin\Psi \propto \gamma^{-1}$ y el parámetro de impacto medio resulta prácticamente independiente del momento del hadrón B.

A energías centro de masas en el pico del Z el valor medio $< p_B > \sim 30$ GeV y la dependencia del valor medio del parámetro de impacto con el momento del hadrón B la mostramos, para un valor de $\tau_B =$ 1.31 ps, en la figura 1.6:

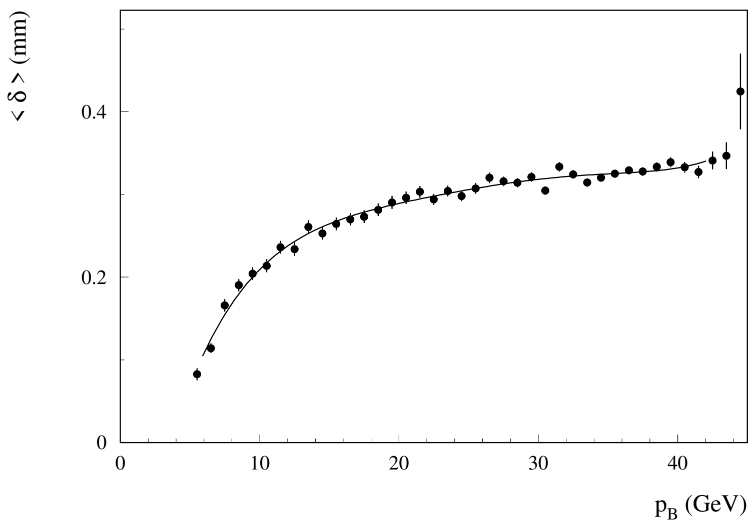


Fig.1.6: *Dependencia de $\langle\delta\rangle$ con $p_{HadronB}$.*

Es decir, podemos obtener una medida directa de τ_B, independiente de p_B, a partir de la distribución de parámetro de impacto δ de los leptones que proceden de la desintegración de hadrones B.

1.3.2. Distribución de parámetro de impacto.

La distribución de tiempo propio t de una partícula inestable de vida media τ viene dada por:

$$f(t)dt = \frac{1}{\tau} exp(-t/\tau)dt \qquad (0 \leq t \leq \infty) \qquad (1-11)$$

La distribución para la longitud de desintegración, relacionada con el tiempo propio a través de la velocidad de la partícula: $l = \beta\gamma ct$ es entonces, para un haz monocromático, también exponencial. Si el momento viene descrito por una distribución $g(\beta\gamma)$, la distribución para la longitud de desintegración viene dada por:

$$du\ f(u) = du \int_0^\infty g(\beta\gamma)\ \exp(-u/\beta\gamma)\ d(\beta\gamma)/\beta\gamma \qquad \text{donde}\, u \equiv l/c\tau \qquad (1-12)$$

que resulta rápidamente ineficiente para estimar τ cuando el espectro de momento de la partícula es ancho y mal conocido.

Sin embargo, como ya comentamos en el apartado anterior, la información del momento de la partícula original está contenida en la distribución angular de los productos de desintegración, de modo que la distancia transversa entre los productos de desintegración y el vértice (el parámetro de impacto) es prácticamente independiente de la velocidad en el límite de altas energías:

$$\delta = l \sin\Psi_{lab} = ct\beta\gamma \sin\Psi_{lab} \xrightarrow[\beta\to 1]{} ct\ tan\frac{\Psi}{2} \qquad \left(\text{dado que } \Psi_{lab} = atan\frac{\sin\Psi}{\gamma(\cos\Psi + \beta)} \text{ cuando } \mathrm{m}_{lepton} \to 0\right)$$

donde Ψ_{lab} y Ψ son los ángulos de desintegración en el sistema de referencia de laboratorio y centro de masas respectivamente.

Considerando que,

- la distribución angular de los productos de desintegración es isótropa en el sistema centro de masas, luego Ψ se distribuye como $1/2\ \sin\Psi$
- $u \equiv t/\tau$ se distribuye como e^{-u}
- $y \equiv \delta/c\tau$ cumple la relación $y = u\ tan\Psi/2$

podemos obtener una solución analítica de la distribución del parámetro de impacto (3-dimensional) *:

$$dy\ f(y) = dy \int_0^\infty \int_0^\pi e^{-u} \frac{\sin\Psi}{2}\ \delta(y - u\ tan\frac{\Psi}{2})\ d\Psi du =$$
$$= dy \int_0^\infty e^{-u} \frac{2yu^2}{(u^2+y^2)^2} du \qquad (0 \leq y \leq \infty) \qquad (1-13)$$

* utilizando que $\delta(f(x)) = \sum \frac{1}{|f'(x_0)|}\delta(x - x_0)$ con $x_0\ /\ f(x_0) = 0$

En este trabajo hemos optado, sin embargo, por parametrizar la distribución de parámetro de impacto mediante el ajuste a una suma de exponenciales de la distribución obtenida de una simulación Monte Carlo. La razón es doble. Por una parte esta parametrización simplifica la convolución con la función de resolución experimental. Por otra, la simulación Monte Carlo nos permite incluir directamente el efecto de los cortes experimentales aplicados en la selección de la muestra, el efecto del campo magnético y una signación dependiente de la dirección de vuelo del hadrón B. En el capítulo 3 describiremos más en detalle la parametrización de la distribución teórica.

De la fórmula (1-13) se deriva que la dependencia de la distribución del parámetro de impacto con la vida media τ es de la forma:

$$f(\delta,\ \tau,\ p,\ \phi,\ \ldots)\ d\delta\ dp\ d\phi\ d\ldots = f(\frac{\delta}{c\tau},\ p,\ \phi,\ \ldots)\ d\left(\frac{\delta}{c\tau}\right) dp\ d\phi\ d\ldots \qquad (1-14)$$

o, de otra forma, que la distribución de parámetro de impacto puede escribirse como una función *universal* en la variable $y = \frac{\delta}{c\tau}$.

1.4. Cálculo del elemento $\mid V_{cb} \mid$.

El elemento de matriz correspondiente a la desintegración semileptónica de los hadrones B dentro del modelo de Quark Espectador, viene dado por el producto de la corriente hadrónica y leptónica:

$$M_{sl} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb}\, [\bar{q}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)b]\, [\bar{l}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\nu_l] \qquad (1-15)$$

La anchura de desintegración semileptónica es entonces,

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \mid V_{qb} \mid^2 \Phi\left(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, \frac{m_\nu}{m_b}\right) \Psi\left(\frac{m_q}{m_b}\right) \qquad (1-16)$$

donde [1-42],

- $\Phi(x, y, z)$ es el factor de corrección por espacio de fases, que para leptones ligeros es aproximadamente,

$$\Phi(\epsilon, 0, 0) = 1 - 8\epsilon^2 + 8\epsilon^6 - \epsilon^8 - 24\epsilon^4 ln\epsilon \qquad \text{con } \epsilon \equiv m_q/m_b \qquad (1-17)$$

- $\Psi(\epsilon)$ es un factor de corrección QCD y viene dado por:

$$\Psi(\epsilon) = [1 - (2\alpha_s/3\pi)g(\epsilon)] \qquad \text{donde ,} \quad g(\epsilon) = \left(\pi^2 - \frac{31}{4}\right)(1-\epsilon)^2 + \frac{3}{2} \qquad (1-18)$$

Utilizando $\alpha_s(m_b) = 0.232$ [1-43] y unos valores para las masas de $m_b \sim 4.95$ GeV, $m_c \sim 1.65$ GeV y $m_u \sim 0.20$ GeV [1-44], resulta:

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}\left[F(\epsilon_u) \mid V_{ub}\mid^2 + F(\epsilon_c)\mid V_{cb}\mid^2\right] \sim 2.66\times 10^{-11}\left[\mid V_{cb}\mid^2 + 2.08 \mid V_{ub}\mid^2\right] \text{ (GeV)} \qquad (1-19)$$

donde hemos denotado,

$$F(\epsilon_q) \equiv \phi(\epsilon_q)\Psi(\epsilon_q) \qquad (1-20)$$

Los valores de las masas de los quarks los hemos obtenido de los experimentos CLEO y ARGUS, que utilizan el modelo ACCMM para describir el espectro leptónico.

Aunque el valor de la anchura semileptónica obtenido en el modelo WSB es un 20% más pequeño, el resultado del modelo ISGW, que suma a todos los estados finales 1S, 2S, 1P, es parecido al obtenido con el modelo ACCMM, lo que apoya la dinámica a nivel de quarks del modelo ACCMM. Aún así, en [1-45] podemos encontrar una estimación del valor de las correcciones de QCD no perturbativa y de la incertidumbre debida a la aproximación perturbativa, y mejorar la estimación del valor de la anchura de desintegración:

- **Correciones no perturbativas:**

  La expresión de la anchura de desintegración semileptónica (1-16) corresponde al primer término en un desarrollo en $1/m_Q$ dentro del marco de la *Heavy Quarks Effective Theory* (HQET). La contribución de los términos superiores es pequeña y reducen el valor relativo de la anchura de desintegración semileptónica en un $-(4.2 \pm 0.5)\%$. La incertidumbre de este valor es despreciable.

- **Correcciones perturbativas:**

  La anchura de desintegración semileptónica se conoce de forma exacta únicamente hasta orden α_s [1-42], pero es posible estimar la influencia de ordenes superiores en su valor. La incertidumbre en el valor de la anchura de desintegración semileptónica, resultante de considerar sólo hasta orden α_s, es de un $\sim 10\%$.

En el valor de $\mid V_{cb}\mid$ interviene el del cociente $|V_{ub}|/|V_{cb}|$. De la medida de la fracción de sucesos en la región cinemáticamente prohibida para $b \to c$, en el espectro de los leptones inclusivos que proceden de la desintegración del quark b, se obtienen unos valores de la fracción $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ que oscilan, dependiendo del modelo, entre 0.06 y 0.11. Con una contribución menor que un 2%, el valor de $|V_{cb}|$ es entonces prácticamente insensible al valor exacto de $|V_{ub}|/|V_{cb}|$.

La vida media es la inversa de la anchura total ($\Gamma_{TOT} = \Gamma_{sl} + \Gamma_{had}$) y puede relacionarse con la anchura de un determinado canal en términos de su fracción de desintegración.

$$\tau_B = \frac{1}{\Gamma_{TOT}} = \frac{Br_{sl}}{\Gamma_{sl}} \qquad (1-21)$$

En el Modelo Estándar, τ_B es entonces una medida combinada de los elementos $|V_{ub}|^2$ y $|V_{cb}|^2$. La expresión del elemento de matriz $\mid V_{cb}\mid^2$ en función del valor de la vida media τ_B es finalmente,

$$|V_{cb}|^2 = \frac{Br_{sl}}{\tau_B}\left\{\frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}\left(F(\epsilon_c) + F(\epsilon_u)\frac{\mid V_{ub}\mid^2}{\mid V_{cb}\mid^2}\right)\right\}^{-1} \qquad (1-22)$$

En el capítulo 5 volveremos de nuevo sobre el cálculo de $\mid V_{cb}\mid$ y, a partir de la medida de τ_B, obtendremos una medida experimental de su valor.

Conclusiones.

Este capítulo lo hemos dividido en cuatro secciones principales.

En la primera sección hemos introducido, por su importancia, el Modelo Estándar y sus características más importantes. Hemos resaltado la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa porque en este trabajo medimos uno de sus elementos.

En la segunda sección describimos el proceso de producción y desintegración de los hadrones con "belleza". En particular, los procesos de fragmentación y desintegración de hadrones son los que más incertidumbre teórica tienen. En este capítulo hemos introducido algunas de las aproximaciones y modelos que se utilizan para describirlos.

En la tercera sección introducimos la motivación y método de la medida de la vida media de los hadrones con "belleza". El método está basado en el ajuste de la distribución de parámetro de impacto de los leptones inclusivos.

En la última sección desarrollamos la expresión para el cálculo del elemento $\mid V_{cb} \mid$, utilizando un modelo de Quark Espectador para describir la desintegración semileptónica de los hadrones B.

Referencias:

[1- 1] UA1 Collab., G.Arnison *et al.,* Phys. Lett. **B 122** (1983) 103 ;
UA1 Collab., G.Arnison *et al.,* Phys. Lett. **B 126** (1983) 398 ;
UA1 Collab., P.Bagnaia *et al.,* Phys. Lett. **B 129** (1983) 130.

[1- 2] A. Pich, "*The standard model of electroweak interactions*", FTUV/94-62, IFIC/94-59, hep-hp/9412274, November 1994.

[1- 3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[1- 4] H. J. Hasert *et al.,* Phys. Lett. **B 46** (1973) 121.

[1- 5] J.J. Aubert *et al.,* Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404
J.E. Augustin *et al.,* Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.

[1- 6] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.

[1- 7] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 ;
A. Salam, *Proc.* 8^{th} Nobel Symp. (1968)367, Stockholm. Ed. Svartholm.

[1- 8] P. W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
T. W. B Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1154.

[1- 9] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973)652.

[1- 10] CDF Collab., F. Abe *et al.,* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 ;
D0 Collab., S. Abachi *et al.,* Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[1- 11] J. Goldstone, Nuov. Cim. **19**(1961)154.

[1- 12] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **35** (1971) 167 ;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B **44** (1972) 189 ;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B **50** (1972) 318.

[1- 13] Particle Data Group, L. Barnett *et al.,* Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[1- 14] J. L. Rosner, "*Present and future aspects of CP violation*", *Lectures at the VIII J. A. Swieca Summer School*, EFI 95-36; hep-ph/9506364.

[1- 15] J.H.Kühn *et al., Z Physics at LEP I*, CERN 89-08, Vol.1, pg.267 (yellow report, 1989);
S. Gorisny, Al.L. Kataev and S.A. Larin, Phys. Lett. **B 259** (1991) 144.

[1- 16] PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[1- 17] R.K.Ellis, D.A.Ross, A.E.Terrano, Nucl. Phys. B **178** (1981) 421.

[1- 18] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[1- 19] R.D.Field, R.P.Feynman, Nucl. Phys. B **136** (1978) 1.

[1- 20] G.C.Fox , S.Wolfram, Nucl. Phys. B **168** (1980) 285 ;
R.D.Field, S.Wolfram, Nucl. Phys. B **213** (1983) 65.

[1- 21] X.Artru, G.Mennessier, Nucl. Phys. B **70** (1974) 93.

[1- 22] C. Peterson, D.Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, Phys. Rev. D **27** (1983) 105.

[1- 23] V.G.Kartvelishvili, A.K.Likehoded, V.A.Petrov, Phys. Lett. **B 78** (1978) 615.

[1- 24] M.G.Bowler, Zeit. für Phys. C **11** (1981) 169.

[1- 25] B. Grinstein, "*An introduction to the theory of heavy mesons and barions*", University of California, San Diego, UCSD/PTH 94-24.

[1- 26] B. Grinstein, N. Isgur, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298;
N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein and M.B.Wise, Phys. Rev. D **39** (1989) 799.

[1- 27] ARGUS Collaboration, H. Albredet *et al.,* Phys. Lett. **B 210** (1988) 267 ;
CLEO Collaboration, C. Csrona *et al.,* Phys. Lett. **B 191** (1987) 318.

[1- 28] MARK III Collaboration, R.M. Baltrusaitis *et al.,* Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1976.

[1- 29] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbó, L. Maiani and G. Martinelli Nucl. Phys. B **208** (1982) 365

[1- 30] M. Wirbel, B. Stech and M. Bauer, Zeit. für Phys. C **29** (1985) 637;
H. Pietschmann and F. Schoeberl, Europhys Lett. 2 (1986)583;
Altomari and L. Wolfenstein, CMU-HEP 86 (1987);
J.G. Koerne and G.A. Schuler, Zeit. für Phys. C **38** (1988) 511

[1- 31] CLEO Collab. , R.Fulton *et al.,* Phys. Rev. D **43** (1991) 651.

[1- 32] CLEO Collab. , S.Henderson *et al.,* Phys. Rev. D **45** (1992) 2212.

[1- 33] V. Barger, W.F. Long and S. Pakvasa, J. Phys. **G5**(1979)L147

[1- 34] H. Harari SLAC-PUB-2234 (1978)

[1- 35] D. Cutts *et al.,* Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 363;
R. Vidal *et al.,* Phys. Lett. **B 77** (1978) 344

[1- 36] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.,* Zeit. für Phys. C **6** (1980) 295

[1- 37] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.,* Phys. Lett. **B 114** (1982) 71

[1- 38] MAC Collaboration, E. Fernández *et al.,* Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1022

[1- 39] MARK II Collaboration, N.S. Lockyer *et al.,* Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1316

[1- 40] CLEO Collaboration, A. Chen *et al.,* Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1084;
CUSB Collaboration, C. Klopfenstein *et al.,* Phys. Lett. **B 130** (1983) 444

[1- 41] P. Ginsparg and M.Wise *et al.,* Phys. Lett. **B 127** (1983) 265;
L.L. Chau in Proc. Physics in Collision 3 (Como, Italy) 1983

[1- 42] C.S. Kim and A.D. Martin, Phys. Lett. **B 225** (1989) 186.

[1- 43] $\alpha_s(m_b^2)$ a partir de la extrapolación del valor en LEP de $\alpha_s(m_Z) = 0.0123 \pm 0.006$:
J.Casaus, "*LEP results on α_s from hadronic events observables at the Z resonance*", The Hadronic Session of the XXXth Rencontre de Moriond, March 18-25 1995, pg.219
G.Rodrigo, A.Santamaria, Phys. Lett. **B 313** (1993) 441-446

[1- 44] CLEO Collab., E. H. Thorndike, *Proc. 1985 Int. Sym. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, eds. M. Konumu and K. Takahashi (Kyoto,1986) p. 406

ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 249** (1990) 359.

[1- 45] Matthias Neubert, "*Heavy flavour physics*", CERN-TH/95-307, hep-ph/9511409. *To appear in the Proceedings of the 17th International Conference on Lepton-Photon Interactions, Beijing, China, August 1995.*

Capítulo 2

Dispositivo experimental

Introducción.

No pueden entenderse las características de la muestra, así como tampoco los efectos de resolución y calibración que afectan y limitan la sensibilidad de las medidas, sin un conocimiento previo del detector, su entorno y sus propiedades físicas. Por eso hacemos esta breve descripción del dispositivo experimental.

La muestra que utilizamos en el análisis la hemos obtenido de los datos recogidos en el detector L3 durante los años 1991-94. El detector está situado en una de las cuatro zonas experimentales del acelerador LEP, en la que se hacen colisionar electrones y positrones con una energía centro de masas, en su primera fase, en torno a la masa del bosón Z ($\sqrt{s} \sim 91$ GeV).

En este apartado vamos a describir los aspectos fundamentales de LEP, la configuración de L3, destacando las principales características de sus subdetectores, y el proceso de reconstrucción de las señales recogidas en el detector.

2.1. LEP.

LEP (*Large Electron Positron Collider*) [2-1] es hasta el momento el mayor colisionador e^+e^- construido. Está situado en la frontera francosuiza, cerca de Ginebra, en el laboratorio Europeo de Física de Partículas, CERN. La máquina está en un túnel a una profundidad media de 100 m y describe aproximadamente unos 27 km de circunferencia con ocho tramos rectos, $P1...P8$, donde se sitúan las áreas experimentales y los sistemas de aceleración (figura 2.1a). Dispuestos de forma simétrica y ocupando las áreas experimentales pares, encontramos los cuatro detectores de LEP: L3, ALEPH, OPAL y DELPHI ($P2$, $P4$, $P6$, $P8$).

Entre los objetivos más importantes de LEP debe incluirse el de realizar medidas precisas de los parámetros del Modelo Estándar. En una primera fase (LEP1), durante el periodo 1989-1995, funcionó a una energía centro de masas igual a la masa del bosón Z ($\sqrt{s} \sim 91$ GeV), permitiéndonos estudiar la validez del Modelo Estándar en su sector gauge neutro hasta distancias de 2×10^{-16} cm. En una segunda fase (LEP2), que ha comenzado en mayo de 1996, se trabaja a energías centro de masas por encima del umbral de producción de pares de bosones cargados $W^{\pm}$, lo que nos permite estudiar la validez del Modelo Estándar en su sector gauge cargado.

LEP es en realidad el último de una cadena de aceleradores [2-2]. La cadena de inyección de LEP (figura 2.1b) consiste en un acelerador lineal LIL (*Linear Injector of LEP*), donde se producen y aceleran electrones y positrones hasta energías de 600 MeV, un anillo acumulador, EPA (*Electron Positron Acumulator*), y los dos aceleradores PS (*Proton Synchrotron*) y SPS (*Super Proton Syncrotron*) donde electrones y positrones alcanzan una energía de 20 GeV. En LEP se inyectan positrones y electrones en direcciones opuestas y en paquetes de 4x4*, con una intensidad del orden de 450 μA ($\sim 10^{11}$ partículas) cada uno, y son acelerados hasta una energía de 45 GeV mediante cavidades de radiofrecuencia, encargadas además de reponer la energía perdida por radiación sincrotrón (unos 117 MeV por revolución a 45 GeV).

---

* Cuatro paquetes de electrones y cuatro de positrones (más recientemente se han utilizado 8x8 y otras configuraciones)

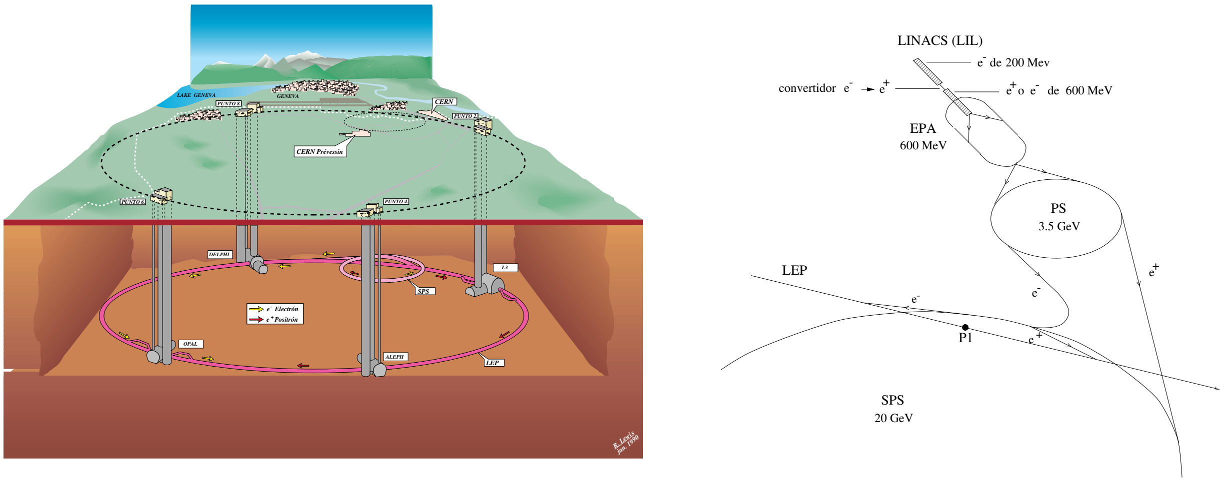


Fig.2.1: *(a) Panorámica de LEP. (b) Sistema de inyección de LEP.*

Una vez completada la aceleración, el cruce de haces de electrones y positrones se produce cada 22 μs y, mediante imanes cuadrupolares situados junto a cada uno de los detectores, se comprime el haz (β *squeeze*) obteniendo una luminosidad del orden de 10^{31} s^{-1} cm^{-2} en el punto de interacción.

La luminosidad viene descrita por la ecuación:

$$L = \frac{N^2 fn}{4\pi\sigma_H\sigma_V} \qquad (2-1)$$

donde N es el número de partículas por paquete, n el número de paquetes, f la frecuencia de revolución y, σ_H y σ_V la dispersión de las partículas en el plano transverso al haz. El número de interacciones producidas por unidad de tiempo viene dado por el producto de la luminosidad por la sección eficaz de colisión.

2.2. El detector L3.

En LEP, los análisis basados en la identificación de leptones ligeros [2-3] o fotones [2-4] son especialmente interesantes por su sencillez experimental y teórica. Por ello, el detector L3 [2-5] fue expresamente diseñado para identificar electrones, muones y fotones, así como para medir su energía con gran precisión.

Aunque la resolución en la medida del momento de los muones mejora linealmente con el campo magnético, lo hace cuadráticamente con la longitud*. Por ello se optó por un diseño basado en cámaras de deriva inmersas en un campo magnético relativamente débil pero muy separadas entre ellas. L3 tiene un solenoide octogonal de 7800 Tm por el que circula una corriente de 30000 A, proporcionando un campo magnético uniforme de 0.5 T paralelo al haz en un volumen de $11.4 \times 11.4 \times 11.4$ m^3, que contiene a todos los subdetectores.

La identificación y la medida precisa de la energía de electrones y fotones se consigue a partir de un calorímetro electromagnético de cristales de BGO, que proporciona una resolución energética del orden de un 1% y una resolución espacial mejor que 2 mm.

---

* el momento del muón viene dado por $p_t \simeq \frac{0.3 * B * l^2}{8s}$ GeV (donde $p_t \equiv p \sin\theta$, B es el campo magnético y s es la sagita del arco que describe el muón cuando recorre una longitud l)

Completan el detector un calorímetro hadrónico y una cámara de deriva (TEC). Recientemente (1994) se añadió un detector de vértice (SMD) con el que se ha conseguido mejorar significativamente la resolución espacial en la medida de trazas cargadas.

En la figura 2.2 mostramos de forma esquemática los distintos componentes de L3:

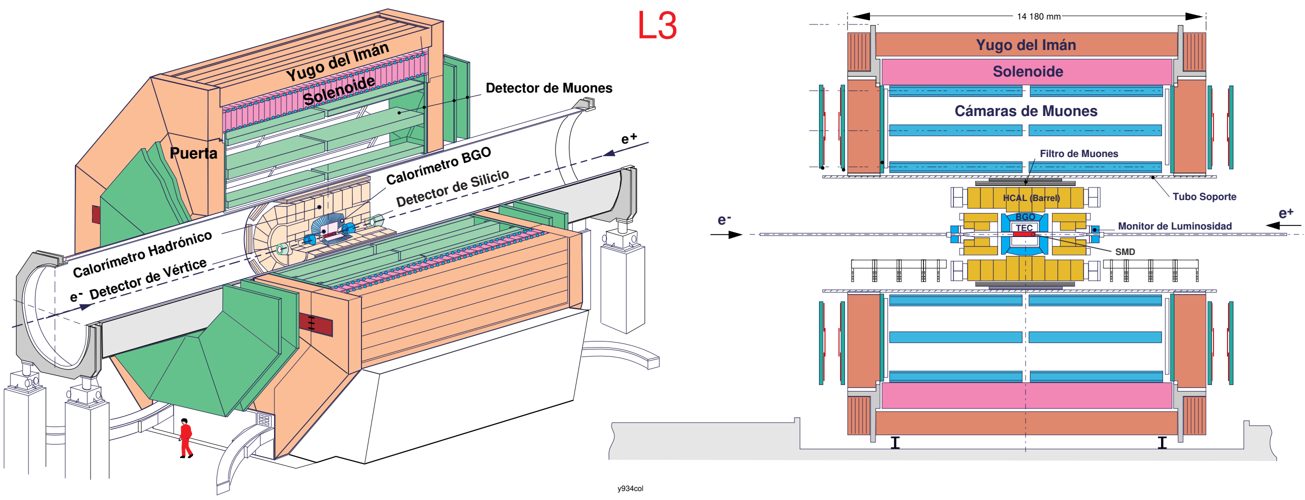


Fig.2.2: *Esquema general de L3.*

Todos los subdetectores descansan sobre un tubo de hierro de 32 m de largo y 4.45 m de diámetro, llamado *tubo soporte*, que se apoya sobre cuatro pies hidráulicos servocontrolados que permiten un posicionamiento preciso de todo L3 respecto del eje del haz. Externamente al tubo soporte se encuentran tres capas concéntricas de cámaras de deriva que constituyen el espectrómetro de muones*. Internamente los detectores se disponen como elementos del *barrel* alrededor del tubo del haz y *end caps* cubriendo las regiones a bajo ángulo polar en las direcciones hacia delante y hacia atras. Los elementos del *barrel* son el filtro de muones, el calorímetro hadrónico, los plásticos centelleadores, el calorímetro electromagnético y el sistema de trazas central (una cámara de deriva y un detector de microvértice). Los elementos *end caps* son parte del calorímetro hadrónico, parte del calorímetro electromagnético y el monitor de luminosidad. En el siguiente apartado describiremos brevemente los subdetectores que componen L3.

Durante la toma de datos, la información del estado y funcionamiento de los subdetectores se almacena en una base de datos. El sistema de *trigger* y adquisición de datos son también aspectos fundamentales del experimento y los describiremos brevemente al final de la sección.

* A las cámaras centrales que conforman el *barrel* se añadieron recientemente (1994) cámaras en la región anterior y posterior (*Cámaras Forward-Backward*)

2.2.1. El sistema central de detección de trazas.

Consta de un detector de microvértice, el SMD, una cámara de deriva, la TEC y dos cámaras proporcionales de deriva cilíndricas con lectura de cátodo, las cámaras Z (figura 2.3).

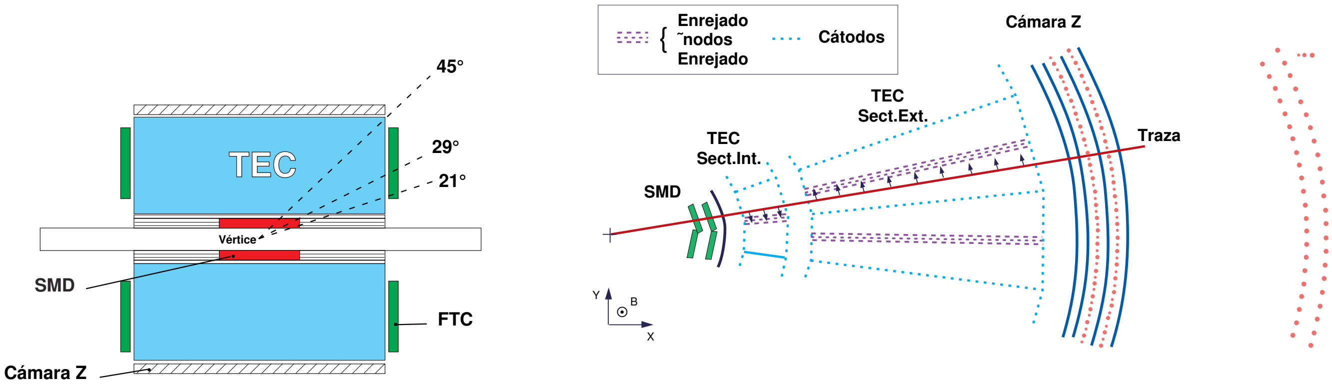


Fig.2.3: *(a) Esquema general y (b) sección transversal del detector central.*

La descripción de una traza viene dada por su momento en el plano $r\phi$ o momento transverso p_t, su parámetro de impacto δ en el plano $r\phi$, su ángulo polar θ y su coordenada z y ángulo azimutal ϕ en el punto que define el parámetro de impacto. Las medidas relativas al plano $r\phi$ y z son independientes, salvo en el caso del SMD en el que aparecen ligeramente correlacionadas para una de sus capas de detección.

En el apéndice B hacemos una descripción más detallada de los parámetros que describen una traza.

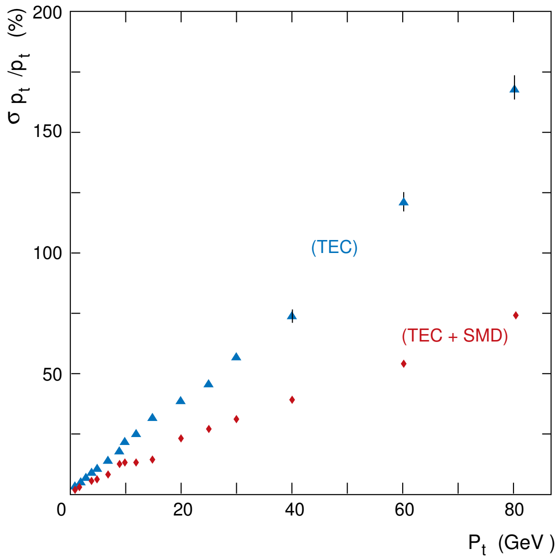
El parámetro de impacto es la variable experimental más importante de nuestro trabajo. Su resolución determina la sensibilidad de nuestro análisis en la determinación de la vida media de los hadrones con "belleza".

El cambio del tubo del haz por uno más estrecho antes de la toma de datos de 1991, facilitó la instalación del SMD. Con un grosor total menor que 3 cm el SMD es el primer subdetector que desde el vértice y rodeando al tubo del haz encontramos en L3. El SMD se instaló en L3 en el año 1993 y en el año siguiente se consiguió integrar plenamente en la reconstrucción de trazas del detector central. Su construcción era indispensable para la fase LEP II [2-6], pero su buen funcionamiento ha permitido a L3 su utilización en el análisis de los datos recogidos en 1994.

La TEC, de forma cilíndrica y con un radio aproximado de 0.5 m, soporta al SMD en su superficie interior y está envuelta, en su superficie exterior, por las cámaras Z. Describamos ahora brevemente cada uno de los detectores que forman el sistema de detección de trazas central.

1) El SMD (*Silicon Microvertex Detector*)**:**

El funcionamiento a partir de 1994 del SMD ha permitido mejorar la determinación de la posición de las trazas descritas por las partículas cargadas que atraviesan el detector central y en consecuencia la resolución en la medida del momento transverso, la determinación de la carga, la medida del parámetro de impacto, la medida de la coordenada z, la capacidad para separar trazas cercanas y la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios. En las figuras 2.4a y 2.4b mostramos la mejora en la medida del momento transverso*:



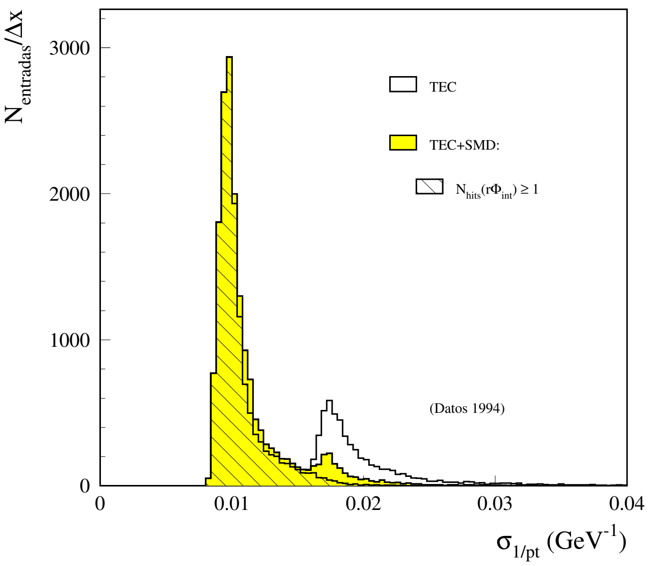


Fig.2.4: *Resolución del p_t TEC frente TEC+SMD: (a) Relación entre σ_{p_t}/p_t y p_t ($\sigma_{p_t}/p_t = \kappa p_t$, con $\kappa = \sigma_{1/p_t}$**) y (b) Valor de σ_{1/p_t} en los datos de 1994, utilizando sólo TEC: $\sigma_{1/p_t} \sim 0.02$ y TEC+SMD: $\sigma_{1/p_t} \sim 0.01$****

El SMD consta (figura 2.5) de dos capas de 12 *ladders* cada una, y cada *ladder* de cuatro planos rectangulares de detectores de silicio con doble lectura de 4×7 cm^2 y 300 μm de espesor cada uno.

---

* La mejora en el parámetro de impacto puede apreciarse más adelante en la figura 3.6

** La resolución de la curvatura ($\propto 1/p_t$) es $\sim$ *cte*

*** Para obtener una resolución $\sigma_{1/p_t} \sim 0.01$ con el SMD es suficiente tener señal en la $r\phi$ interna del SMD.

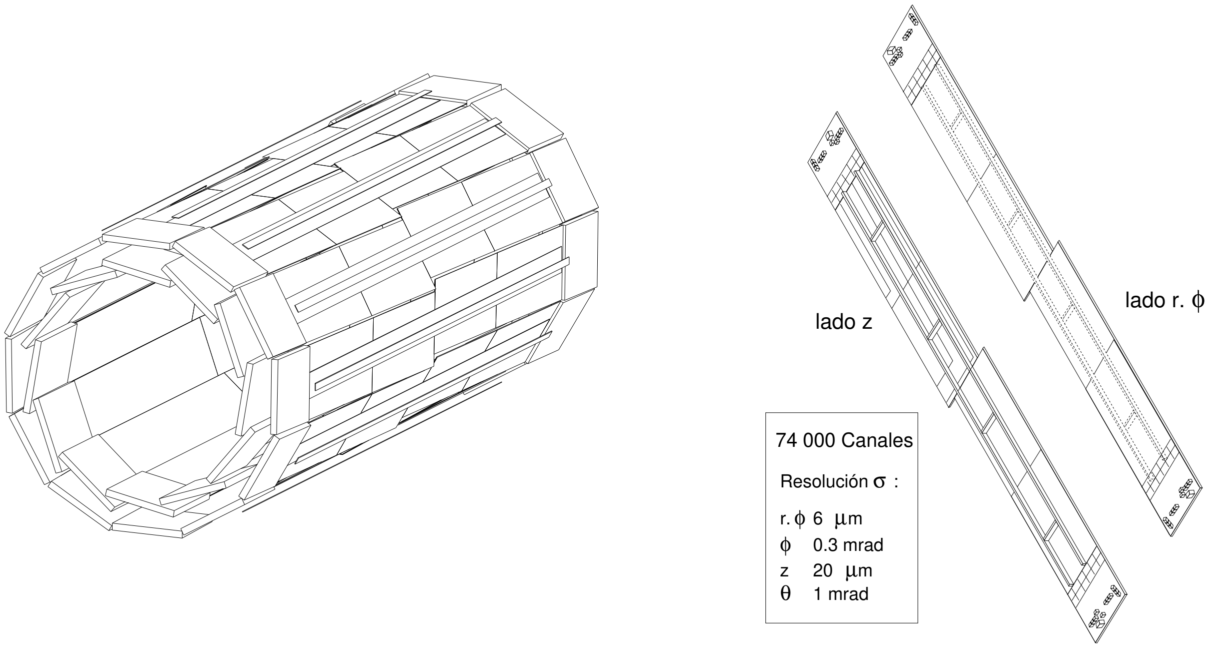


Fig.2.5: *(a) Esquema general del SMD, (b) Figura de un ladder.*

La estructura general en capas de semiconductores para un detector con lectura en ambos lados la presentamos en la figura 2.6a. Las tiras p, *p-strips* (conducción por huecos), están dispuestas en dirección paralela al haz y miden la coordenada $r\phi$ y las tiras n, *n-strips* (conducción por electrones), en la dirección ortogonal al haz y miden la coordenada z. La separación entre los *strips* es uno de los factores que determinan la resolución en la medida de la posición. En el SMD la separación entre *strips* es de 50 μm en x y 150-200 μm en z, y la resolución de $\sim$7 μm en $r\phi$ y $\sim$20-25 en z.

Su funcionamiento está basado [2-7] en la formación de un campo eléctrico al aplicar un potencial positivo en el lado n respecto del lado p (*reverse bias*) que, al paso de una partícula cargada, separa y conduce hacia los *strips* los pares electrón-hueco creados por ionización (figura 2.6b).

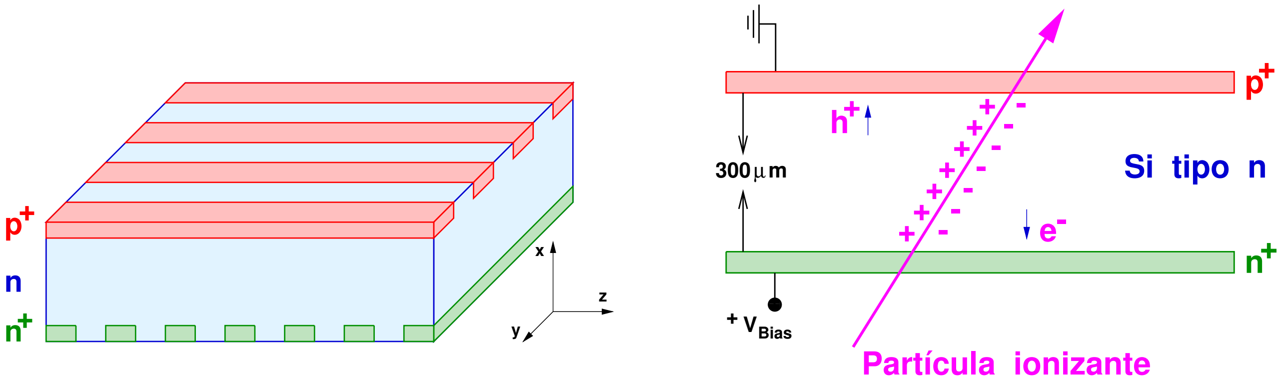


Fig.2.6: *(a) Estructura de un detector con lectura doble, (b) Esquema de su funcionamiento.*

Entre sus propiedades más importantes, común a todos los detectores de semiconductores, destacamos:

- En contraste con los $\sim$ 30 eV necesarios en los detectores de gas, en los detectores de silicio, debido al estrecho espacio entre bandas ($\sim$ 1.1 eV), es suficiente una media de 3.6 eV para crear un par electrón-hueco.

- La gran cantidad de energía que las partículas pierden por ionización ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ = 3.8 MeV/cm para partículas de mínima ionización), permite obtener una señal suficientemente amplificada para una cantidad de material pequeña. Típicamente la anchura de estos detectores es de 300 μm.

- Rápida respuesta del detector, típicamente de 10 ns, debida a la alta movilidad de los electrones y huecos.

- Buena resistencia a la radiación.

Para evitar la ambigüedad en la determinación de la posición de dos trazas cercanas, el SMD se diseñó, en su capa de *strips* $r\phi$ externa, con un pequeño giro de 2^o. Además de reducir el fondo de falsas trazas reconstruidas y facilitar la asociación con trazas en la TEC, este giro correlaciona (ligeramente) la medida en $r\phi$ con la medida de z y permite mejorar, y en algunos casos determinar (cuando no hay medida externa de las cámaras Z), la medida en z de las trazas. Es, sin embargo, entonces necesaria la medida de $r\phi$ en la capa interna para obtener una mejora apreciable en la medida de la posición en $r\phi$ de las trazas con el SMD.

En cuanto a la calibración y mantenimiento del SMD destacamos la importancia del control de su temperatura, el continuo seguimiento del ruido electrónico y la determinación de canales ruidosos. El análisis de los resultados del funcionamiento del SMD en 1993 permitió en 1994 asociar *clusters* (agrupación de *strips* con señal) del SMD con trazas en la TEC, alinear global (respecto de la TEC) y localmente (internamente entre los diferentes planos del detector) el SMD [2-8], determinar los canales ruidosos [2-9] y obtener la reconstrucción conjunta de las trazas con la información combinada del SMD y la TEC.

2) La TEC (*Time Expansion Chamber*):

La TEC [2-10] consta de dos cámaras de deriva cilíndricas con tapas comunes operando en modo de "expansión temporal". Los planos anódicos y catódicos de la TEC están dispuestos radialmente en 12 sectores internos y 24 externos (figura 2.7a). Radialmente la TEC se localiza entre 9 y 49 cm a partir del punto de interacción y cubre un ángulo polar con el máximo número de hilos de $|\cos\theta| \leq 0.75$.

El principio de "expansión temporal" consiste en separar una zona de deriva lenta ($v_{deriva} \sim 6$ μm/ns) de una rápida ($v_{deriva} \sim 50$ μm/ns) o de amplificación y próxima a los planos anódicos. Una velocidad de deriva lenta permite una mayor precisión en la medida de la posición de la traza. Se utiliza para ello un gas de bajo coeficiente de difusión*, mezcla de CO_2 (80%) e isobutano (20%), que tiene además un ángulo de Lorentz despreciable. Próximos al plano de ánodos, se genera un fuerte campo eléctrico para amplificar la señal mediante una rejilla de potencial (figura 2.7b).

* la dispersión de la nube de deriva depende con $\sqrt{2DT}$ del coeficiente de difusión D y el tiempo de deriva t

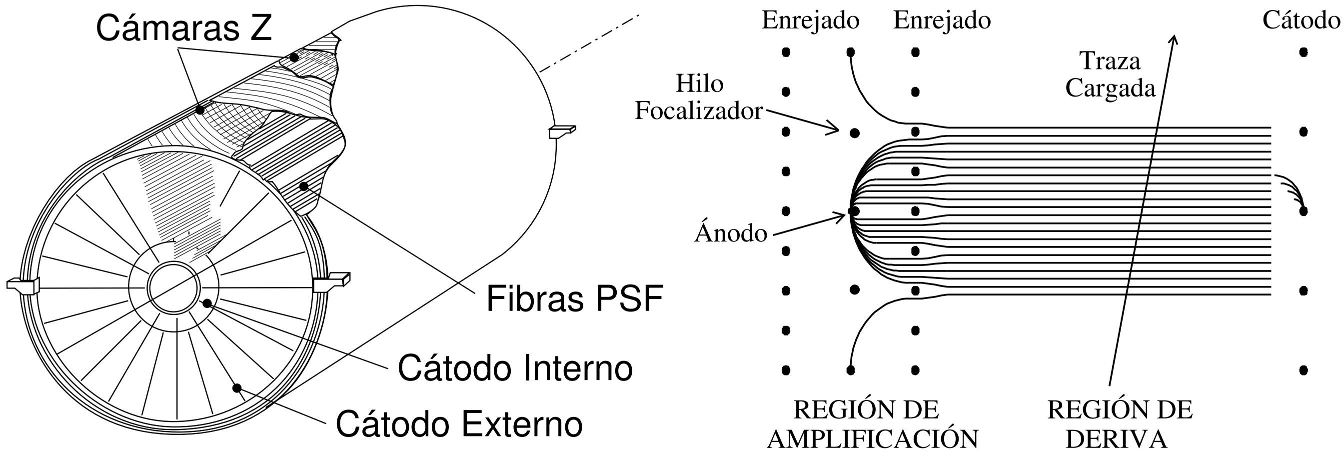


Fig.2.7: *(a) Esquema general de la TEC, (b) Principio de "expansión temporal".*

Para alcanzar una buena resolución en longitudes de deriva de hasta 5 cm, se mide el centro de gravedad de la nube electrónica mediante convertidores analógico-digitales especiales (*Flash Analog to Digital Converters (FADC)*), que permiten registrar la forma de los pulsos.

La separación entre una zona de deriva lenta y una rápida permite ajustar la velocidad de deriva sin afectar la recogida de la señal.

Cada plano anódico consta de 62 hilos sensores que miden la coordenada $r\phi$ con una resolución por hilo de $\sim$ 50 μm. Entre ellos destacan los hilos de división de carga que permiten medir además la coordenada z con una resolución de 2 cm. Finalmente, para parte del conjunto de hilos normales, se incluye junto a su lectura la de los grupos de 5 hilos de la rejilla de potencial, lo que permite resolver la ambigüedad izquierda-derecha identificando el lado por el que se produjo la avalancha. Los sectores internos tienen 6 hilos normales y dos de división de carga. Los sectores externos tienen 31 hilos, 14 que resuelven la ambigüedad izquierda-derecha y 9 de división de carga.

La medida en al menos 50 hilos con una resolución de 50 μm cada uno, en un campo magnético de 0.5 T y un brazo de palanca de 37 cm, permite determinar la carga de las partículas con un momento de 50 GeV al 95% de nivel de confianza. La resolución de la TEC en la medida del momento transverso p_t viene dada por:

$$\sigma(1/p_t) = 0.022\mathrm{GeV}^{-1} \qquad (2-2)$$

Adicionalmente, la cámara resuelve dos trazas próximas entre sí, cuando éstas están separadas a una distancia mínima de $\sim$ 650 μm.

Para alcanzar una resolución espacial de 50 μm la velocidad de deriva debe ser estable dentro de un rango de variación máximo de un 0.1%. Para ello es necesario el control y seguimiento de la presión y estabilidad del gas, el campo eléctrico, la temperatura y por supuesto una calibración muy precisa de la TEC.

Cada semisector externo del la TEC está equipado, en su superficie externa, con una cinta de plástico centelleador (*Plastic Scintillating Fibers* (PSF)), que consta de 143 fibras y dos fotomultiplicadores, y permite obtener una medida independiente de la posición azimutal de la traza. Conocido el vértice de interacción es posible entonces calibrar la TEC.

Durante la toma de datos *online*, la información de la posición del haz obtenida de LEP y los datos recogidos en la TEC son suficientemente precisos como para permitir la reconstrucción del vértice primario de cada suceso. Sin embargo, la resolución de los parámetros medidos en la TEC resulta ser mucho mejor si se realiza la calibración de la TEC durante el análisis y reconstrucción *offline* de los datos.

Desde el *offline*, la calibración de la TEC se hace con *bhabhas* y *dimuones* condicionados a pasar a una distancia mínima del vértice primario (cuyo cálculo y definición discutiremos en el capítulo 3). El cálculo del vértice primario depende de la calibración, por lo que el proceso de su cálculo y el proceso de calibración pasan por sucesivas iteraciones hasta que convergen.

La calibración de la TEC se hace internamente. La estructura de dos sectores externos por cada uno interno permite ajustar, para una traza dada, la velocidad de deriva de forma que los segmentos de la traza interno y externo solapen. El procedimiento de calibración de los sectores externos con los internos y los internos con los externos, se itera hasta que converge y, sobre una estadística normalmente correspondiente a un periodo de toma de datos ($\sim$ varios meses), el sesgo introducido se hace despreciable.

Desde 1994 el SMD define dos nuevos puntos por traza en el plano $r\phi$ con altísima precisión. Ello ha permitido desarrollar un nuevo y eficiente procedimiento de calibración de la TEC [2-11] y de alineamiento relativo del SMD.

En el apéndice B discutimos algo más en detalle el proceso de calibración de la TEC.

3) Las cámaras Z: Consta de dos cámaras proporcionales cilíndricas con lectura de cátodo, delimitadas por tres cilindros de poliuretano y fibra de vidrio, que cubren el cilindro externo de la TEC. En las cuatro caras internas de esta estructura se disponen en tiras de aluminio (*strips*) los cátodos formando ángulos de 90^o, 70^o, -70^o y 0^o respectivamente (Fig.2.7a). Los ánodos son hilos paralelos al eje z situados en el centro de las cámaras proporcionales (Fig.2.7b). Se utiliza una mezcla de 80% Ar y 20% CO_2 y se obtiene, considerando una imprecisión de $\sim$ 10 mm en la medida de la coordenada z de la posición del vértice, una resolución en la medida de la coordenada θ de 2 mrad.

2.2.2. El calorímetro electromagnético (BGO).

Los calorímetros complementan a las cámaras de deriva aportando además información sobre la energía de las partículas neutras. Suelen estar, sin embargo, especializados en la detección de un determinado tipo de partículas. Su funcionamiento está basado en la absorción completa de estas partículas y la medida de su energía a partir de la que pierden en su interacción con el medio.

En el caso de electrones y fotones el mecanismo de pérdida de energía dominante, por encima de $\sim$ 10 MeV, es el *bremsstrahlung* y la producción de pares respectivamente. Un calorímetro electromagnético se caracteriza por tener una longitud de radiación baja, por lo que ambos, fotones y electrones, se desintegran rápidamente en una cascada* de fotones y pares e^+e^- que se sucede hasta que el mecanismo de pérdida de energía dominante es por ionización. La forma en la que se recoge esta energía depende en general del calorímetro. En L3 el medio es transparente a los fotones de centelleo producidos y se recogen en fotodiodos, de cuya lectura y tras una necesaria calibración, extraemos la energía del fotón o electrón inicial.

---

* la "degradación de la energía" a través del desarrollo de la cascada es un proceso estadístico y la resolución en la energía viene entonces dada por $\sigma/E \sim 1/\sqrt{<N>} \sim E^{-1/2}$, donde $<N>$ es el número medio de partículas secundarias producidas.

Cuando las partículas incidentes no son ni electrones ni fotones pueden, o bien depositar sólo una pequeña cantidad de energía por ionización ($\sim$ 250 MeV), o bien, en el caso de los hadrones, llegar a sufrir interacciones hadrónicas con el medio y depositar una cantidad importante de su energía.

El calorímetro electromagnético de L3 envuelve la cámara de vértice y esta diseñado para medir con precisión la energía y posición de electrones y fotones en un amplio intervalo de energía: de 100 MeV a 100 GeV. Consiste en una matriz de unos 11000 cristales compuestos de germanato de bismuto BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), que actúa simultáneamente como material absorbente y detector, y dispuestos en dos zonas bien diferenciadas (figura 2.8a):

- Un *barrel* central, que cubre un ángulo polar $42^o < \theta < 138^o$. Cada mitad del *barrel* está formado por 24 anillos (proyección θ) de 160 cristales cada uno (proyección $r\phi$).

- Dos *end caps*, formados por cristales de BGO dispuestos en 17 anillos, y precedidos por unas cámaras de deriva (*FTC*) que complementan a la cámara de vértice central (la TEC) en la medida de la posición de las partículas cargadas a bajo ángulo. Los *end caps* tienen una cobertura de $10^o < \theta < 38^o$ y $142^o < \theta < 170^o$ respectivamente.

Los cristales de BGO tienen forma de pirámide truncada (figura 2.8b) y apuntan al vértice de interacción con una pequeña desviación angular de 10 mrad en ϕ para evitar la fuga de fotones. Son prácticamente iguales entre ellos, salvo una pequeña dependencia con θ (que en los *end-caps* llega a ser importante), de modo que cubren el mismo ángulo sólido independientemente de su distancia al vértice.

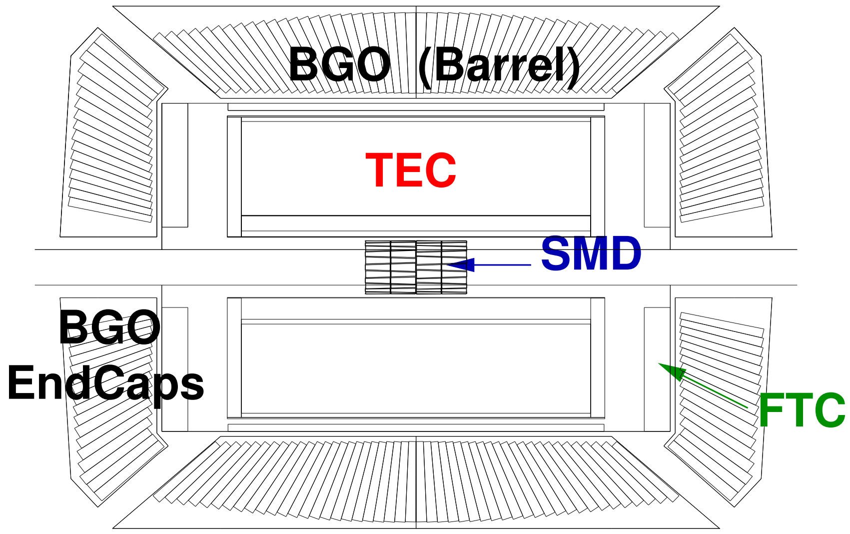
Las principales características del BGO, entre las que destacamos su alta densidad y su pequeña longitud de radiación, aparecen en la tabla 2.1:

Densidad	7.13 g/cm^3
Long. de Radiación	1.12 cm
Long. de Interacción Nuclear	22 cm
Radio de Molière	2.3 cm
dE/dx	9 MeV/cm

Tabla 2.1: *Características generales de un cristal de BGO*

El BGO es además, un material no higroscópico, químicamente estable y razonablemente resistente a la radiación.

Las propiedades del cristal de BGO y la alta granularidad del calorímetro permiten obtener una excelente resolución en la energía y en la medida de la posición [2-12]. Por encima de 3 GeV, la energía de un electrón (fotón) se define como la energía depositada en una matriz de 9 cristales centrada en el cristal de incidencia. Por debajo de 3 GeV, para evitar su sobrestimación debida al ruido electrónico o solapamiento con otras partículas, la energía se define como la depositada en los 6 cristales más energéticos. La agrupación de cristales asociada a la energía depositada por una partícula la conocemos por *bump*.



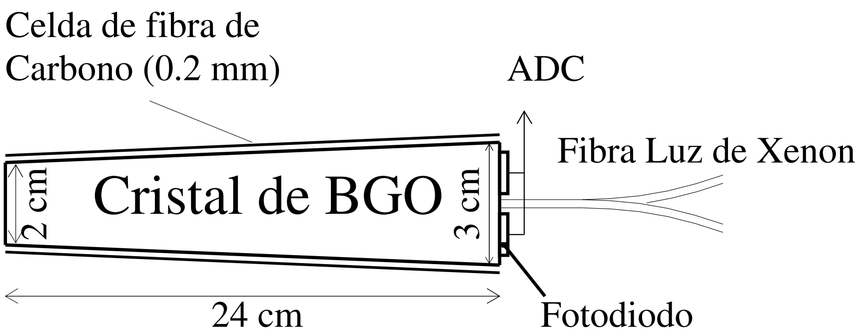


Fig.2.8: *(a) Sección longitudinal del BGO. (b) Esquema de un cristal del barrel del BGO.*

A partir de una selección de *bhabhas* (sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$), que nos permite estimar la resolución del BGO a 45 GeV y la medida comparada de la energía de electrones de bajo momento con la TEC, puede obtenerse una parametrización de la resolución en energía del BGO dada por:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{1.5}{\sqrt{E}} + \frac{0.4}{E} + 1.\right)\% \qquad \text{(E en GeV)} \qquad (2-3)$$

donde $1/\sqrt{E}$ es el término estadístico correspondiente a la fluctuación intrínseca de la cascada, $1/E$ está relacionado con el ruido electrónico y la anchura de los pedestales, y el término independiente tiene en cuenta errores de calibración y no uniformidad del material.

Las constantes de calibración de cada cristal se obtuvieron durante el *Test Beam* [2-13] previo a la instalación del calorímetro en L3. Las variaciones en las constantes de calibración, como las debidas al envejecimiento progresivo de los cristales, se controlan mediante su iluminación con luz de lámparas de Xenon. La calibración absoluta del calorímetro se determina utilizando electrones de sucesos *bhabhas* no radiativos.

El control de la temperatura de los cristales, de la que depende de forma crucial la cantidad de luz producida (en una relación -1,55% / ^{o}C), es también fundamental para obtener una buena resolución.

2.2.3. El monitor de luminosidad.

El monitor de luminosidad está diseñado para medir la luminosidad contando el número de sucesos *bhabha* a bajo ángulo. Para ello consta de dos módulos situados a ambos lados del punto de interacción, que cubren un rango angular de $24.7 < (\theta,\ \pi - \theta) < 69.3$ mrad correspondiente a una sección eficaz a las energías de LEP1 (primera fase) de $\sigma_{bhabha} \sim 100$ nb.

Cada módulo consta a su vez de una matriz de cristales de BGO muy segmentada precedida por un detector de láminas de silicio SLUM (figura 2.9a). En el plano $r\phi$, los cristales de BGO están dispuestos en 8 anillos y en 16 sectores de 19 cristales cada uno (figura 2.9b). Cada módulo de BGO está a su vez dividido en dos mitades, que se mantienen separadas hasta que los haces están colimados, y protegido de la radiación por una pantalla de plomo que le separa del tubo del haz.

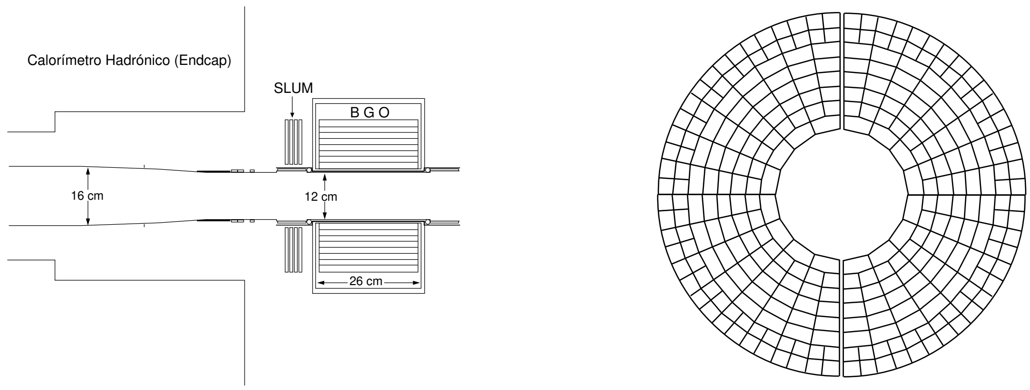


Fig.2.9: *(a) Sección longitudinal y (b) sección transversal del monitor de luminosidad.*

El error sistemático en la medida de la luminosidad es menor que un 1% y tiene en cuenta las incertidumbres teóricas en el cálculo de la sección eficaz, las ineficiencias del detector, la contaminación de la muestra y las variaciones de los parámetros del haz dadas por LEP.

2.2.4. Contadores de centelleo.

Situados entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico, son un conjunto de 30 tiras de plástico BICRON BC-412 en el *barrel* y 16 en los *end-caps*, de 1 cm de espesor y dispuestas longitudinalmente siguiendo la forma del calorímetro hadrónico (figura 2.10a). Su cobertura angular es de $|cos\theta| < 0.90$ y de un 93 % en ϕ.

Su principal objetivo es reducir la contaminación de muones procedentes de *rayos cósmicos* en sucesos de *dimuones* ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). La diferencia esperada entre los tiempos de vuelo medidos en los centelleadores es $\sim 0.$ ns para los *dimuones* y de ~ 5.8 ns para un *muón cósmico* que atraviesa el detector y deja señal en dos tiras de centelleo opuestas.

La señal producida en cada plástico es leída por un fotomultiplicador en cada uno de sus extremos. La resolución intrínseca de los centelleadores es de ~ 0.4 ns.

2.2.5. Calorímetro hadrónico.

Los calorímetros hadrónicos se caracterizan por tener una longitud de absorción muy baja. Suelen estar constituidos por capas intercaladas de un material pasivo, que interacciona con los hadrones incidentes y desencadena cascadas de nuevas partículas, y un material activo, que mide la energía que éstas van depositando por ionización.

A diferencia de las cascadas electromagnéticas, las hadrónicas están mediadas por procesos de interacción fuerte. Tienen fluctuaciones mucho mayores en la relación entre la energía medida y la energía inicial del hadrón y por tanto peor resolución. Típicamente la mitad de la energía en una interacción hadrónica se consume de forma inelástica y el resto resulta en la formación de partículas cuya multiplicidad apenas depende de la energía inicial [2-14]. Entre los aspectos que limitan la resolución en la energía de los calorímetros hadrónicos podemos citar:

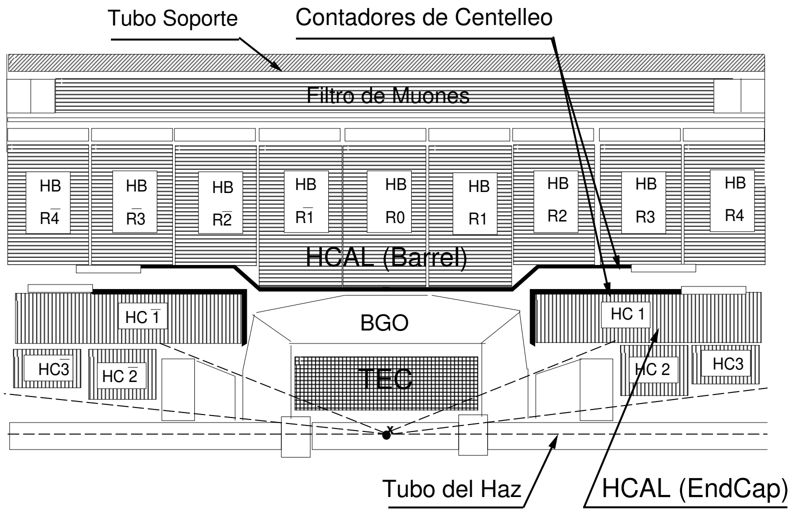
- La producción de π^0, que por su desintegración en dos fotones producen cascadas de tipo electromagnético.
- La energía perdida en forma de excitación o ruptura de los núcleos, de la cual sólo una fracción llega a ser detectable ("visible").

En el caso de calorímetros de uranio U^{238}, la energía perdida en la ruptura de los núcleos se compensa por la fisión inducida, que produce energía detectable por el calorímetro y mejora su resolución.

La respuesta de nuestro detector puede ser entonces muy diferente bajo el mismo tipo de partícula incidente y no es extraño, entonces, encontrar una resolución en la energía de los calorímetros hadrónicos del orden del $50/\sqrt{E}$ %, que contrasta con la de los electromagnéticos en los que es significativamente mejor.

El calorímetro hadrónico de L3 está compuesto de módulos en los que se intercalan capas de cámaras proporcionales como material activo, con capas de uranio como material absorbente. Consta de dos partes principales, la parte central o el *barrel*, y dos *end-caps* (figura 2.10):

- El *barrel*, situado en un radio de 88 a 213 cm entre el calorímetro electromagnético y el tubo soporte, cubre un ángulo polar de $35^o < \theta < 145^o$ y está formado por 9 anillos de 16 módulos cada uno. Los tres anillos centrales son más largos y contienen 60 cámaras proporcionales y 58 placas de uranio por módulo, por 53 y 51 respectivamente en los 6 anillos externos. Las cámaras proporcionales se van alternando y presentan por capas sus hilos paralelos y perpendiculares a la dirección del eje del haz.
- Cada *end-cap* está formado por 6 módulos dispuestos en 3 anillos, 1 externo y 2 internos, divididos en dos mitades. En cada anillo hay ocho cámaras por capa con sus hilos tendidos en dirección azimutal, lo que permiten obtener una medida directa del ángulo polar θ. Las capas impares están desplazadas respecto de las pares un $\Delta\phi = 22.5^o$, de forma que no coinciden los espacios entre cámaras y además permiten una medida de la coordenada ϕ. Los *end-caps* cubren una región angular de $5.5^o < \theta < 35^o$ y $145^o < \theta < 174.5^o$.



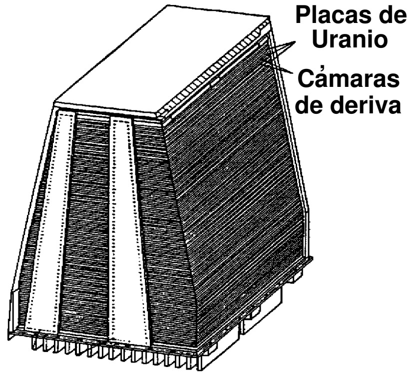


Fig.2.10: *(a) Corte longitudinal de la mitad superior y (b) módulo del calorímetro hadrónico.*

Además de su efecto compensante, el Uranio tiene una longitud de absorción muy pequeña, gracias a lo cual ha sido posible construir un calorímetro de dimensiones relativamente reducidas y conseguir un número de longitudes de interacción en cualquier dirección superior a 4. La radioactividad natural del Uranio facilita además la posibilidad de una calibración interna de las cámaras de hilos intermedias.

Las cámaras proporcionales están hechas de planos de tubos de deriva (*celdas*) conectados a un alto voltaje que operan con una mezcla de Argón (80 %) y CO_2 (20%). Los tubos tienen una sección transversal rectangular de 5×10 mm^2 y contienen a lo largo de su eje el ánodo, conectado a potencial cero. La fina segmentación del calorímetro es necesaria para poder separar y medir direcciones y energías de hadrones y flujos (*jets*) de hadrones, así como determinar la trayectoria y la energía depositada por los muones aislados que lo atraviesan [2-15].

A partir de la información de las *celdas*, asociadas y agrupadas en *clusters* de energía localizada, se pueden reconstruir las direcciones y energías asociadas a los *jets*.

A partir de los datos del *Test Beam* X3 del SPS [2-16], realizado en el CERN con un haz de piones cargados en un rango de energías entre 1 y 50 GeV, fue posible calibrar los efectos en la resolución de la geometría del calorímetro. La parametrización de la resolución de la energía, obtenida con estos datos, viene dada por:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{55}{\sqrt{E}} + 5\right) \% \qquad \text{(E en GeV)} \qquad (2-4)$$

2.2.6. El filtro de muones.

Está situado en la parte interna de la pared del tubo soporte y añade 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico. Consiste en ocho octantes idénticos, cada uno formado por seis capas de latón de 1 cm de espesor, como material absorbente, intercaladas con 5 capas de cámaras proporcionales, como componente activo (16 cámaras en cada una de las primeras 4 capas y 14 en la última), y cinco placas de material absorbente adaptado al interior del tubo soporte (figura 2.10a). Las cámaras utilizan la misma mezcla de gas que el *barrel* del calorímetro hadrónico y comparten el mismo sistema de lectura de datos.

Con el filtro de muones hay unas 6 longitudes de interacción en todas las direcciones.

2.2.7. El detector de muones.

El espectrómetro de muones del detector central [2-17] consiste en tres capas de cámaras de deriva situadas entre el el tubo soporte y la bobina del imán, divididas en 16 módulos semejantes llamados *octantes*, que están dispuestos en dos "ruedas" (llamadas *Master* y *Slave*) situadas a ambos lados del punto de interacción (figura 2.11a). El rango angular que cubren el conjunto de las tres capas de cámaras de deriva es de aproximadamente $|\cos\theta| \leq 0.75$.

Cada octante consta de dos tipos diferentes de cámaras de deriva, las *cámaras P*, que miden la coordenada $r\phi$ (perpendicular a la dirección del campo magnético), y las *cámaras Z*, que miden la coordenada z.

- **Las cámaras P:** hay un total de cinco cámaras por octante, dos en la capa más externa (*nivel MO*), dos en la central (*nivel MM*) y una en la interna (*nivel MI*) (figura 2.11b), que contienen 16, 24 y 16 hilos sensores respectivamente por cada una de las 21×2, 15×2 y 19 celdas en las que se subdivide cada capa (figura 2.11b). Los hilos sensores están intercalados con hilos de campo y operan en una mezcla de Argón (61.5%) y Etano (38.5%).

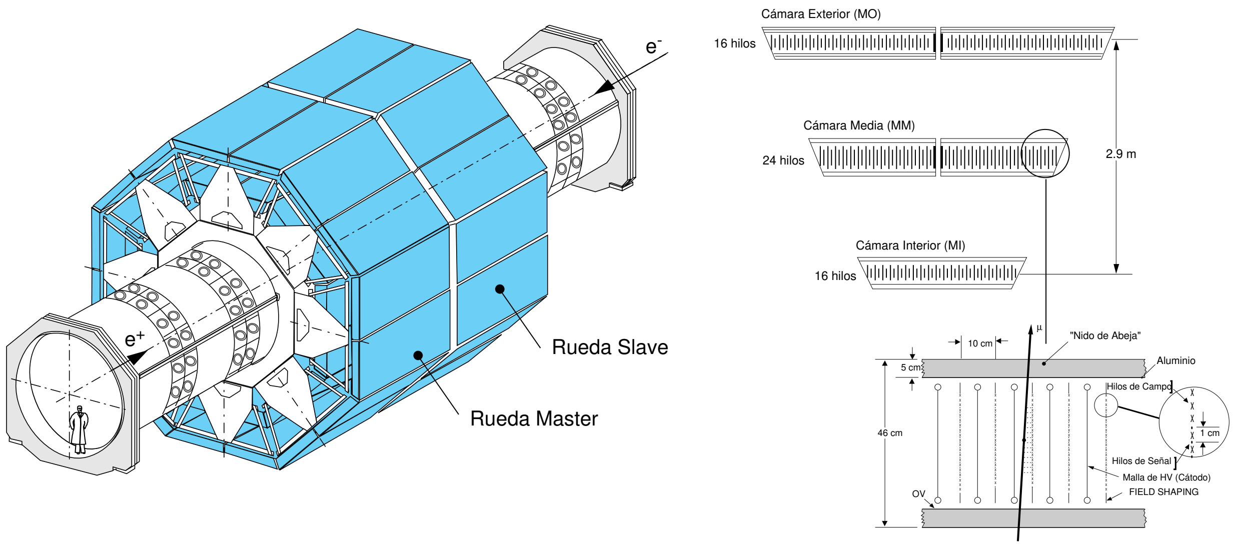


Fig.2.11: *(a) Espectrómetro de muones. (b) Corte transversal de un octante y detalle de una cámara P.*

La estructura multihilo proporciona la medida de 3 puntos con una precisión de $\frac{\sigma}{\sqrt{16}}$, $\frac{\sigma}{\sqrt{24}}$ y $\frac{\sigma}{\sqrt{16}}$ por cada capa, donde σ es la resolución por hilo ($\sim$ 200 μm), lo que, en una longitud de arco de aproximadamente 3 m y un campo de 0.5 T, equivale a una resolución en la medida del momento del orden de un 2% para muones de 45 GeV que han dejado señal en las tres capas de cámaras *P*.

La excelente resolución en la medida del momento se debe, además de a la resolución intrínseca por hilo y a la separación entre las capas de cámaras de deriva, a un complejo sistema de alineamiento que incluye sistemas opto-mecánicos y de monitoraje, control y calibración y permite un alineamiento interno de cada octante mejor que 30 μm.

- **Las cámaras Z:** hay un total de cuatro niveles de cámaras Z por octante. Las cámaras II y IM que cubren las cámaras P MI y las cámaras OM y OO que cubren las cámaras P MO (figura 2.12a). Con el propósito de minimizar el efecto de dispersión múltiple en la trayectoria circular de los muones, no se ha incluido una medida de la coordenada z a la altura de las cámaras MM. Cada nivel de cámaras Z consta de dos capas de celdas con un desplazamiento relativo entre ellas de media celda para resolver ambigüedades (figura 2.12b). El gas utilizado es una mezcla de argón (91,5%) y metano (8,5%) que permite alcanzar una resolución global menor que un 0.5 mm/cámara.

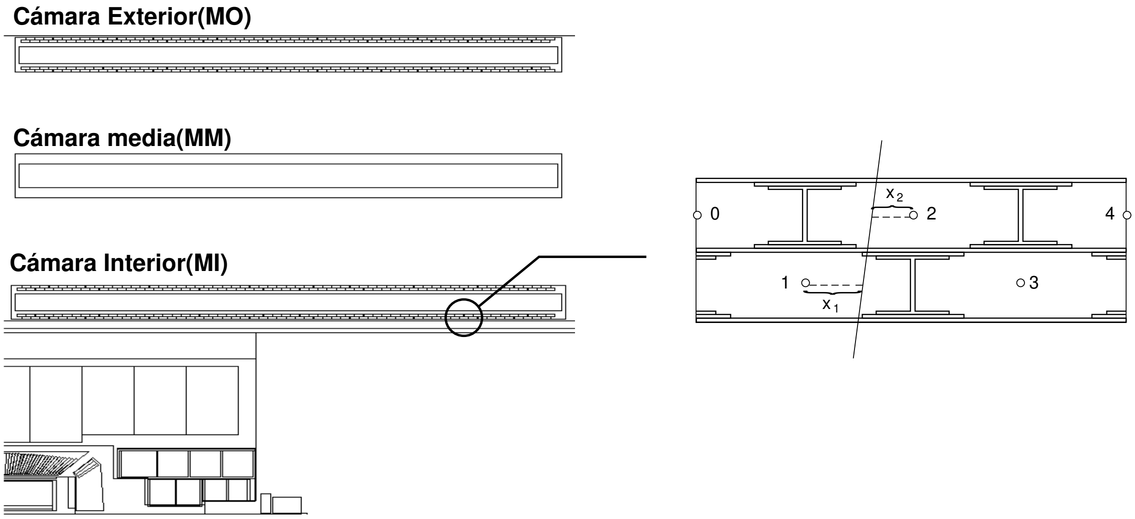


Fig.2.12: *(a) Corte longitudinal de un octante y (b) detalle de una cámara Z.*

En promedio, un muón de alta energía deposita unos 1300 MeV antes de alcanzar las cámaras de muones.

La dispersión múltiple y la incertidumbre en la cantidad de energía depositada por el muón en los calorímetros, empeoran la resolución en la medida del momento. A partir del análisis del *Test Beam* [2-18], puede parametrizarse la resolución como:

$$\frac{\sigma(1/p)}{1/p} = \sqrt{A^2 p^2 \sin^2\theta + B^2 + \frac{C^2}{p^2 \sin^2\theta}} \qquad \text{(p en GeV)} \qquad (2-5)$$

donde A corresponde a la resolución intrínseca de las cámaras, B tiene en cuenta la dispersión múltiple y C la incertidumbre en la energía depositada por el muón en los calorímetros. En la figura 2.13 aparece la parametrización de la resolución en $1/p$ para *tripletes* (muones que dejan señal en las tres capas de cámaras de deriva) y *dobletes* (muones que dejan señal en sólo dos capas de cámaras de deriva) correspondiente al año 1992.

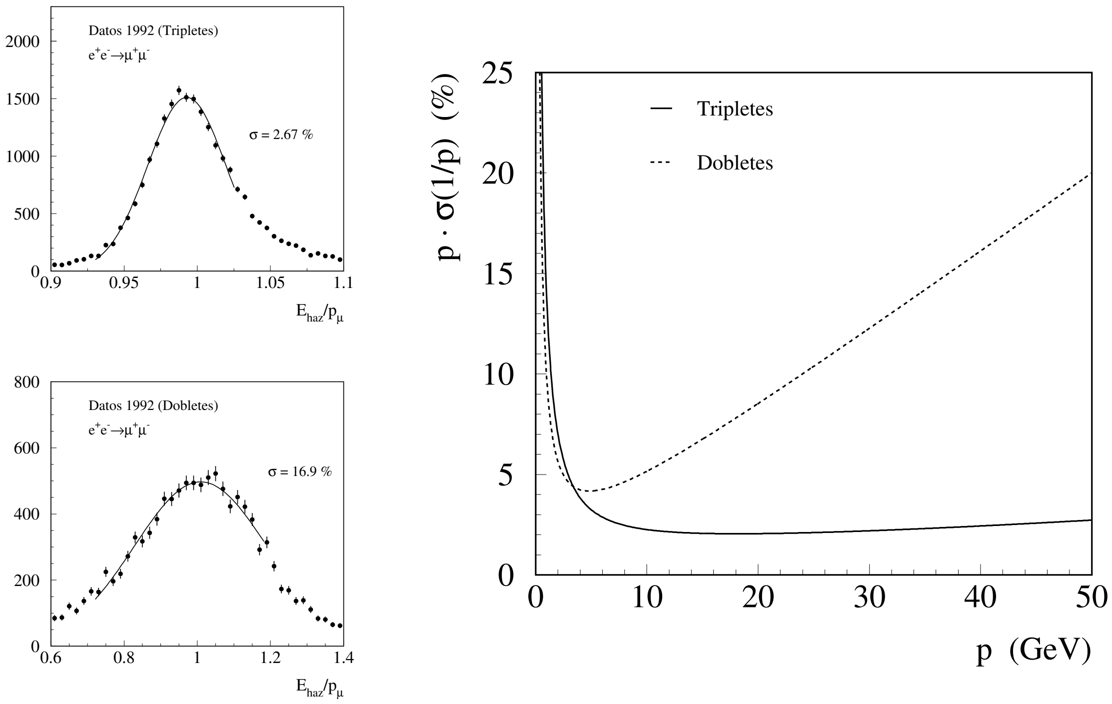


Fig.2.13: *Resolución del momento para tripletes y dobletes.*

La resolución final obtenida en la medida de $1/p_\mu$ en los años 1991-94 ha sido del orden de 2.75% para "tripletes" y 17.2% para "dobletes".

2.3. Adquisición y reconstrucción de los datos.

2.3.1. Trigger y adquisición de datos.

La lectura de las señales procedentes de los detectores sólo se produce en una estrecha ventana de tiempo en torno al instante del cruce de haces. Suficiente, sin embargo, para que la contaminación procedente de *rayos cósmicos*, la interacción de haz con el gas residual en el tubo de vacío y las señales espúreas en los detectores, generen sucesos con una frecuencia de varias decenas de kHz. En contraste, a una frecuencia de $\sim$ 1 cruce cada 22 μs, una luminosidad de $L = 1 \times 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1} y una sección eficaz total σ = 30nb, ¡obtenemos una frecuencia de sólo 0.3 interacciones e^+e^- por segundo!. Es necesario entonces un sistema de *trigger* (o disparo) que separe las verdaderas interacciones e^+e^- de un fondo tan abundante y reduzca la frecuencia de sucesos escritos en cinta a unos pocos Hz.

El sistema de adquisición de L3 (DAQ) consta de tres niveles de *trigger* y está diseñado para un flujo de sucesos de 100 a 500 Hz tras el primer nivel, de 10 a 50 Hz tras el segundo nivel y de 1 a 5 Hz tras el tercer nivel. El más importante es el *Nivel 1*, que procesa mediante algoritmos sencillos, que llamamos *subtriggers*, unos pocos datos ya digitalizados de los detectores y decide, antes del siguiente cruce de haces, si acepta el suceso. En caso afirmativo se lee todo el suceso y pasa a ser analizado por el siguiente nivel. En caso negativo se reinicializa toda la electrónica y se espera al siguiente cruce de haces.

En el *Nivel 2 y 3* se tiene toda la información digitalizada del detector, se analiza la correlación entre las medidas de los calorímetros y se lleva a cabo una reconstrucción progresiva del suceso. En principio un suceso es aceptado y escrito en cinta si no ha sido rechazado por alguno de los tres niveles de *trigger*.

El tiempo requerido para leer un suceso completo es de $\sim$ 500 μs, que para una frecuencia de sucesos aceptados de 100 Hz, supone un *tiempo muerto* de un 5% durante el que podríamos estar perdiendo sucesos. Este número es, sin embargo, sólo indicativo ya que:

a) depende de la cantidad de contaminación que se acepte

b) el procesado de los datos en los *Niveles 2 y 3* se hace de forma asíncrona y en paralelo, almacenando hasta un máximo de ocho sucesos aceptados por el primer nivel.

En la práctica el desarrollo del *trigger* ha ido cambiando ligeramente con los años. Sólo en los últimos años ha sido necesario utilizar, debido a la alta luminosidad alcanzada, los *Niveles 2 y 3* en la validación de un suceso. Previamente, con una frecuencia de sucesos seleccionados de $\sim$ 5 Hz, se consideró suficiente con el *trigger* del *Nivel 1*, y los *Niveles 2 y 3* se utilizaron sólo para medir la calidad de los sucesos seleccionados. En los datos tomados a partir del año 92 con 8×8 *bunches* fue necesario introducir un cuarto nivel (Nivel 0) que decidiese en un intervalo de cruce de haces de 11 μs. Durante el año 95, el funcionamiento en modo *bunch-train* (4×4 bunches, pero cada uno compuesto a su vez de varios *sub-bunches*) obligó a introducir nuevos cambios en el funcionamiento del *trigger*.

La estructura en *subtriggers* del *Nivel 1* la describimos a continuación. El *Nivel 1* acepta un suceso si éste pasa al menos uno de los *subtriggers* siguientes [2-19]:

- **Trigger Calorimétrico:** Procesa la información procedente de los calorímetros y selecciona sucesos que contienen partículas de tipo electromagnético y/o hadrónico.

  Trigger **de energía total:** impone un mínimo (del orden de 10-20 GeV) de energía depositada en los calorímetros y monitor de luminosidad.

  Trigger **de** *clusters*: exige al menos una deposición de energía en una región (θ, ϕ) reducida y apuntando al vértice (*cluster*). Debe corresponder a un mínimo de 3 GeV ó, de 7 GeV si no tiene una traza asociada en la TEC.

  Trigger **de número 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:** debe haber un *cluster* electromagnético de 1 GeV como mínimo que contenga el 80% del total de energía electromagnética detectada.

  Trigger **de luminosidad:** selecciona *bhabhas* a muy bajo ángulo teniendo en cuenta su correlación angular y la energía que depositan en los módulos del monitor de luminosidad.

- **Trigger de Centelleadores:** se exige una señal de al menos cinco de los treinta plásticos centelleadores.

- **Trigger de las Cámaras de Muones:** se requiere coincidencia en alguno de los centelleadores con el tiempo de cruce de haces en una ventana de 60 ns y, sobre el conjunto generado de posibles trazas asociadas a las señales recogidas en las cámaras de muones, que se cumpla alguno de los siguientes *subtriggers*:

  ***Trigger* de muón único:** al menos dos segmentos en las cámaras P y tres en las cámaras Z.

  ***Trigger* de *dimuones*:** al menos dos muones en octantes no contiguos en ϕ, con al menos dos segmentos en las cámaras P y una señal en las dos cámaras Z más internas.

  ***Trigger* de muones a pequeño ángulo:** se exigen dos muones en distintas ruedas de octantes, y señal en las cámaras P internas de octantes opuestos.

- **Trigger de la Cámara de Vértice:** Con las señales de parte de los hilos de los sectores externos e información de los hilos del enrejado (para eliminar ambigüedades izquierda-derecha) se generan, mediante su identificación con un conjunto de formas esperadas, tres tipos de trazas caracterizadas por el valor de su ángulo polar θ y su momento transverso p_t. El algoritmo permite identificar trazas con un $p_t \geq 100 - 150$ MeV y el *trigger* exige un mínimo de dos trazas con una acoplanaridad de $\mid 180 - \Delta\phi \mid < 60^0$.

La importancia del *Nivel 1* se ve reforzada por el hecho de que cuando acepta un suceso por dos o más *subtriggers*, éste pasa directamente a cinta independientemente de si es o no analizado y aceptado por los niveles superiores. Ello se debe a que la mayor parte de los sucesos no aceptados por los *Niveles 2 y 3* corresponden a sucesos que pasan un único *subtrigger* en el *Nivel 1.* La eficiencia del *trigger* la determina entonces fundamentalmente el *Nivel 1.*

Las medidas que existen sobre sucesos recogidos en la ventana de tiempo del cruce de haces sirven fundamentalmente para el estudio de la contaminación producida por el haz, pero no nos dan información sobre la eficiencia de los *subtriggers* del *Nivel 1.* Sin embargo, suponiendo que no hay correlación, podemos calcular las eficiencias de los *subtriggers* a partir de los porcentajes en los que coinciden. Los sucesos hadrónicos, que son los que nos interesan en este trabajo, están fundamentalmente seleccionados a partir del *trigger Calorimétrico*, pero también a partir del *trigger de Centelleadores*, *trigger de Muones* y el *trigger de la Cámara de Vértice.* De la eficiencia combinada de estos *subtriggers* se obtiene una eficiencia en la selección de sucesos hadrónicos superior al 99.99%.

La localización temporal de un suceso suele darse en base a su "número de *run*", o a veces, en un intervalo temporal más amplio, en base a su "número de *fill*". El "número de *run*" corresponde a la etiqueta de la cinta magnética utilizada cuando el suceso fue registrado durante la toma de datos. El "número de *fill*" corresponde al que caracteriza un ciclo de llenado, toma de datos y pérdida del haz, que suele tener una duración aproximada de ~ 15 horas.

2.3.2. Reconstrucción de los datos.

Todo el desarrollo anterior se engloba como análisis *online*, y corresponde al tratamiento interactivo de adquisición y almacenamiento de datos.

Una vez un suceso ha sido aceptado por todos los niveles de *trigger*, éste debe ser procesado y las señales electrónicas recogidas en el detector deben ser reconstruidas en entidades más significativas para su análisis. Este proceso, denominado *offline*, comienza con la validación de los sucesos, es decir comprobar que fueron tomados en buenas condiciones, y continúa con su reconstrucción y análisis final de los canales físicos que se deseen estudiar.

La reconstrucción de un suceso comienza en los detectores más externos. La información que obtenemos del calorímetro hadrónico y el calorímetro electromagnético viene dada por la posición y la deposición de energía que las partículas han dejado en celdas y cristales respectivamente. El primer paso de la reconstrucción consiste en la asociación entre celdas y entre cristales para formar *clusters* hadrónicos y *bumps* electromagnéticos. A partir de éstos, se intenta asociar cada *bumps* con una traza reconstruida en la TEC y con uno o varios *clusters*, para dar lugar a un *ASRC* (*smallest resolvable cluster*).

Los ASRCs se clasifican entonces en electromagnéticos, hadrónicos o muónicos en función de su perfil longitudinal y transversal y la relación entre la energía depositada en ambos calorímetros. En el caso hadrónico se asume que la partícula incidente es un pión cargado. Dependiendo del resultado, se aplican diferentes constantes de calibración (factores G) y se estima su energía. Sus ángulos θ y ϕ vendrán dados por la suma vectorial de las direcciones de sus componentes, pesadas con el valor de sus energías.

La reconstrucción de los muones a lo largo de todo el detector, comienza con la asociación, entre segmentos de las cámaras de muones P y cada pareja de cámaras de muones Z, en trazas MUTK. Se asocian entonces los MUTKs con señales en el filtro de muones, con diez niveles diferentes del calorímetro hadrónico, un *bump* del calorímetro electromagnético y una o varias trazas en la cámara de vértice. Esta reconstrucción permite estimar la energía depositada por el muón en los calorímetros y resolver ambigüedades izquierda-derecha de los MUTKs iniciales. El requerimiento mínimo, para poder extrapolar la traza de un muón desde las cámaras de muones, es que éste haya dejado señal en al menos dos segmentos de cámaras P. Los objetos así reconstruidos corresponden a un nivel superior al de los MUTKs y se llaman AMUIs.

Finalmente, la reconstrucción global del suceso y su descripción en *jets* o flujos de energía, se lleva a cabo mediante un algoritmo geométrico de reconstrucción de *jets*. Escogiendo como semilla del *jet* el *cluster* más energético entre los calorimétricos ASRCs y los muones AMUIs, se busca en un cono de 30^o de semiabertura el siguiente *cluster* más energético y se suman sus energías y direcciones. El proceso es iterativo y el conjunto de *jets* finales obtenidos tienen una energía mínima cada uno de 7 GeV. Una vez terminada la reconstrucción de los *jets*, se les aplica unos nuevos factores G de calibración en base a la distribución espacial de energía dentro del *jet* y a la presencia o no de un muón. Se calculan entonces las variables globales del suceso (el *thrust*, el *major*, el *minor*, etc).

El proceso de reconstrucción es idéntico para los datos y los sucesos Monte Carlo. Ello se debe a que, una vez hemos generado un suceso Monte Carlo, las partículas resultantes las propagamos a través del detector mediante un programa de simulación cuyo resultado se escribe en un "fichero" semejante al de los datos reales. Si la respuesta del detector está entonces bien simulada, la comparación entre las distribuciones obtenidas con los datos y el Monte Carlo nos da información sobre el generador utilizado, es decir, la teoría que estamos comprobando.

Conclusiones.

Para entender el conjunto de cortes de selección que vamos a aplicar en el siguiente capítulo, así como la composición y el análisis de los datos experimentales, es necesario describir previamente los diferentes subdetectores de que consta L3, el proceso de toma de datos y su reconstrucción.

En este capítulo hemos llevado a cabo esa descripción. El detector más importante en nuestro análisis es el constituido por el sistema central de trazas TEC(+SMD). Como referencia en el apéndice B hemos expuesto de forma más detallada los parámetros que describen las trazas reconstruidas.

Referencias:

[2- 1] G. Bachy, A. Hofmann and S. Myers, "*The LEP collider: construction, project and outlook*", CERN 89-44.

[2- 2] I.Wilson and H. Henke, "*The LEP main ring accelerating structure*", CERN 89-09.

[2- 3] J. Alcaraz, "*Estudio del proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ en el detector L3 de LEP*", Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1991).

[2- 4] G. Fernández Sanchez, "*Estudio del proceso $e^+e^- \to \nu\nu\gamma$ a $\sqrt{s} \sim M_Z$*" Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1993);
J. Rodriguez, "*Estudio del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ en el detector L3 de LEP*", Tesis Doctoral en preparación.

[2- 5] B. Adeva *et al.*, "*The construction of the L3 experiment*", Nucl. Instr. and Meth. A **289** (1990) 35.

[2- 6] B. Alpat *et al.*, "*The design of the L3 silicon microvertex detector*" Nucl. Instr. and Meth. A **315** (1992) 197.

[2- 7] G.Lutz *et al.*, "*Present and future semiconductor tracking detectors*", Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, MPI-PDE-EXP-EL-175, April 1987.

[2- 8] J.Alcaraz, M.I.Josa, J.C.Pinto, "*Global alignment of the L3 silicon microvertex detector*", L3 internal note 1724 (1995).

[2- 9] P.Ladron, "*The study of the electronic background in the L3 SMD*", L3 internal note 1648 (1994).

[2- 10] R. Hausammann *et al.*, "*A time expansion chamber as a vertex detector*", Nucl. Instr. and Meth. A **263** (1988) 1;
D. N. Ren, "*The L3 vertex chamber: development and infrastructure*, Doctoral Thesis, Swiss Federal Institute of Tech., Zurich, ETH-9241, 1990;
F. Beissel *et al.*, "*Construction and performance of the L3 central tracking detector*", Nucl. Instr. and Meth. A **332** (1993) 33.

[2- 11] D. Bourilkov ,"*TEC calibration with the SMD*", L3 internal note 1870 (1995).

[2- 12] J. A. Bakken *et al.*, "*Performance of a prototype BGO calorimeter in a electron beam from 2 to 50 GeV*", Nucl. Instr. and Meth. A **254** (1987) 535;
M. Schneegans, "Progress of the L3/BGO Calorimeter", Nucl. Instr. and Meth. A **257** (1987) 528.

[2- 13] J. A. Bakken *et al.*, "*Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam*", L3 internal note 1712 (1995).

[2- 14] C. Fabjan, "*Calorimetry in high-energy physics*". Reprinted from T. Ferbel, "*Tecniques and Concepts of High Energy Physics-III*", ed. (Plenum Pub. Corp., 1985).

[2- 15] Y. Galaktionov *et al.*, "*The performance of a uranium gas sampling calorimeter*", Nucl. Instr. and Meth. A **251** (1986) 258;
A. Arefiev *et al.*, "*A detailed study of the performance of the uranium-gas sampling calorimeter*", Nucl. Instr. and Meth. A **285** (1989) 403;
A. Arefiev *et al.*, "*Analysis and simulation of hadronic showers in an uranium gas-sampling calorimeter*", Nucl. Instr. and Meth. A **288** (1990) 364;
O.Adriani *et al.*, "*Hadronic calorimetry in the L3 detector*", Nucl. Instr. and Meth. A **302** (1991) 53

[2- 16] B. Bleichert *et al.*, "*Test results from a uranium calorimeter using wire chamber readout*", Nucl. Instr. and Meth. A **254** (1987) 529.

[2- 17] Y. Peng, "*The muon spectrometer of the L3 detector at LEP*", Tesis Doctoral, Univ. de Amsterdam (1988);
B. Adeva *et al.*, "*Muon detection in the L3 experiment at LEP*", Nucl. Instr. and Meth. A **277** (1989) 187;
E. Gonzalez, "*Medida precisa de muones con el detector L3 en LEP*", Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1990)

[2- 18] L. Martinez Laso, "*Estudio y análisis de los parámetros de cámaras de deriva*", Tesis Doctoral, (1988);
J. Onvlee, "*The behaviour of the L3 muon chambers in a magnetic field*", Tesis Doctoral, Univ. de Amsterdam (1989)

[2- 19] M. Fukushima, "*L3 level-1 muon trigger*", L3 internal note 515 (1987);
J.Perrier, "*Level 1 TEC trigger*", L3 internal note 622, (1988);
T.S.Dai and M.Fukushima,"*Level 1 muon trigger schematics*", L3 internal note 668 (1989);
R.Bizzarri *et al.*, "The L3 energy trigger", Nucl. Instr. and Meth. A **283** (1989) 799;
P. Bagnaia *et al.*, "*The first level energy trigger of the L3 experiment: software and performances*", Nucl. Instr. and Meth. A **324** (1993) 101.

Capítulo 3

Selección de la muestra

Introducción.

En este capítulo exponemos los criterios utilizados para seleccionar una muestra con alta pureza de electrones y muones que provienen de la desintegración de hadrones B.

Frente al resto de los hadrones, los hadrones B se caracterizan por las distribuciones de momento y momento transverso (respecto de la dirección del *jet* asociado al hadrón B) de sus productos de desintegración. La razón se encuentra en el elevado valor de la masa del quark b: por una parte, la fragmentación del quark b es más dura y el momento del hadrón B es entonces mayor y, por otra, su velocidad es menor y los productos de desintegración del hadrón B tienden a estar menos colimados (mayor esfericidad).

En el capítulo 1 ya hemos comentado algunas razones por las que el canal semileptónico es especialmente adecuado para nuestro análisis:

- Las distribuciones de momento y momento transverso al *jet* se conocen mejor para los leptones inclusivos que para el resto de los productos de desintegración de los hadrones B.

- Los métodos de selección de hadrones B basados en su parámetro de impacto o longitud de desintegración, aunque son más eficientes que la identificación con leptones inclusivos, implican utilizar el valor de la vida media de los hadrones B implícitamente como criterio de selección.

Este capítulo lo dividimos en dos apartados. En el primer apartado describimos el proceso de selección de sucesos hadrónicos con electrones y muones inclusivos a partir del siguiente esquema:

1) Preselección de la muestra, citando la luminosidad recogida en L3 que utilizamos en el análisis.

2) Selección de sucesos hadrónicos, caracterizados por la formación de *jets* con alta multiplicidad y poca energía no detectada.

3) Descripción de los criterios de calidad mínimos exigidos a las trazas detectadas en la cámara de vértice (TEC) y adicionalmente en el detector de microvértice (SMD) para el año 1994.

4) Selección de electrones y muones inclusivos, distinguiendo los cortes de identificación de un electrón o muón de los que caracterizan en general a los productos de desintegración de los hadrones B.

En el segundo apartado describimos la composición de la muestra y las posibles fuentes de contaminación.

Tanto los criterios de selección como la determinación de la composición de la muestra seleccionada, se obtienen a partir de un estudio sobre una muestra de sucesos hadrónicos generados mediante el método Monte Carlo. Dado que en los datos del año 1994 está incluido el detector de microvértice (SMD), utilizamos dos muestras de sucesos Monte Carlo $q\overline{q}$ diferentes: una correspondiente al periodo 1991-93 y otra al periodo 1994. En la generación de sucesos utilizamos JETSET 7.3 (para el periodo 1991-93) y JETSET 7.4 (para el periodo 1994) [3-1] y en la simulación de la interacción del detector con las partículas que lo atraviesan GEANT 3.14 [3-2]. En el apéndice A tenemos una descripción detallada de los dos Monte Carlo utilizados.

En total, utilizamos una muestra Monte Carlo de $\sim 2.3 \cdot 10^6$ sucesos $q\bar{q}$ para el análisis del periodo 1991-93 y de $\sim 3.9 \cdot 10^6$ sucesos $q\bar{q}$ para el del periodo 1994.

3.1. Selección de la muestra.

En este apartado vamos a describir los criterios de selección escogidos para seleccionar una muestra de electrones y muones inclusivos que provienen, en su mayor parte, de la desintegración de hadrones B*.

3.1.1. Preselección de la muestra.

La muestra que utilizamos corresponde a los datos recogidos en L3 durante los años 1991 a 1994.

Las buenas condiciones de funcionamiento de los calorímetros son esenciales en la selección de sucesos hadrónicos. Además, la TEC y las cámaras de muones son necesarias para la medida de los leptones. Por eso, sólo son tenidos en cuenta aquellos periodos en los que estos subdetectores han funcionado correctamente.

Después de aplicar una preselección de buenos periodos, la luminosidad integrada recogida en L3 de 119.6pb^{-1} se reduce a 109.4pb^{-1} y se distribuye en diferentes puntos de energía según aparece en la tabla 3.1.

$\sqrt{s}/2$	91	92	93	94	TOTAL	No.hadrones
44.2	739.3				739.3	3837
44.7	766.1		8441.7		9207.8	92672
45.1	748.4				748.4	13942
45.6	7189.3	20433.4	15106.5	45294.5	88023.7	2675801
45.9	648.0				648.0	15911
46.4	731.0		8501.0		9232.0	128408
46.8	749.6				749.6	7378
TOTAL	11571.7	20433.4	32049.2	45294.5	109348.8	2937949

Tabla 3.1: *Luminosidad (en nb^{-1}) integrada recogida por L3 y número de sucesos hadrónicos seleccionados (vease el siguiente apartado).*

* En las figuras que muestran las distribuciones de aquellas variables que determinan los criterios de selección, han sido aplicados todos los cortes salvo el que la propia variable defina. Para poder comparar sus formas, las distribuciones del Monte Carlo han sido normalizadas al número de entradas de las distribuciones correspondientes de los datos.

3.1.2. Selección de sucesos hadrónicos.

Los sucesos hadrónicos están caracterizados por la producción de un elevado número de partículas agrupadas en dos o más *jets*. La dirección de los *jets* está íntimamente relacionada con la de los partones iniciales de los que proceden. Son sucesos compensados energéticamente y en los que la energía depositada es próxima a la energía centro de masas $\sqrt{s}$ (sólo los neutrinos producidos y los huecos del detector contribuyen a la energía no detectada) y el número de *clusters* contados en los calorímetros y el de trazas en la TEC es elevado.

Los criterios de selección habituales en L3 para obtener una muestra de sucesos hadrónicos son los siguientes [3-3]:

- $0.5 \leq E_{vis}/\sqrt{s} \leq 2.0$ (3 − 1)

  Donde E_{vis} es la energía total depositada en los calorímetros y suele denotarse como la energía visible del suceso.

- $E_{per}/E_{vis} \leq 0.5$ (3 − 2)

  Donde E_{per} se define como el módulo de la suma vectorial de las proyecciones de la energía observada en el plano $r\phi$, perpendicular al haz, y representa la energía no detectada en este plano.

- $E_{par}/E_{vis} \leq 0.6$ (3 − 3)

  Donde E_{par} representa la energía no detectada en la dirección del eje del haz.

- $N_{asrcs} \geq 13$, (para $\mid \cos(\theta_{thrust}) \mid \leq 0.74$) (3 − 4)

  $N_{asrcs} \geq 17$, (para $\mid \cos(\theta_{thrust}) \mid \geq 0.74$) (3 − 5)

  Donde N_{asrcs} es el número de *clusters* energéticos reconstruidos a partir de las señales recogidas en los calorímetros.

  El ángulo del *thrust*, θ_{thrust}, es el ángulo polar del eje del *thrust* y éste se define a partir de la dirección $\vec{n}_T$ que hace máxima la proyección de la energía $\vec{E}_i$ de los *clusters*:

$$T = max \left(\frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{E}_i|} \right) \qquad (3-6)$$

  El primer corte se aplica cuando el *thrust* cae dentro de la región angular definida por el *barrel* del calorímetro electromagnético y el segundo corte cuando lo hace en la región de los *end-caps*. Si hay dos cortes diferentes en función de θ_{thrust} se debe a que la granularidad de dichas regiones calorimétricas es diferente.

El número de sucesos hadrónicos seleccionados para cada punto de energía aparece en la tabla 3.1. Son un total de $\sim 2.9 \cdot 10^6$ sucesos que corresponden a un $\sim 99.7 \pm 0.4\%$ de la muestra total esperada de sucesos hadrónicos. En la figura 3.1 mostramos un suceso hadrónico con un electrón y un muón inclusivo.

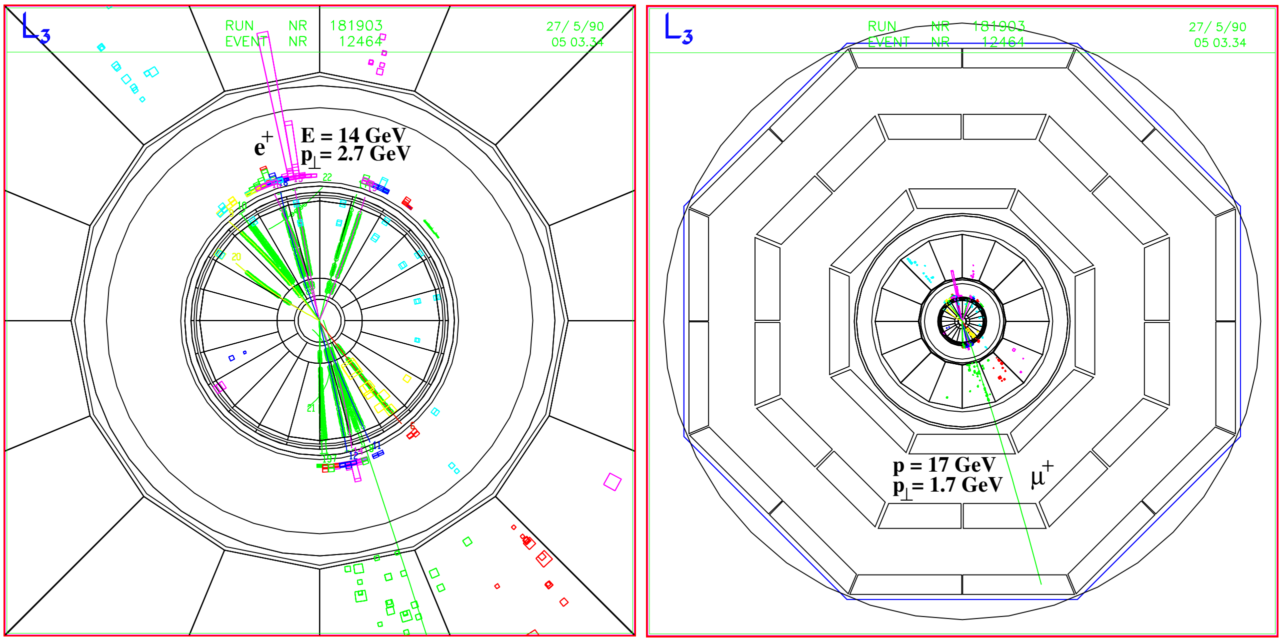


Fig.3.1: *Suceso hadrónico con: (a) un electrón inclusivo (vista del SMD, la TEC, el calorímetro electromagnético y parte del hadrónico), y (b) un muón inclusivo (vista general de todo el detector L3).*

El calorímetro hadrónico cubre un 99.5% del ángulo sólido total, lo que nos permite obtener una eficiencia en la selección de sucesos hadrónicos, estimada a partir de una simulación Monte Carlo, de un $99.35 \pm 0.08\%$. La diferencia entre la predicción del Monte Carlo y el porcentaje obtenido en los datos, indica que tenemos $\sim 0.35\%$ de fondo en los datos.

Con los cortes de selección aplicados eliminamos sucesos con baja multiplicidad, sucesos en los que hay poca energía depositada en los calorímetros o sucesos con una alta proporción de energía no detectada. La contribución debida al fondo es entonces:

- Fondo constituido por sucesos que provienen de la desintegración del Z/γ. La contribución más importante es la de sucesos de *taus*, $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, donde al menos un *tau* se desintegra hadrónicamente. Su contribución se ha obtenido a partir de una simulación Monte Carlo [3-4] y es de un $(0.20 \pm 0.02)\%$. Otras contribuciones (sucesos de *dimuones*, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ y sucesos *bhabhas*, $e^+e^- \to e^+e^-$) son despreciables.

- Fondo no resonante. Está constituido por: sucesos de *dos fotones*, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-X$, donde X es una pareja $q\bar{q}$; sucesos de *beam gas*, que resultan de la interacción de e^+ o e^- con el gas residual en el tubo del haz; *muones cósmicos* y, *sucesos espúreos* debidos a la existencia de cristales calientes de BGO, ruido del Uranio o ruido electrónico. La contribución de este fondo se estima extrapolando la fracción de sucesos observada en la región $0.2 \leq E_{vis}/\sqrt{s} \leq 0.5$ a la región de señal. Encontramos una contaminación independiente de $\sqrt{s}$ de (35 ± 15) pb, que corresponde a un $\sim 0.13 \pm 0.06\%$ de fondo en nuestra muestra.

Tras los cortes de selección que describimos a continuación, y en los que exigimos la presencia de un leptón inclusivo con suficiente energía y suficiente ángulo polar como para poder ser detectado, la contribución de sucesos no hadrónicos en la muestra se hará despreciable.

3.1.3. Cortes de calidad de traza.

La elevada multiplicidad que caracteriza a los sucesos hadrónicos implica un número grande de trazas esperadas en el detector central. El primer criterio de calidad hace entonces referencia a un buen funcionamiento global de la TEC y exigimos (figura 3.2a):

- $N_{trks} \geq 5$ $(3-7)$

  Donde N_{trks} es el número de trazas reconstruidas en la cámara de vértice central. Este corte reduce el fondo de sucesos de *taus*, generalmente de baja multiplicidad, de *muones cósmicos* y de *sucesos espúreos*.

La resolución en la medida del parámetro de impacto determina la sensibilidad de nuestro análisis al valor de la vida media τ_B. Para obtener una buena resolución necesitamos un número elevado de hilos con señal asociado a las trazas. Éste es el siguiente corte de calidad y en la figura 3.2b presentamos el corte mínimo en número de hilos exigidos por traza.

- $N_{hits} \geq 45$ $(3-8)$

  N_{hits} es el número de hilos con señal (impactos) al paso de una partícula cargada. El número máximo de impactos para una traza es 62.

- $Span \geq 58$ $(3-9)$

  El *Span* corresponde a la diferencia, en número de hilos, entre el último y el primer hilo con señal. Al requerir un *span* mínimo de 58, estamos exigiendo que haya señal en los sectores internos de la TEC (como máximo a partir del 3^{er} hilo más cercano al vértice).

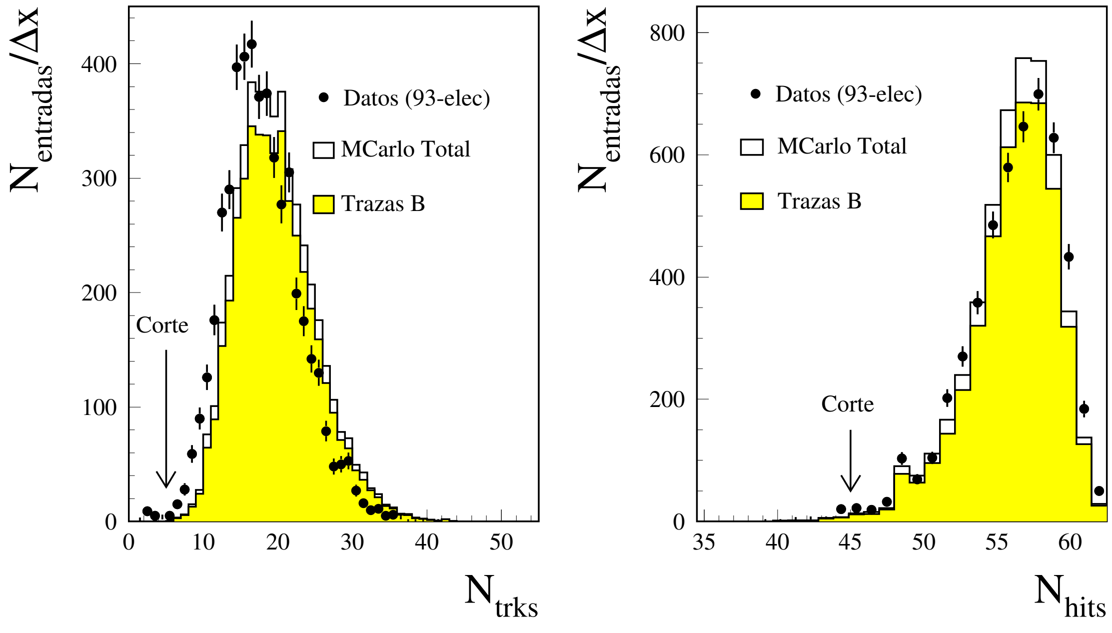


Fig.3.2: *Distribuciones de: (a) número de trazas por suceso, N_{trks}, (b) número de impactos por traza, N_{hits}. Los cortes escogidos son $N_{trks} \geq 5$ y $N_{hits} \geq 45$.*

Para obtener una buena resolución también es necesario exigir una distancia angular a ánodos y cátodos suficientemente grande. En la figura 3.3 mostramos como aumenta el error en la medida del parámetro de impacto en las proximidades de cátodos y ánodos, así como los puntos en los que hemos situado los cortes.

- $\Delta\phi_{catodo\ ext} \geq 22$ mrad $\quad (3-10)$

  $\Delta\phi_{grid\ ext} \geq 11$ mrad $\quad (3-11)$

  Donde $\Delta\phi_{catodo\ ext}$ y $\Delta\phi_{grid\ ext}$ son las distancias angulares al cátodo y al ánodo, respectivamente, en los sectores externos.

- $\Delta\phi_{catodo\ int} \geq 22$ mrad $\quad (3-12)$

  $\Delta\phi_{grid\ int} \geq 13$ mrad $\quad (3-13)$

  Donde $\Delta\phi_{catodo\ int}$ y $\Delta\phi_{grid\ int}$ son las distancias angulares al cátodo y al ánodo, respectivamente, en los sectores internos.

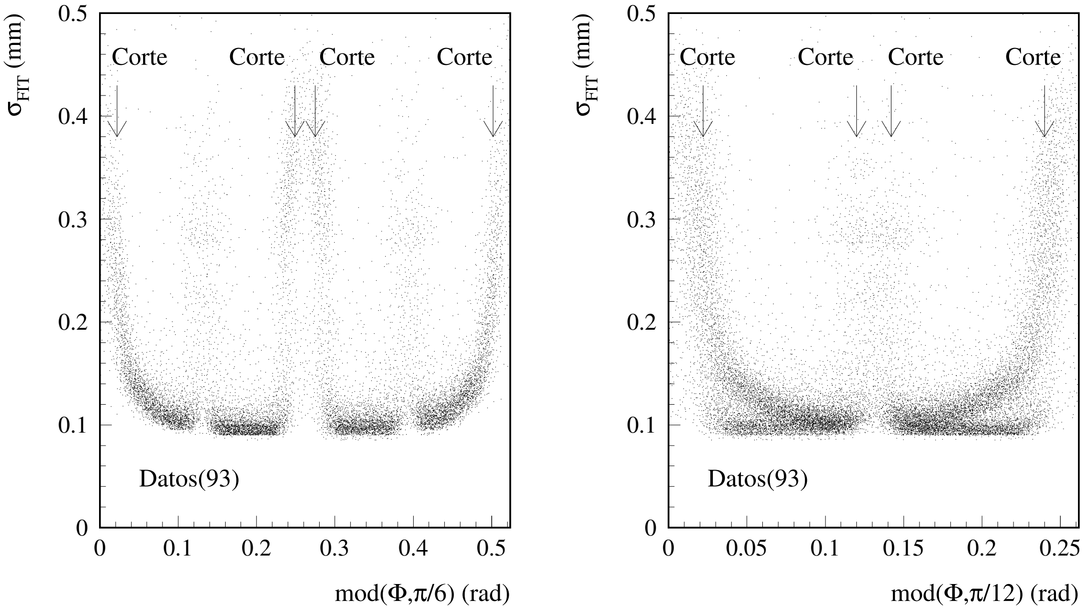


Fig.3.3: *Distribución del error en la medida del parámetro de impacto, σ_{FIT}, en función de la distribución angular en ϕ de las trazas en (a) un sector interno de la TEC, ϕ_{int}, (b) un sector externo de la TEC, ϕ_{ext}. Los cortes escogidos son $\Delta\phi_{catodo\ ext} \geq 22$ mrad, $\Delta\phi_{grid\ ext} \geq 11$ mrad en el sector externo y $\Delta\phi_{catodo\ int} \geq 22$ mrad, $\Delta\phi_{grid\ int} \geq 13$ mrad en el sector interno.*

La degradación de la resolución del parámetro de impacto, con el valor del momento transverso p_t medido en la TEC, es importante sobre todo a baja energía. Ello se debe fundamentalmente a la dispersión múltiple que sufren las partículas antes de llegar a la TEC y, aunque en menor medida, a que la probabilidad de que un segmento de la traza pase cerca de un cátodo o un ánodo aumenta con la curvatura.

Por encima de 35 GeV la estadística de leptones que provienen de hadrones B es prácticamente despreciable y mas allá de este valor sólo esperamos tener sucesos de fondo.

Como criterio de selección en p_t escogemos entonces:

- $35 \geq p_t\ (TEC) \geq 2$ GeV (3 − 14)

En la figura 3.4a mostramos el corte mínimo y máximo en p_t, y en la figura 3.4b la dependencia de la resolución en el parámetro de impacto con el p_t.

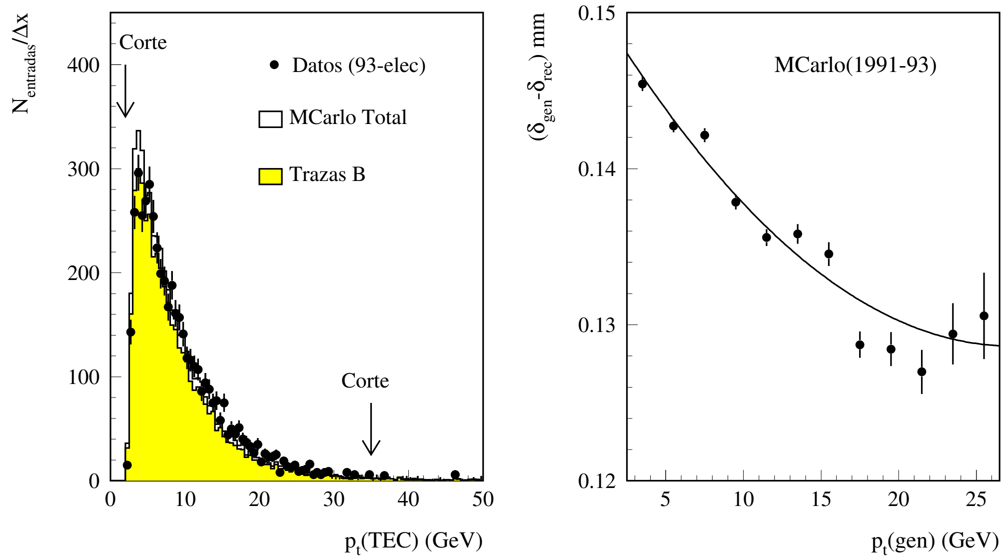


Fig.3.4: *(a) Distribución del momento transverso medido en la TEC, $p_t(TEC)$, y punto en el que hemos aplicado el corte ($35 \geq p_t\ (TEC) \geq 2$ GeV). (b) Variación del valor medio de la resolución del parámetro de impacto, $\Delta\delta \equiv |\delta_{gen} - \delta_{rec}|$ con el momento transverso de las partículas, p_t (generado), donde δ_{gen} es el δ a nivel generador y δ_{rec} el reconstruido en el detector.*

Para reducir el número de trazas secundarias producidas por la interacción con el material que precede a la TEC (el tubo del haz, el SMD y el cilindro interno de la TEC), hacemos un corte del valor promedio del parámetro de impacto. Este corte debe ser muy suave para asegurar que no perdemos trazas que provienen de la desintegración secundaria de partículas producidas en el vértice y en particular de la desintegración de hadrones B, para las que $< \delta > \sim 0.35$ mm. El corte aplicado es:

- $\mid \delta \mid \leq 5$ mm $\qquad (3-15)$

Una de las variables que determina la resolución en la medida de los parámetros de una traza es su distancia angular a la traza más cercana, $\Delta\phi_{nearest\ track}$. Esto es debido a que el solapamiento de señales de varias trazas puede afectar al ajuste geométrico de una traza dada. Imponer un corte de distancia angular mínima entre trazas, una vez aplicados los cortes de aislamiento que veremos más adelante, afecta sobre todo a trazas de alto momento* (figura 3.5a). Para no perder un número importante de sucesos de señal, que tienen bajo $\Delta\phi_{nearest\ track}$ (figura 3.5b), hemos decidido no cortar en esta variable pero, dado que aparece en sucesivas ocasiones en este trabajo, hemos considerado importante presentar su distribución en este apartado.

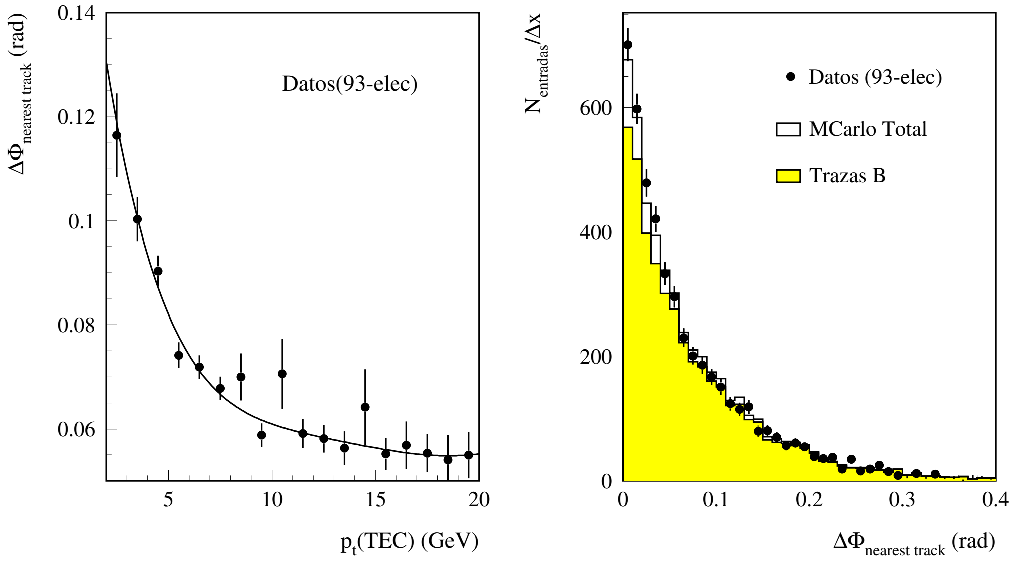


Fig.3.5: *(a) Variación del valor medio de la distancia angular entre trazas,* $< \Delta\phi_{nearest\ track} >$*, con el momento transverso de las trazas medido en TEC,* $p_t\ (TEC)$*. (b) Distribución de la distancia angular entre trazas,* $\Delta\phi_{nearest\ track}$*.*

* Dado que el ángulo ϕ de una traza se mide en el punto de mínima distancia al vértice, la diferencia angular entre trazas cercanas es en general mayor por curvatura para trazas de bajo momento que para trazas de alto momento.

En el año 1994 el SMD añade hasta dos nuevas medidas de la posición tanto en $r\phi$ como en z por traza (y hasta tres en las regiones en las que se superponen dos capas internas). La resolución de la medida del parámetro de impacto mejora en al menos un factor 2 cuando tenemos una medida en la capa interna del SMD que mide la posición en $r\phi$ (figura 3.6). En la capa externa, la medida en $r\phi$ está correlacionada con la medida en z y en un $\sim 4\%$ de los casos no se consigue mejorar la resolución obtenida con la TEC (región (a) en la figura 2.20). Exigimos entonces el siguiente criterio de selección:

- $N_{hits}(r\phi)_{interno} \geq 1$ $(3-16)$

Donde $N_{hits}(SMD)_{r\phi\ interno}$ es el número de impactos en la capa que mide la posición en $r\phi$ en la capa interna del SMD.

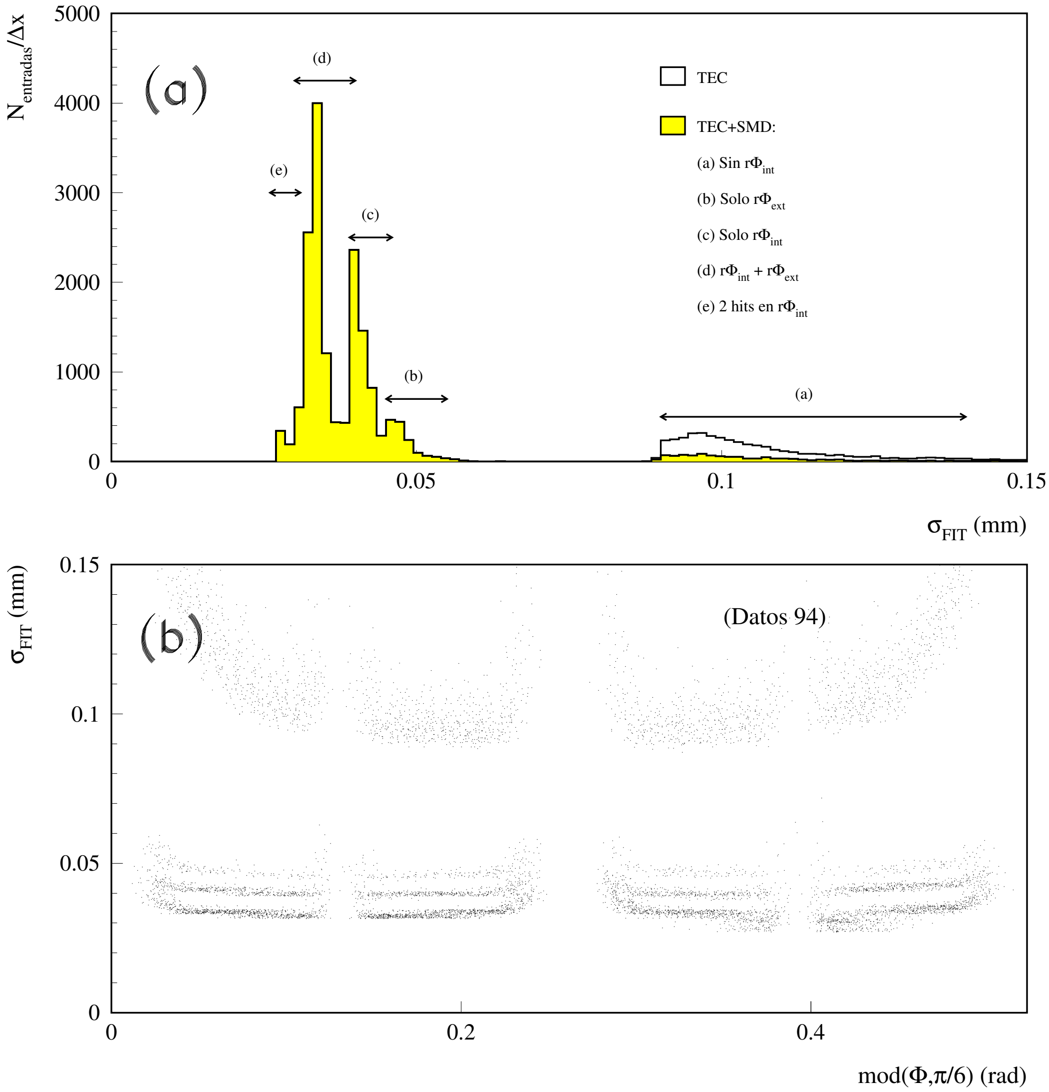


Fig.3.6: *(a) El error en δ depende de la capa del SMD en la que recogemos señal. (b) Variación del error en δ con ϕ, en su proyección correspondiente a un sector interno de la TEC (la zona de mejor resolución, debida al solapamiento de dos capas internas $r\phi$ del SMD, se produce en una región geométrica muy reducida que coincide únicamente con los sectores impares externos de la TEC).*

3.1.4. Selección de electrones inclusivos.

Separamos los criterios de selección en: (a) volumen fiducial, (b) identificación de electrones en los calorímetros, (c) asociación con una traza de la TEC y (d) cinemática de electrones que provienen de desintegraciones de hadrones B.

(a) Volumen fiducial:

Nuestro análisis se centra únicamente en las señales recogidas en la zona del *barrel* del calorímetro electromagnético y suficientemente lejos de su borde:

- $|\cos(\theta)| \leq 0.69$ (3 − 17)

  Donde θ es el ángulo polar de la partícula incidente medido en el calorímetro electromagnético.

- $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.70$ (3 − 18)

  θ_{thrust} es el ángulo del *thrust*.

  En esta región tenemos (salvo ineficiencias) hasta 62 hilos en la TEC para cada traza que asociemos a los *clusters* reconstruidos en el calorímetro electromagnético.

(b) Identificación de electrones en los calorímetros:

La identificación de los electrones (y los fotones) en el calorímetro electromagnético está basada fundamentalmente en la forma de la cascada electromagnética que generan. En los sucesos hadrónicos, dada la gran cantidad de partículas que alcanzan el calorímetro electromagnético, es necesario imponer fuertes cortes de aislamiento:

- $E_9/E_{25} \geq 0.95$ (3 − 19)

  En una cascada electromagnética la mayor parte de la energía se deposita en el cristal central (en torno a un 75%) y en más de un 95% en una matriz de 3×3 cristales. Esta energía, denominada E_9, se corrige en función del punto de impacto sobre el cristal central con el fin de obtener de forma precisa la energía total incidente. De la misma manera, la energía depositada y corregida en una matriz de 5×5 cristales se denomina E_{25}.

  El cociente E_9/E_{25} es una de las variables que caracteriza la cascada electromagnética. En el caso de electrones aislados la forma de de la distribución de E_9/E_{25} es aproximadamente una gaussiana centrada en 1.0. En sucesos hadrónicos, debido al solapamiento con las cascadas generadas por otras partículas cercanas, la forma de la gaussiana se deforma hacia valores menores que 1.0.

  En la figura 3.7a mostramos la distribución de E_9/E_{25} y el corte aplicado.

- $\chi^2_{BGO} \leq 6$ (3 − 20)

  Se define un χ^2_{BGO} como la probabilidad de que la distribución de energía en la matriz de 3×3 cristales observada sea compatible con la esperada para una cascada electromagnética.

  En la figura 3.7b mostramos la distribución de χ^2_{BGO} y el corte aplicado.

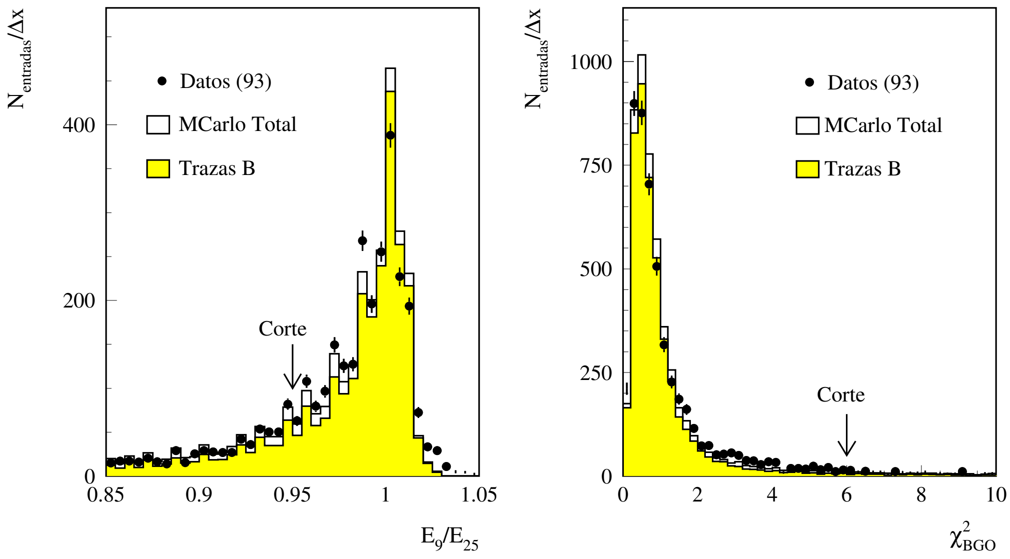


Fig.3.7: *Distribuciones de (a) el cociente entre la energía depositada en una matriz de* 3×3 *cristales, en torno al cristal central de incidencia, y la depositada en una matriz* 5×5, E_9/E_{25}. *(b)* χ^2 *entre la forma del bump y la esperada para una cascada electromagnética:* χ^2_{BGO}. *Los cortes aplicados son* $E_9/E_{25} \geq 0.95$ *y* $\chi^2_{BGO} \leq 6$.

- $N_{cristales} \geq 5$ $\qquad (3-21)$

  $N_{cristales}$ es el número de cristales de BGO que recogen señal. En la figura 3.8a mostramos su distribución y el corte aplicado.

- $Cono7^\circ \leq 3$ GeV $\qquad (3-22)$

  En ciertas ocasiones los electrones no se detienen completamente en el calorímetro electromagnético y depositan el resto de su energía en las primeras capas del calorímetro hadrónico. En estos casos los electrones pueden separarse fácilmente de los hadrones imponiendo una cantidad de energía máxima depositada.

  Definimos $Cono7^\circ$ como la energía depositada en un cono de semiabertura de 7° alrededor de la dirección del *cluster* electromagnético en el calorímetro hadrónico.

  En la figura 3.8b mostramos su distribución y el corte aplicado.

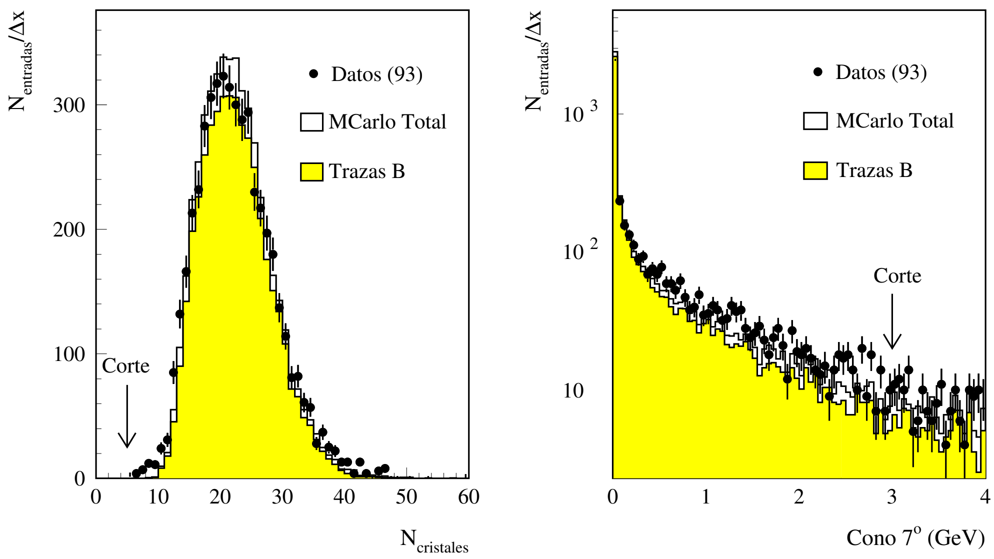


Fig.3.8: *Distribuciones de (a) $N_{cristales}$ del bump con señal, (b) la energía depositada en un cono angular de 7° alrededor del cluster electromagnético, Cono7° en GeV. Los cortes escogidos son $N_{cristales} \geq 5$ y Cono7° ≤ 3 GeV.*

(c) Asociación con una traza de la TEC:

La medida de ϕ y la energía en la TEC y el BGO deben coincidir en el siguiente sentido:

- $\Delta\phi_{BGO} \equiv |\phi_{TEC} - \phi_{BGO}| \leq 5$ mrad (3 − 23)

La diferencia angular en ϕ de la traza reconstruida en la TEC* y el *bump* asociado en el calorímetro electromagnético debe ser menor que 5 mrad. En la figura 3.9a mostramos su distribución y el corte aplicado.

- $\chi^2_{E_T p_t} \leq 3$ (3 − 24)

Definimos un χ^2 que nos permita comparar la medida de la energía en la TEC y en el calorímetro electromagnético:

$$\chi^2_{E_T p_t}(\equiv \chi^2(E_T,\ p_t)) = \frac{(p_t^{-1} - E_{T,Best}^{-1})^2}{2\sigma^2_{1/p_t}} + \frac{(E_T - E_{T,Best})^2}{2\sigma^2_{E_T}(E_{T,Best})} \qquad (3-25)$$

donde E_T es la energía transversa medida en el BGO, $1/p_t$ la inversa del momento transverso medido en la TEC **, $E_{T,Best}$ el valor de la energía que hace mínimo el χ^2 y, σ^2_{1/p_t} y $\sigma^2_{E_T}(E_{T,Best})$ las resoluciones en $1/p_t$ y en E_T (medida en el valor de la energía $E_{T,Best}$) respectivamente. En la figura 3.9b mostramos su distribución y el corte aplicado.

* Ángulo ϕ medido en la TEC a una distancia radial definida por el centro de gravedad del *bump* asociado a la traza.

** Las cámaras de deriva, como la TEC, miden la curvatura de las trazas, que es inversamente proporcional al momento transverso. Es entonces la curvatura y no el momento transverso, la variable que obedece a una distribución gaussiana.

El corte en $\chi^2(E_T,\ p_t)$ pierde efectividad al degradarse la resolución en la medida del momento transverso en la TEC. Esto ocurre fundamentalmente cuando las trazas pasan cerca de un cátodo o un ánodo y cuando son de alto momento.

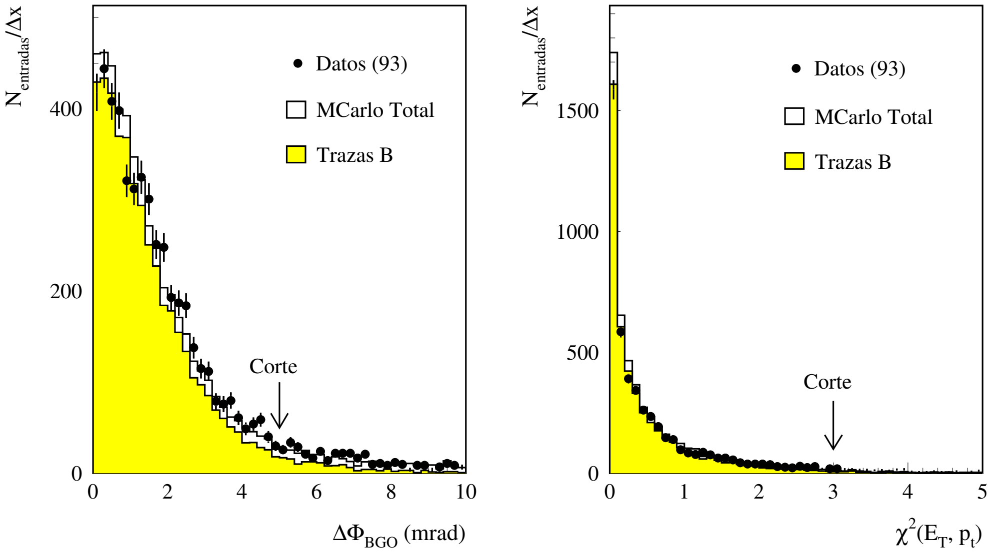


Fig.3.9: *Distribuciones de (a) distancia angular en ϕ entre la traza (TEC) y el bump asociado, $\Delta\phi_{BGO}$ en mrad, (b) χ^2 entre la energía medida en el calorímetro electromagnético y el momento transverso medido en la TEC, $\chi_{E_T p_t}$. Los cortes aplicados son $\Delta\phi_{BGO} \leq 5$ mrad y $\chi^2_{E_T p_t} \leq 3$.*

(d) Cinemática de electrones procedentes de la desintegración de hadrones B:

Las características cinemáticas de los leptones que provienen de la desintegración de hadrones B son su alto momento y su alto momento transverso p_T respecto de la dirección del *jet* asociado al hadrón B.

La energía de un *bump* por encima de 3 GeV la definimos como la suma de las energías de los nueve cristales centrales, E_9 [3-5]. Para energías inferiores a 3 GeV E_9 está en general sobreestimado debido al ruido electrónico o *bumps* cercanos. En este caso la energía de un *bump* se define a partir los seis cristales más energéticos.

En nuestro análisis consideramos al *jet* más cercano al leptón como el asociado al hadrón B. El *jet* más cercano al leptón se define como aquél que hace máximo el producto escalar entre los momentos de ambos y depende tanto de la energía del *jet* como de su distancia angular al leptón.

El momento transverso se calcula como la proyección del momento del electrón en un plano perpendicular a la dirección del *jet* más cercano (una vez substraído el momento del electrón al vector energía del *jet**).

* La energía del *jet* resultante debe tener una energía superior a 6 GeV. En caso contrario se busca el siguiente *jet* "más cercano".

En la selección de electrones inclusivos que provienen de la desintegración de hadrones B imponemos:

- $E_9 \geq 3$ GeV (3 − 26)
- $1. \leq p_T \leq 8.$ GeV (3 − 27)

En la figura 3.10 mostramos las distribuciones de E_9 y de p_T, así como los cortes aplicados.

En la figura 3.11 mostramos la eficiencia y pureza de electrones que provienen de la desintegración de un hadrón B en función del corte en E_9 y p_T.

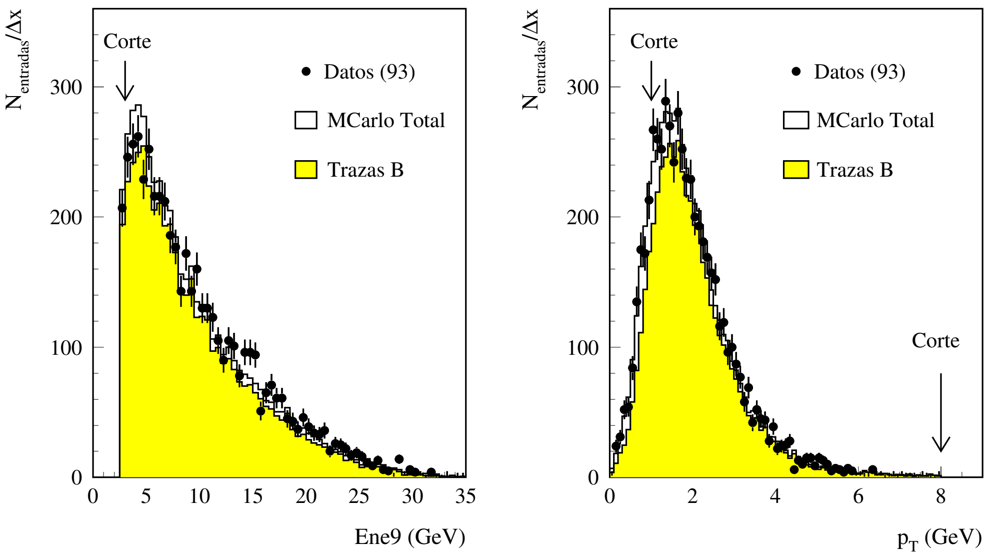


Fig.3.10: *Distribuciones de (a) la energía corregida medida en el calorímetro electromagnético E_9 (GeV), (b) momento transverso respecto del jet más cercano p_T (GeV). Los cortes escogidos son $E_9 \geq 3$ GeV y $1 \leq p_T \leq 8$ GeV.*

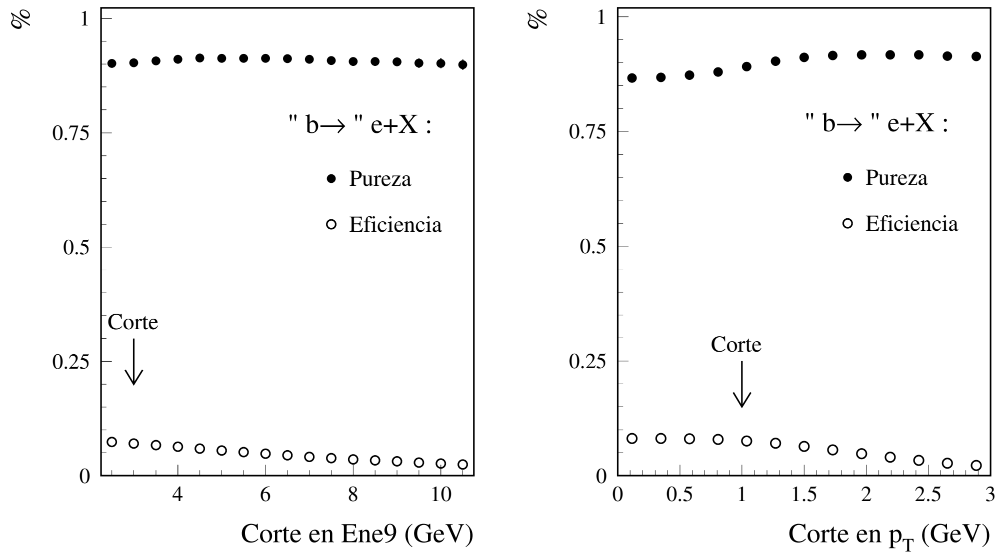


Fig.3.11: *Eficiencia y Pureza de electrones inclusivos que provienen directa o indirectamente del quark b en función de (a) el corte en E_9, (b) el corte en p_T*

3.1.5. Selección de muones inclusivos.

Como en el caso de los electrones separamos los criterios de selección en: (a) volumen fiducial, (b) identificación de muones, (c) asociación con una traza de la TEC y (d) cinemática de los muones procedentes de la desintegración de hadrones B.

(a) Volumen fiducial:

El filtro de muones no llega al borde de las cámaras de muones. La proporción de hadrones que pueden llegar hasta las cámaras y confundirse con muones (contaminación conocida por *punchtrough*) aumenta en esta región. Por ello reducimos el volumen fiducial a:

- $\mid \cos(\theta_\mu) \mid \leq 0.72$ $(3-28)$

θ_μ es el ángulo polar del muón reconstruido (AMUI).

(b) Identificación de muones:

La cantidad de material que precede al espectrómetro de muones suma un total de ~ 6 longitudes de absorción y, a diferencia de lo que ocurre en el calorímetro electromagnético en la selección de electrones, al detector de muones llegan casi exclusivamente muones. Por eso las partículas que dejan señal en alguna de las cámaras son identificadas directamente como muones. Además, su extrapolación al vértice debe ser consistente con la de una partícula producida cerca del punto de interacción. Exigimos entonces:

- $N_{SegP} \geq 2$ $(3-29)$

Para poder calcular la curvatura (y por tanto el p_t) de una traza reconstruida en el espectrometro de muones y extrapolarla hasta el vértice de interacción, necesitamos tener señal de al menos dos de las tres capas de cámaras P.

- $N_{SegZ} \geq 1$ $\quad (3-30)$

  Para poder obtener una buena determinación del ángulo polar del muón necesitamos tener señal en al menos una de las dos parejas de cámaras Z.

- $d_{r\phi} \leq 200$ mm $\quad (3-31)$

  $d_{r\phi}/\sigma_{d_{r\phi}} \leq 3$ $\quad (3-32)$

  donde $d_{r\phi}$ es la distancia mínima al vértice en el plano $r\phi$, y $d_{r\phi}/\sigma_{d_{r\phi}}$ es el número de desviaciones estándar del valor de $d_{r\phi}$ respecto del origen.

  En su extrapolación al vértice* la dispersión múltiple y la incertidumbre en la energía depositada en los calorímetros ensanchan la distribución de la distancia al vértice del muón. Por eso el valor de $d_r\phi$ es típicamente superior a la resolución intrínseca del espectrómetro de muones.

  En la figura 3.12 mostramos las distribuciones y cortes aplicados para $d_{r\phi}$ y $N\sigma_{r\phi} \equiv d_{r\phi}/\sigma_{d_{r\phi}}$.

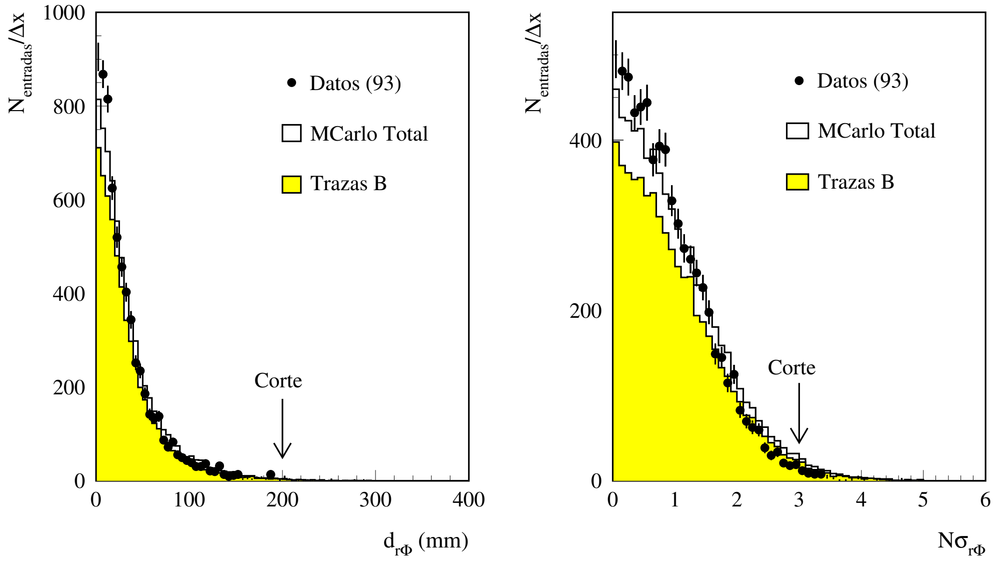


Fig.3.12: *Distribuciones de (a) distancia al vértice en el plano $r\phi$, $d_{r\phi}$ en mm, (b) número de desviaciones estándar $d_{r\phi}/\sigma_{d_{r\phi}}$. Los cortes escogidos son $d_{r\phi} \leq 200$ mm y $d_{r\phi}/\sigma_{d_{r\phi}} \leq 3$.*

* Los valores de la distancia al vértice y su error se obtienen de la extrapolación geométrica de las trazas reconstruidas en el espectrómetro de muones (MUTKs).

- $d_z \leq 300$ mm $$(3-33)$$

  $d_z/\sigma_{d_z} \leq 4$ $$(3-34)$$

  donde d_z es la distancia mínima al vértice en la dirección del eje del haz y d_z/σ_{d_z} es el número de desviaciones estándar del valor de d_z respecto del origen.

  En la figura 3.13 mostramos las distribuciones y cortes aplicados para d_z y $N\sigma_z \equiv d_z/\sigma_{d_z}$.

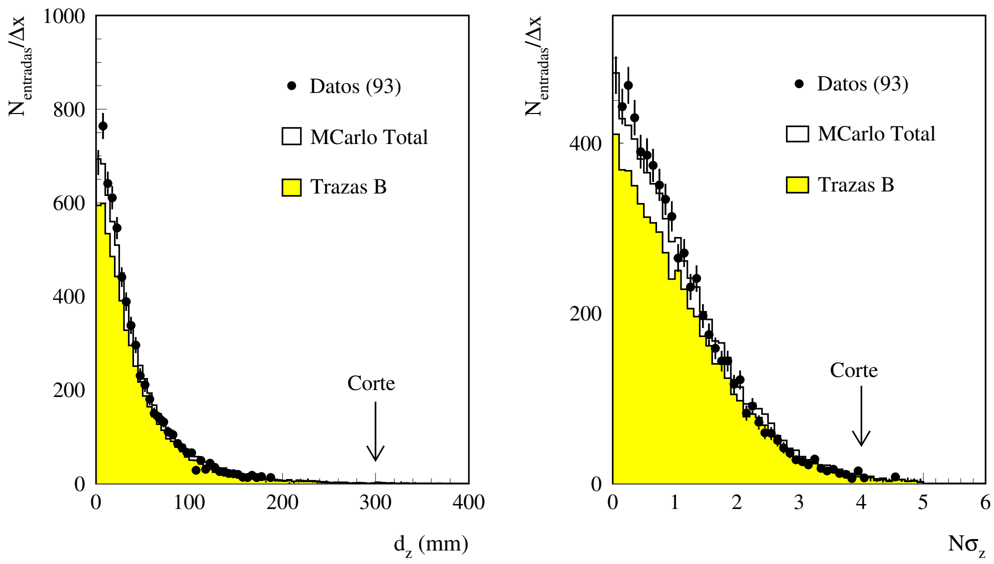


Fig.3.13: *Distribuciones de (a) distancia al vértice en la dirección del haz, d_z en mm, (b) número de desviaciones estándar d_z/σ_{d_z}. Los cortes escogidos son $d_z \leq 300$ mm y $d_z/\sigma_{d_z} \leq 4$.*

(c) Asociación con una traza de la TEC:

A partir de la propagación de la traza descrita en el espectrómetro de muones a lo largo del detector y su asociación con una traza en la TEC, definimos un χ^2 entre el momento transverso medido en la TEC y la energía reconstruida para el muón. Exigimos:

- $\chi_{TEC} \leq 100$ $\qquad (3-35)$

Es decir, nos basta esencialmente con que haya una asociación entre la traza reconstruida del muón y una traza en la TEC.

En la figura 3.14 mostramos, en escala logarítmica, la distribución de χ_{TEC} y el corte que aplicamos.

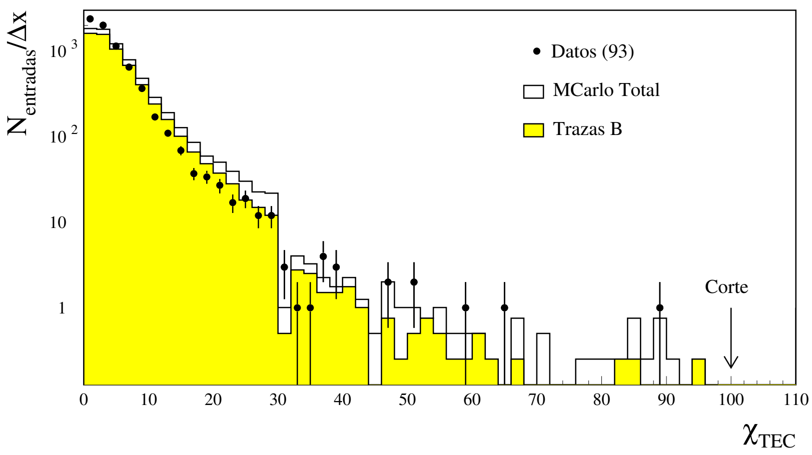


Fig.3.14: *Distribución de χ_{TEC} en escala logarítmica. El corte escogido es: $\chi_{TEC} \leq 100$.*

(d) Cinemática de muones procedentes de la desintegración de hadrones B:

El momento de un muón viene dado por su medida en las cámaras de muones y la estimación de la energía que ha depositado en los calorímetros.

La definición de momento transverso es análoga a la utilizada para electrones.

De nuevo, los altos valores del momento y momento transverso caracterizan las desintegraciones de los hadrones B:

- $p_\mu \geq 4$ GeV $\qquad (3-36)$

Gran parte de los muones con una energía por debajo de 2-2.5 GeV no alcanzan las cámaras de muones. Por ello y para aumentar la pureza relativa de muones procedentes de la desintegración de hadrones B, hemos definido el umbral del momento de los muones en 4 GeV.

- $1.5 \leq p_T \leq 8.$ GeV $\qquad (3-37)$

En la figura 3.15 mostramos las distribuciones de p_μ y de p_T, así como los cortes aplicados.

En la figura 3.16 mostramos la eficiencia y pureza de muones que provienen de la desintegración de un hadrón B en función del corte en p_μ y p_T. Como puede verse, en la selección de muones el corte en momento transverso es especialmente significativo.

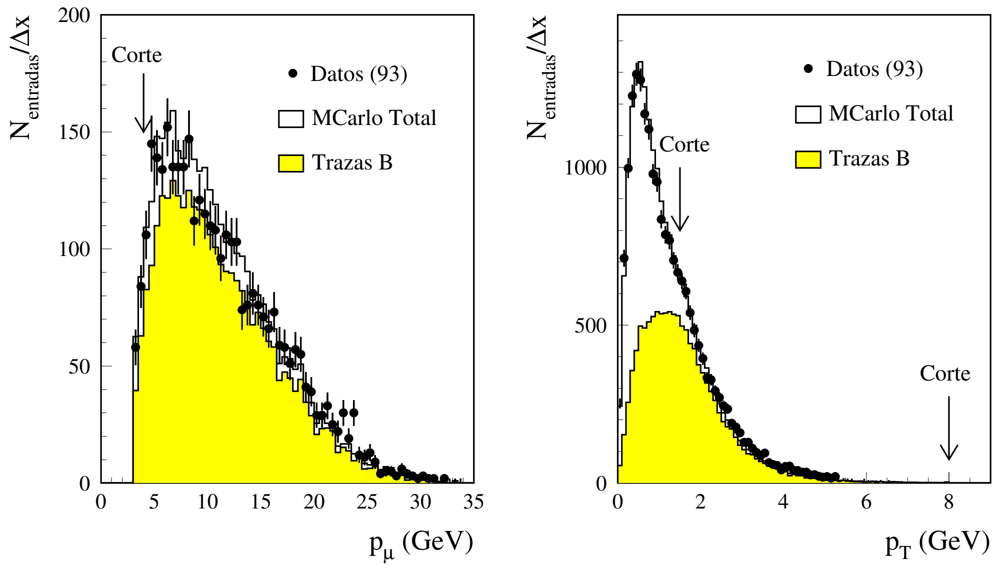


Fig.3.15: *Distribuciones de (a) momento p y (b) momento transverso respecto del jet más cercano* p_T. *Los cortes escogidos son* $p_\mu \geq 4$ *GeV y* $1.5 \leq p_T \leq 8$ *GeV.*

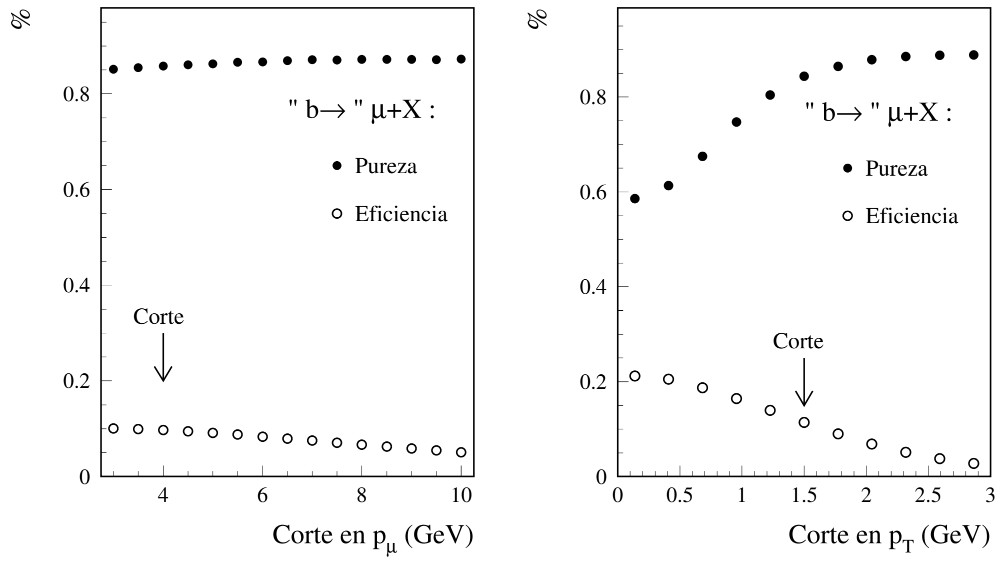


Fig.3.16: *Eficiencia y pureza de muones inclusivos que provienen directa o indirectamente del b en función de (a) el corte en p_μ, (b) el corte en p_T*

3.2. Composición de la muestra.

Nuestra muestra consta de un conjunto de trazas de alto momento y momento transverso respecto del *jet* más cercano, que han pasado unos fuertes cortes de calidad y que identificamos como electrones y muones a partir de las señales recogidas en los calorímetros y las cámaras de muones.

La estadística obtenida en las muestras Monte Carlo y de datos, después de aplicar todos los cortes, la presentamos en la tabla 3.2:

Canal:	MCarlo(91)	MCarlo(94)	Datos-91	Datos-92	Datos-93	Datos-94
$q\overline{q} \to eX$	16438	28144	1863	4314	4887	6403
$q\overline{q} \to \mu X$	23925	36559	2455	5496	6546	8565

Tabla 3.2: *Número de trazas seleccionadas en cada uno de las muestras Monte Carlo y en cada año.*

En las tablas 3.3 mostramos las purezas de los distintos canales que componen las muestras Monte Carlo para los periodos 1991-93 y 1994:

Purezas(91)	Electrones	Muones	Purezas(94)	Electrones	Muones
$b \to lX$	$80.08 \pm 0.31\%$	$75.91 \pm 0.28\%$	$b \to lX$	$83.10 \pm 0.22\%$	$76.22 \pm 0.22\%$
$b \to c \to lX$	$7.12 \pm 0.20\%$	$6.76 \pm 0.16\%$	$b \to c \to lX$	$6.39 \pm 0.15\%$	$5.84 \pm 0.12\%$
$\mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}} \to lX$	$0.50 \pm 0.06\%$	$0.58 \pm 0.05\%$	$\mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}} \to lX$	$0.48 \pm 0.04\%$	$0.77 \pm 0.05\%$
$b \to J \to lX$	$1.12 \pm 0.08\%$	$1.36 \pm 0.07\%$	$b \to J \to lX$	$1.25 \pm 0.07\%$	$1.47 \pm 0.06\%$
$b \to \tau \to lX$	$1.38 \pm 0.09\%$	$0.99 \pm 0.06\%$	$b \to \tau \to lX$	$1.52 \pm 0.07\%$	$1.01 \pm 0.05\%$
$c \to lX$	$4.07 \pm 0.15\%$	$6.98 \pm 0.16\%$	$c \to lX$	$4.60 \pm 0.12\%$	$7.80 \pm 0.14\%$
Fondo	$5.72 \pm 0.18\%$	$7.42 \pm 0.17\%$	Fondo	$2.65 \pm 0.10\%$	$6.88 \pm 0.13\%$

Tabla 3.3: *Purezas en las muestras Monte Carlo seleccionadas*

y en las tablas 3.4 sus eficiencias correspondientes:

Eficiencia(91)	Electrones	Muones	Eficiencia(94)	Electrones	Muones
$b \to lX$	$11.68 \pm 0.10\%$	$16.12 \pm 0.11\%$	$b \to lX$	$12.98 \pm 0.08\%$	$15.47 \pm 0.09\%$
$b \to c \to lX$	$1.24 \pm 0.04\%$	$1.71 \pm 0.04\%$	$b \to c \to lX$	$1.12 \pm 0.03\%$	$1.33 \pm 0.03\%$
$\mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}} \to lX$	$0.63 \pm 0.07\%$	$1.02 \pm 0.09\%$	$\mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}} \to lX$	$0.57 \pm 0.05\%$	$1.16 \pm 0.07\%$
$b \to J \to lX$	$11.49 \pm 0.80\%$	$20.29 \pm 1.00\%$	$b \to J \to lX$	$13.72 \pm 0.68\%$	$22.13 \pm 0.84\%$
$b \to \tau \to lX$	$3.53 \pm 0.23\%$	$3.68 \pm 0.23\%$	$b \to \tau \to lX$	$3.89 \pm 0.18\%$	$3.89 \pm 0.18\%$
$c \to lX$	$0.81 \pm 0.03\%$	$2.03 \pm 0.05\%$	$c \to lX$	$0.92 \pm 0.03\%$	$2.02 \pm 0.04\%$
Fondo	$0.041 \pm 0.001\%$	$0.078 \pm 0.002\%$	Fondo	$0.019 \pm 0.001\%$	$0.064 \pm 0.001\%$

Tabla 3.4: *Eficiencias de cada canal en las muestras Monte Carlo seleccionadas*

La *pureza* la hemos definido como el porcentaje relativo en la muestra de un determinado tipo de canal y la "eficiencia", salvo para el fondo, como el cociente entre el número de electrones (muones) seleccionados y generados.

$$p_i = \frac{N_i}{N_{Total}} \qquad\qquad e_i = \frac{N_i^{Acep}}{N_i^{Gen}} \tag{3 – 38}$$

Dado que no podemos determinar cual es el fondo antes de aplicar los cortes, hemos definido su "eficiencia" como el cociente entre el número de fondo de electrones (muones) sobre el total de sucesos $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ generados:

$$e_{back} = \frac{N_{back}^{Acep}}{N_{qq}^{Gen}} \tag{3 – 39}$$

Como podemos observar en la tabla del Monte Carlo con SMD, correspondiente al periodo 1994, la pureza de la señal aumenta frente a la obtenida con el Monte Carlo sin SMD. La eficiencia para muones disminuye ($\sim 4\%$) al haber exigido la existencia de al menos un impacto en la capa $r\phi$ interna del SMD. En el caso de electrones, esta ineficiencia se compensa con una mayor efectividad del corte en el χ^2 energético.

En los datos debemos incluir además ineficiencias de los subdetectores que no están incluidas en la simulación Monte Carlo. Tenemos $\sim 1.5 \pm 0.5\%$ de ineficiencia en la TEC debida a sectores inactivos*, que afecta tanto a la selección de electrones como de muones inclusivos. Un $\sim 3.5 \pm 0.5\%$ de cristales en el "barrel" del calorímetro electromagnético que no han recogido señal** y afecta fundamentalmente a la selección de electrones. Y finalmente, un porcentaje $\sim 7.5 \pm 0.4\%$ de muones perdidos por ineficiencias en las cámaras de muones P y Z [3-7]***.

Adicionalmente, al exigir un impacto en la capa $r\phi$ interna del SMD, la eficiencia baja en un $\sim 30\%$. Ello es debido, por una parte, a que el SMD estuvo en funcionamiento durante un $\sim 80\%$ del tiempo total de toma de datos y por otra, a que la propia eficiencia del corte en datos es de $\sim 10\%$ (en contraste con el 4% en el Monte Carlo).

Debemos hacer notar que las ineficiencias globales no afectan ni a la forma ni a las purezas de las distribuciones y que por tanto, tampoco afectan a los resultados del análisis (capítulo 4).

Teniendo en cuenta estos valores, obtenemos eficiencias compatibles con las derivadas de la tabla 3.2.

A continuación vamos a discutir la composición del fondo.

3.2.1. Fondo.

La composición del fondo para electrones y muones lo detallamos en las tablas 3.5 para cada muestra de Monte Carlo. En cada tabla distinguimos dos divisiones. La primera división muestra la composición relativa de aquellas partículas que provienen directamente del vértice primario, " trazas primarias" y las que o bien provienen de la desintegración de un hadrón B, "trazas B", o bien de cualquier otro tipo de desintegración secundaria, "trazas secundarias". En la segunda división mostramos las purezas relativas de cada tipo de partículas que componen el fondo.

Mientras que la selección de electrones está basada en su identificación directa en el calorímetro electromagnético, la de muones lo está en suponer que sólo éstos son capaces de alcanzar el espectrómetro de muones. Por eso el fondo en ambos canales tiene una composición (como vemos en las tablas) y un origen muy diferente.

---

* Este valor lo hemos estimado considerando la distribución angular en ϕ del número de trazas y comparando, para cada año, el número de trazas por sector con el promedio obtenido a partir de los sectores más estables

** Cálculo del área de cristales muertos en el *barrel* del calorímetro electromagnético

*** Calculado a partir de sucesos de *dimuones* y la informaciòn de la base de datos

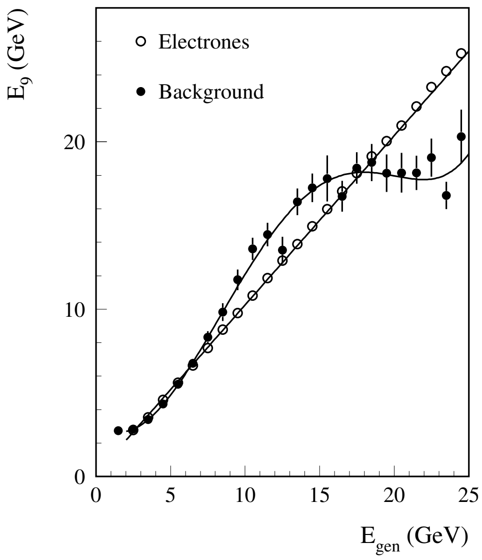
Composición(91)	Electrones	Muones	Composición(94)	Electrones	Muones
Trazas primarias	$53.35 \pm 1.63\%$	$65.03 \pm 1.13\%$	Trazas primarias	$74.03 \pm 1.60\%$	$66.67 \pm 0.94\%$
Trazas secundarias	$24.02 \pm 1.39\%$	$16.16 \pm 0.87\%$	Trazas secundarias	$6.29 \pm 0.89\%$	$15.08 \pm 0.71\%$
Trazas B	$22.64 \pm 1.36\%$	$18.81 \pm 0.93\%$	Trazas B	$19.68 \pm 1.45\%$	$18.26 \pm 0.77\%$
$\pi^{\pm}$	$58.66 \pm 1.61\%$	$37.22 \pm 1.15\%$	$\pi^{\pm}$	$66.53 \pm 1.73\%$	$35.76 \pm 0.96\%$
$K^{\pm}$	$12.33 \pm 1.07\%$	$54.00 \pm 1.18\%$	$K^{\pm}$	$20.88 \pm 1.49\%$	$56.76 \pm 0.99\%$
p, $\bar{\text{p}}$	$4.99 \pm 0.71\%$	$1.75 \pm 0.31\%$	p, $\bar{\text{p}}$	$4.82 \pm 0.78\%$	$2.11 \pm 0.29\%$
Electrones	$4.25 \pm 0.66\%$	$0.00 \pm 0.00\%$	Electrones	$7.36 \pm 0.96\%$	$0.00 \pm 0.00\%$
Muones	$0.43 \pm 0.21\%$	$6.53 \pm 0.59\%$	Muones	$0.27 \pm 0.19\%$	$5.05 \pm 0.44\%$
resto	$19.34 \pm 1.29\%$	$0.51 \pm 0.17\%$	resto	$0.13 \pm 0.13\%$	$0.32 \pm 0.11\%$

Tabla 3.5: *Composición del fondo*

Donde el "resto" incluye fotones (conversión de electrones) y fundamentalmente partículas que provienen de la interacción de las partículas iniciales con las diferentes capas de material del detector.

En el caso de electrones, el fondo consta fundamentalmente de hadrones que interaccionan con los cristales de BGO y depositan toda o parte de su energía en el calorímetro electromagnético. La correlación entre la energía del hadrón y la energía medida en el calorímetro electromagnético decrece al aumentar la energía (figura 3.17a). Ello se debe a que la capacidad de suprimir esta contaminación está directamente relacionada con la eficiencia del corte en $\chi^2_{E_T p_t}$.

En el caso de los muones, el fondo lo constituyen fundamentalmente hadrones que atraviesan los calorímetros y dejan una traza en las cámaras de muones. Para este fondo, conocido como *punchtrough*, el cociente entre el momento real y el medido disminuye al aumentar la energía (figura 3.17b). Ello se debe a que la energía depositada en los calorímetros se estima considerando que las partículas que han alcanzando las cámaras son muones en lugar de hadrones.



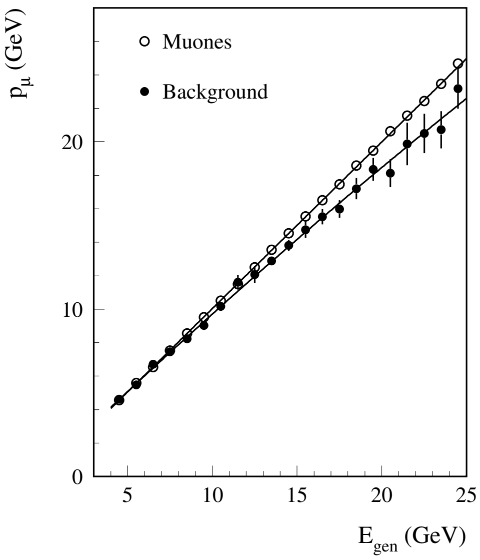


Fig.3.17: *(a) Valor de la energía medida en el calorímetro electromagnético en función de la real (generada). (b) Valor del momento medido en el espectrómetro de muones en función del real (generado).*

En el año 1994 la proporción de trazas secundarias generadas por la interacción de las partículas con el medio material decrece al exigir al menos un impacto en la capa interna $r\phi$ del SMD. Ello explica la drástica reducción del fondo de trazas secundarias en la muestra de electrones.

Conclusiones.

Una vez descrito el dispositivo experimental en el capítulo anterior, hemos justificado en éste los cortes de selección aplicados para obtener una muestra de electrones y muones inclusivos que provienen de la desintegración de hadrones B. El proceso de selección lo hemos subdividido en tres partes: selección de sucesos hadrónicos, selección de trazas en la TEC y selección de electrones y muones inclusivos.

Con los cortes de selección escogidos hemos obtenido una muestra de $\sim$ 17000 electrones inclusivos y una de $\sim$ 23000 muones inclusivos que provienen, en un $\sim$ 91% y $\sim$ 85% respectivamente, de hadrones B.

Referencias:

[3- 1] JETSET 6.2; T. Sjöstrad, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
JETSET 6.3; T. Sjöstrad and M.Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367;
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[3- 2] GEANT 3.4 ; R. Brun *et al.,* CERN DD/EE/84-01 (Revisada en Sept. 1987).

[3- 3] L3 Collab., A.Adam *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 551.

[3- 4] KORALZ 3.8; S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Comp. Phys. Comm. **66** (1991) 276.

[3- 5] Y. Kariotakis and M. Wadhwa, "*Results of the energy calibration of the low energy electromagnetic bumps*", L3 internal note 1727 (1995).

[3- 6] S. Paoletti *et al.,* "*J and χ_c production in hadronic Z decays*", L3 Draft Version 2.0, 21-November-1996.

Capítulo 4

Análisis y resultados

Introducción.

Con los criterios de selección descritos en el capítulo 3 hemos obtenido una muestra enriquecida en sucesos $b\overline{b}$ con un electrón o muón inclusivo en su estado final:

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

La forma de la distribución de parámetro de impacto depende de la vida media de los hadrones B, τ_B. En este capítulo calculamos el valor de la vida media de los hadrones B a partir de un ajuste por máxima verosilimitud de la distribución de parámetro de impacto [4-1]. La pureza de la muestra en leptones, que proceden de la desintegración de hadrones B, y la resolución experimental en la medida del parámetro de impacto, determinan la sensibilidad de nuestro análisis.

En el primer apartado definimos el parámetro de impacto y su signo, definido respecto de la dirección del *jet* más próximo. Con esta definición, la distribución de parámetro de impacto es tanto más asimétrica cuanto mayor es la vida media de los hadrones B.

En el segundo apartado definimos la función densidad de probabilidad que utilizamos para ajustar los datos. Viene dada por la convolución de las distribuciones a nivel generador, o distribuciones primordiales, con la resolución experimental para cada uno de los canales que configuran la muestra. En los tres siguientes apartados parametrizamos las distribuciones primordiales y la función de resolución experimental. En el último apartado presentamos los resultados del ajuste.

Cualquier cantidad sensible a la forma de la distribución de parámetro de impacto lo es también al valor de τ_B. En particular los diferentes momentos de la distribución de parámetro de impacto dependen del valor de τ_B. En el apéndice C comparamos el resultado de nuestro ajuste con los obtenidos a partir de los tres primeros momentos de la distribución de parámetro de impacto.

4.1. Definición experimental del parámetro de impacto.

En el capítulo 1 definíamos el parámetro de impacto de una traza, δ, como la distancia mínima en el plano $r\phi$ entre ésta y el vértice primario. También vimos su expresión, que venía dada por:

$$\delta = \gamma\beta ct \mid \sin\theta \mid \sin\Psi$$

donde t es el tiempo propio de desintegración, θ es el ángulo entre el hadrón B y el haz y Ψ el ángulo entre la trayectoria del leptón y la dirección de vuelo del hadrón B en el plano $r\phi$.

Aunque, como puede verse en el apéndice B, en L3 se utiliza un convenio de signo "simétrico" en la definición del parámetro de impacto, para diferenciar las partículas que provienen de vértices secundarios (en particular aquéllas que lo hacen de la desintegración de hadrones B) de las que provienen directamente del vértice, se asocia al parámetro de impacto un signo "asimétrico" definido por el sentido del vuelo de la partícula respecto del *jet* al que pertenece:

"El parámetro de impacto es positivo si el ángulo formado entre la dirección de vuelo del *jet* y el parámetro de impacto es menor que 90^o y negativo en el caso opuesto (figura 4.1)"

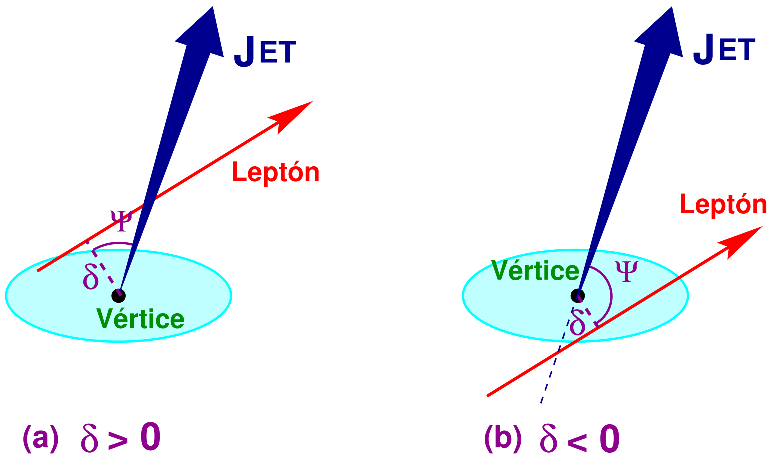


Fig.4.1: *Signo del parámetro de impacto.*

Para medir el valor de la vida media τ_B vamos a utilizar el criterio de signo "asimétrico". En general sólo las trazas de partículas que provienen de la desintegración de otras partículas tienen una distribución de parámetro de impacto asimétrica. En particular, el momento de primer orden de la distribución, $\langle\delta\rangle$, es cero cuando utilizamos una definición simétrica del parámetro de impacto*, mientras que es distinto de cero y proporcional al valor de la vida media cuando utilizamos la definición asimétrica (apéndice C).

La multiplicidad del suceso en *jets* depende del corte mínimo energético o angular establecido en la reconstrución de los *jets*. Nuestra muestra está formada en su mayor parte por sucesos de dos o tres *jets*, lo que significa que tenemos una descripción topológica del suceso al nivel de los dos o tres partones iniciales. Especialmente en el caso de un hadrón B, debido a la fragmentación dura de los quarks pesados, su dirección es aproximadamente la misma que la del quark b inicial del que procede y las direcciones de vuelo de las partícula en las que se desintegra intersectan generalmente la dirección del *jet* en el sentido en el que éste se desarrolla. La proporción entonces de trazas secundarias en la región $\delta \geq 0$ es mayor que en la región $\delta \leq 0$ y es tanto más significativa cuanto mayor sea la vida media de las partículas de las que proceden.

La razón por la que un leptón que procede de la desintegración de un hadrón B puede tener un $\delta < 0$, se debe a una elección equivocada del *jet* respecto del que se define su signo o a la propia resolución angular del *jet***.

Para reducir la posibilidad de asociación incorrecta entre el leptón y el *jet* al que pertenece exigimos, substraído el momento del leptón, un momento mínimo del *jet* de 6 GeV (en analogía a lo que hacíamos en el capítulo 3 cuando definíamos el momento transverso del leptón respecto del *jet*).

---

* Aunque por simplicidad en la figura 4.1 el *jet* lo hemos representado con un origen común al utilizado para describir los parámetros de la traza, en general la traza está referida al vértice primario y el *jet* al centro geométrico de L3. Considerando que la dirección del *jet* se determina a partir de la deposición de energía en los calorímetros, situados a una distancia $\geq$ 0.5 m., una diferencia de $\sim$ 500 μm entre el vértice primario y el centro geométrico de L3 supone un cambio en el valor del ángulo azimutal ϕ del *jet* mucho menor que la resolución angular del *jet* ($\sim$ 40 mrad): $\Delta\phi \leq 1$ mrad. Este efecto es despreciable en la medida del valor de τ_B.

** Además, aunque de forma mucho menos importante, a la curvatura del mismo leptón.

4.2. Método del parámetro de impacto.

La posibilidad de medir el parámetro de impacto de los leptones en el plano $r\phi$ con una resolución experimental muy buena y la pequeña dependencia que tiene con el momento del hadrón B, en general difícil de estimar, nos permite obtener una medida muy precisa de la vida media τ_B.

La densidad de probabilidad que ajustamos se describe a partir de la parametrización de las distribuciones teóricas y la función de resolución. En el método de ajuste por máxima verosimilitud maximizamos

$$L = \prod_{i=1}^{n} P_i(\delta_i, \tau_\delta) \qquad (4-1)$$

donde el productorio está extendido al número de *trazas* total n que hemos seleccionado y $P_i(\delta_i, \tau_B)$ es la función de densidad de probabilidad para una traza con parámetro de impacto δ_i. En una muestra de *trazas* que correspondan en su totalidad a leptones que provienen de la desintegración de hadrones B, $P(\delta, \tau_B)$ viene dada por la convolución:

$$P(\delta, \tau_B)d\delta = P_{bl}(\delta, \tau_B) \otimes R(\delta, \sigma_\delta)d\delta \qquad (4-2)$$

donde $P_{bl}(\delta, \tau_B)$ es la distribución teórica (o también "generada" o "primordial") y $R(\delta, \sigma_\delta)$ una función de resolución que incluye la dispersión experimental en la medida del parámetro de impacto. En la figura 4.2, mostramos la distribución de parámetro de impacto del leptón generada (a nivel generador) y medida (simulación Monte Carlo).

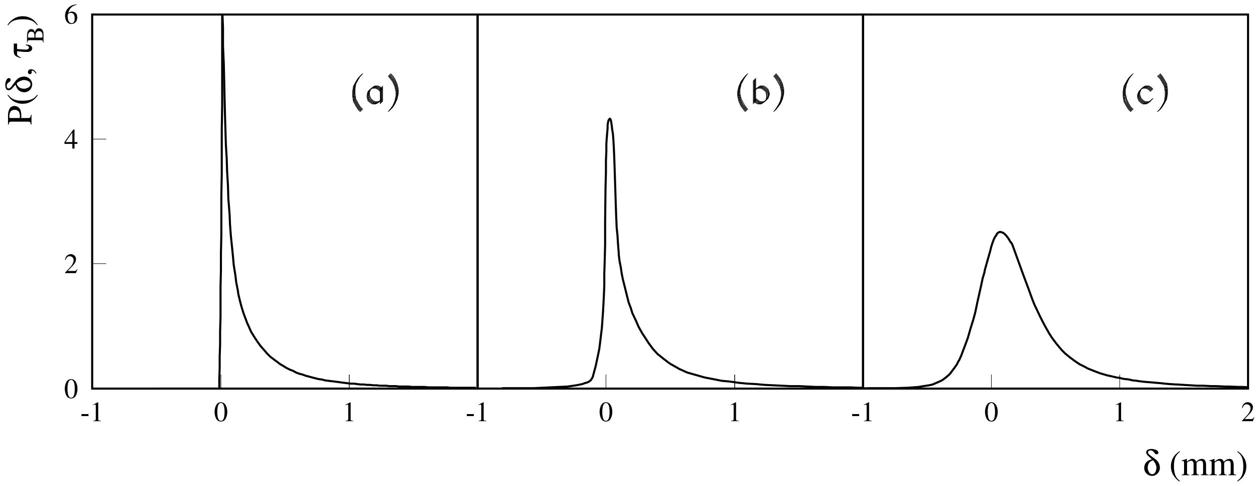


Fig.4.2: *(a) Distribución de parámetro de impacto para electrones procedentes de* $\mathrm{b} \to \mathrm{e}X$ *a nivel generador incluyendo el efecto del campo magnético y definiendo el signo respecto de la dirección de vuelo del hadrón B. (b) Distribución a nivel generador definiendo el signo respecto de la dirección del jet al que pertenece el leptón (sección 4.1). (c) Distribución final incluyendo la resolución experimental.*

Nuestra muestra consta sin embargo de más canales. Considerando la contribución de los diferentes canales en la función densidad de probabilidad, tenemos:

$$P(\delta,\tau_B)d\delta = \left\{\ \{\pi_{bl}P_{bl}(\delta,\tau_B) + \pi_{bcl}P_{bcl}(\delta,\tau_B) + \pi_{cl}P_{cl}(\delta) + \pi_{Back}P_{Back}\} \otimes R(\delta,\sigma_\delta)\right\} d\delta \qquad (4-3)$$

donde,

P_i $(con\ i = bl\ , bcl\ , cl\ , Back)$: son las distribuciones a nivel generador o primordiales de δ*.

$\pi_i(con\ i = bl\ , bcl\ , cl\ , Back)$ las purezas relativas de cada canal

$R(\delta,\sigma_\delta)$ = la función de resolución

Además de que la distribución de parámetro de impacto teórica no tiene una solución analítica sencilla (como ya vimos en el capítulo 1), debe implementarse el efecto de los cortes de selección sobre su forma. El procedimiento que seguimos aquí consiste en tomar del Monte Carlo la distribución obtenida a nivel generador, después de aplicar los cortes de selección, y parametrizar su forma mediante el ajuste a una función. Por conveniencia escogemos como función una suma de exponenciales.

La resolución en la medida de δ viene dada fundamentalmente por la precisión en la determinación del vértice del suceso, el efecto de la dispersión múltiple y el error en el ajuste geométrico de la traza.

4.3. Distribuciones primordiales.

En la primera sección hemos definido un signo que aumenta la dependencia de la forma de la distribución de parámetro de impacto con el valor de la vida media. Utilizando esta asignación, ajustamos las distribuciones de parámetro de impacto a nivel generador a una suma de exponenciales y presentamos, al final de esta sección, la dependencia explícita de esta parametrización con el valor de la vida media τ_B.

Las distribuciones primordiales corresponden a las obtenidas del Monte Carlo a nivel generador, después de incluir el efecto de los cortes de selección y la resolución en la dirección del *jet*. Su parametrización viene dada a partir de su ajuste a una suma de exponenciales de la forma:

$$P_i(\delta)d\delta = \begin{cases} \sum_i f_i\lambda_i \exp(-\lambda_i\delta)d\delta & \delta > 0 \\ \sum_j f_j\lambda_j \exp(+\lambda_j\delta)d\delta & \delta < 0 \end{cases} \qquad (4-4)$$

donde $i = (bl,\ bcl,\ cl)$, f_i son factores de normalización y $\lambda_i(>0)$ los exponentes.

---

* El fondo está dividido a su vez en tres diferentes categorias: trazas primarias, trazas secundarias y trazas que proceden de la desintegración de hadrones B

El canal $b \to \tau \to lX$ está incluido en $b \to c \to lX$

El resultado de esta parametrización la presentamos para los electrones seleccionados en el Monte Carlo (correspondiente al análisis de los años 1991-93) en la figura 4.3:

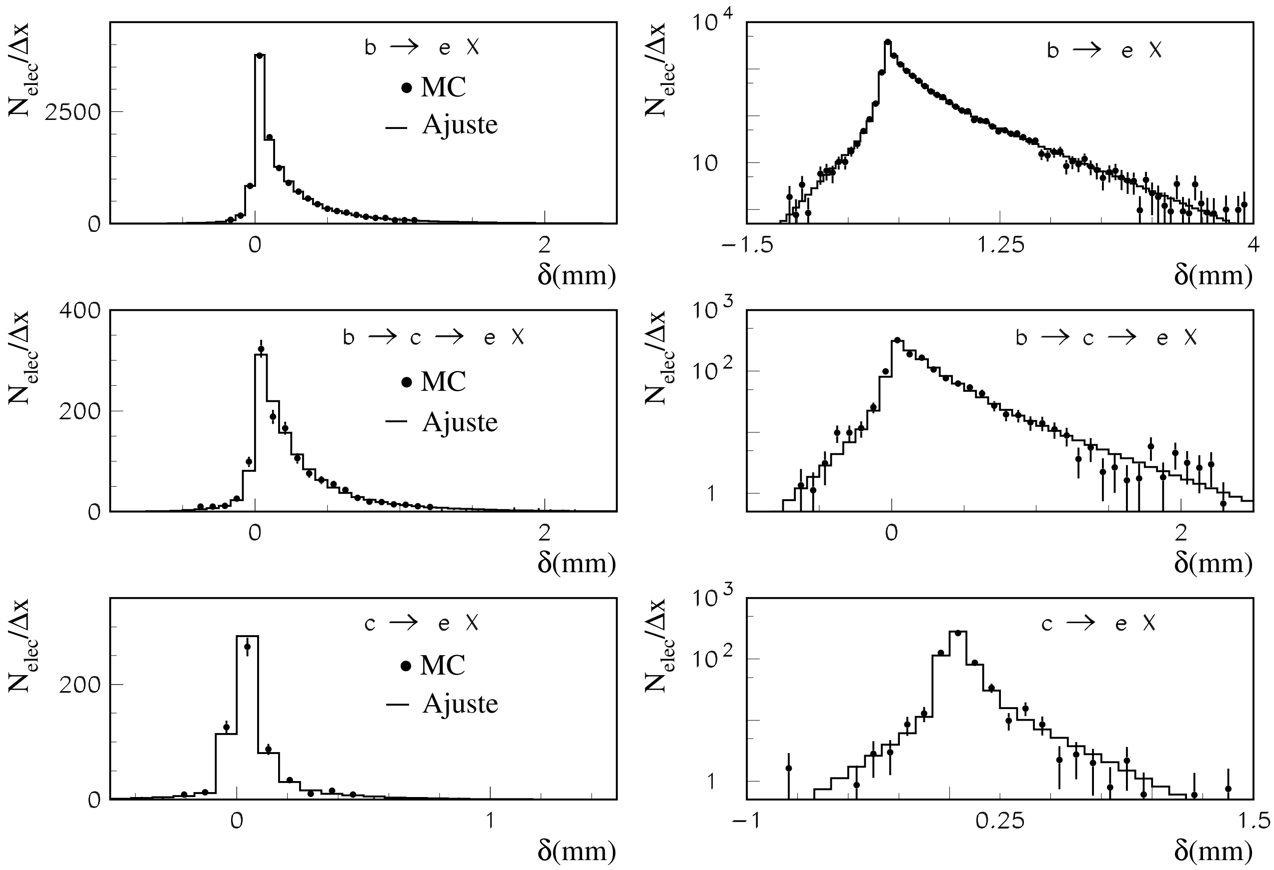


Fig.4.3: *Distribuciones teóricas de parámetro de impacto (escala lineal y logarítmica)*

Tal y como se ha descrito en la sección 1.4, la distribución del parámetro de impacto es universal en función de $y \equiv \delta/(c\tau_B)$ (fórmula 1-14):

$$P(y)dy \equiv P(\frac{\delta}{c\tau_B})\frac{d\delta}{c\tau_B}$$

Desde el punto de vista práctico, la propiedad anterior se traduce en lo siguiente: basta conocer la parametrización de $P(y)$ para describir la distribución del parámetro de impacto para todo valor de τ_B. En concreto:

$$P(\delta,\tau_B)d\delta = P(y)dy = \sum_j f_j \lambda_j^u \exp(\lambda_j^u y)dy = \sum_j f_j \frac{\lambda_j^u}{c\tau_B}\exp(\frac{\lambda_j^u}{c\tau_B}\delta)d\delta \qquad (4-5)$$

donde los parámetros f_j, λ_j^u son universales, esto es, no dependen de τ_B. Dichos parámetros se determinan con un único ajuste para un valor de τ_B cualquiera del Monte Carlo.

4.4. Resolución.

Las contribuciones más importantes que determinan la resolución en la medida del parámetro de impacto, σ_δ, son: el tamaño del haz, la dispersión múltiple y el error del ajuste geométrico de la traza a una circunferencia:

$$\sigma_\delta^2 = \sigma_{BEAM}^2 + \sigma_{MS}^2 + \sigma_{FIT}^2 \qquad (4-6)$$

A continuación pasaremos a analizar cada contribución:

- El primer término, σ_{BEAM}, procede de la dispersión en la medida de δ al considerar como vértice primario el obtenido como promedio en el intervalo temporal correspondiente a un *fill* de LEP. En general la precisión en la posición del haz es bastante peor en la dirección radial que en la normal al plano del acelerador y por ello, la dispersión del parámetro de impacto, δ, es mayor en el eje horizontal σ_H que en el vertical σ_V.

- El segundo término σ_{MS} corresponde a la contribución debida a la dispersión múltiple. La resolución σ_δ depende del momento y el ángulo polar θ a través de σ_{MS}.

- El ajuste de los puntos medidos en la TEC a una circunferencia parametriza la traza que describe la partícula. El error que proviene de este ajuste constituye el tercer término, σ_{FIT}, y depende de: el número de puntos en el ajuste (N_{hits}), la proximidad del primer punto al vértice (relacionado con el *Span*), proximidad a cátodos o ánodos (dependencia en ϕ_{local}), proximidad angular entre trazas ($\Delta\phi_{nearest\ track}$), longitud del arco de la circunferencia y curvatura (dependencia con p_t). Es decir, depende de todas las variables que definen la calidad de la traza.

4.4.1. Vértice primario y tamaño del haz: σ_{BEAM}^2.

La posición media en el plano $r\phi$ del vértice de interacción a lo largo de un *fill* de LEP, la definimos como vértice primario. La dispersión del vértice de interacción respecto del vértice primario calculado es lo que define el "tamaño del haz".

Durante el periodo comprendido entre los años 1991-93 el cálculo de la posición del vértice primario suceso a suceso tiene un error comparable con el tamaño del haz y está muy sesgado por la presencia de trazas secundarias (que no proceden del vértice primario). Por eso hemos optado por el cálculo del vértice como valor medio de su posición en el periodo de tiempo de un *fill* de LEP.

Desde el año 1994, el funcionamiento del SMD permite determinar los parámetros de las trazas con mayor precisión y calcular la posición del vértice primario suceso a suceso con un error razonablemente pequeño. Sin embargo, por coherencia con el periodo 1991-93 y para evitar sesgos de trazas secundarias, hemos seguido utilizando el valor medio del vértice en un *fill* como vértice primario.

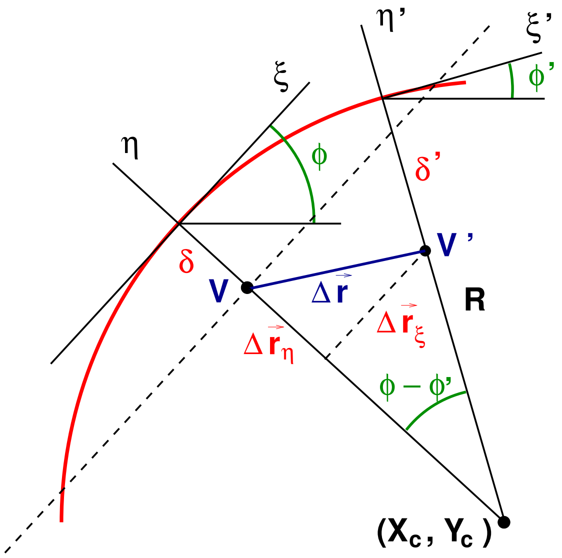
El punto de referencia respecto del que definimos los parámetros de las trazas es el vértice primario.

4.4.1.1. Vértice primario.

El vértice primario se define como el punto con respecto del cual la suma de las distancias de las trazas recogidas durante un *fill* de LEP es mínima. Para calcularlo [4-2] se parte de una muestra de sucesos hadrónicos con un mínimo de tres trazas suficientemente buenas ($N_{hits} \geq 35$, *N° hilo más interno* ≤ 15, *Span* ≥ 45, p_t $(TEC) \geq 1$ GeV, $\mid \delta \mid \leq 5$ mm y una probabilidad asociada a su ajuste $Prob(\chi^2) \geq 0.001$).

El cálculo detallado se hace en 3-dimensiones. Sin embargo, por simplicidad describimos el procedimiento restringido al plano xy, que es el relevante en nuestro análisis.

Para calcular el punto respecto del cual la distancia de las trazas es mínimo, definimos el vector $\overrightarrow{\Delta r}$, que conecta el vértice inicial y el vértice final buscado. La relación entre los valores iniciales y finales de los parámetros $(\delta,\ \phi)$ se obtienen de la figura 4.4 y están expresados en el sistema de referencia local (ξ, η), rotación del global $(x,\ y)$:



$$\begin{pmatrix} \Delta r_\xi \\ \Delta r_\eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta r_x \\ \Delta r_y \end{pmatrix} \qquad (4-7)$$

$$\phi' = \phi - \mathrm{arctg}\left(\frac{\Delta r_\xi}{\Delta r_\eta + R - \delta}\right) \qquad (4-8)$$

$$\delta' = \delta - \Delta r_\eta = \delta + \Delta r_x \sin\phi - \Delta r_y \cos\phi \qquad (4-9)$$

(ignorando la curvatura)

Fig.4.4: *Cálculo del vértice primario.*

La cantidad que debe minimizarse es:

$$\chi^2(\Delta\ \vec{r}\,) = \sum_i w^i_{\delta\delta}\ \delta_i'^2(\Delta\ \vec{r}\,) \qquad (4-10)$$

donde $w^i_{\delta\delta}$ es el elemento diagonal de la matriz de error para δ. Requiriendo que las primeras derivadas sean cero, obtenemos un sistema de dos ecuaciones lineales de la forma:

$$D\ \Delta\vec{r} = \vec{b} \qquad \Rightarrow \qquad \Delta\vec{r} = D^{-1}\vec{b} = E\ \vec{b} \qquad (4-11)$$

donde E es la matriz error para el vértice final. La posición del nuevo vértice vendrá dada por:

$$\vec{r}_{\mathrm{V}'} = \vec{r}_{\mathrm{V}} + \Delta\vec{r} \qquad (4-12)$$

En la definición de δ' hemos despreciado la curvatura y el procedimiento para el cálculo del vértice primario es entonces iterativo. En la práctica se parte de una posición inicial del vértice primario calculada a partir de unos valores iniciales estimados *online* durante la toma de datos. En general bastan de tres a cuatro iteraciones para que la variación en la posición del vértice primario calculado sea menor que su error estadístico, del orden de 2-3 μm.

El sesgo debido a la inclusión de trazas secundarias (que no provienen del vértice primario) se compensa estadísticamente, siempre que el corte de parámetro de impacto máximo en la selección de las trazas haya sido suficientemente grande.

El error sistemático en la posición del vértice primario se ha estimado en torno a 30 μm. En este error incluimos el posible sesgo debido a que la TEC no es idealmente simétrica, a la correlación con la calibración de la TEC y el error sistemático asociado con los cortes de selección, en concreto el de máximo parámetro de impacto.

Como es de esperar, tanto la forma de la distribución de parámetro de impacto como su dependencia con el ángulo azimutal ϕ cambian apreciablemente con la posición del punto de referencia. En la figura 4.5 mostramos, para el periodo 1992b-92c, estas dos distribuciones antes y después del cálculo correcto de la posición del vértice primario.

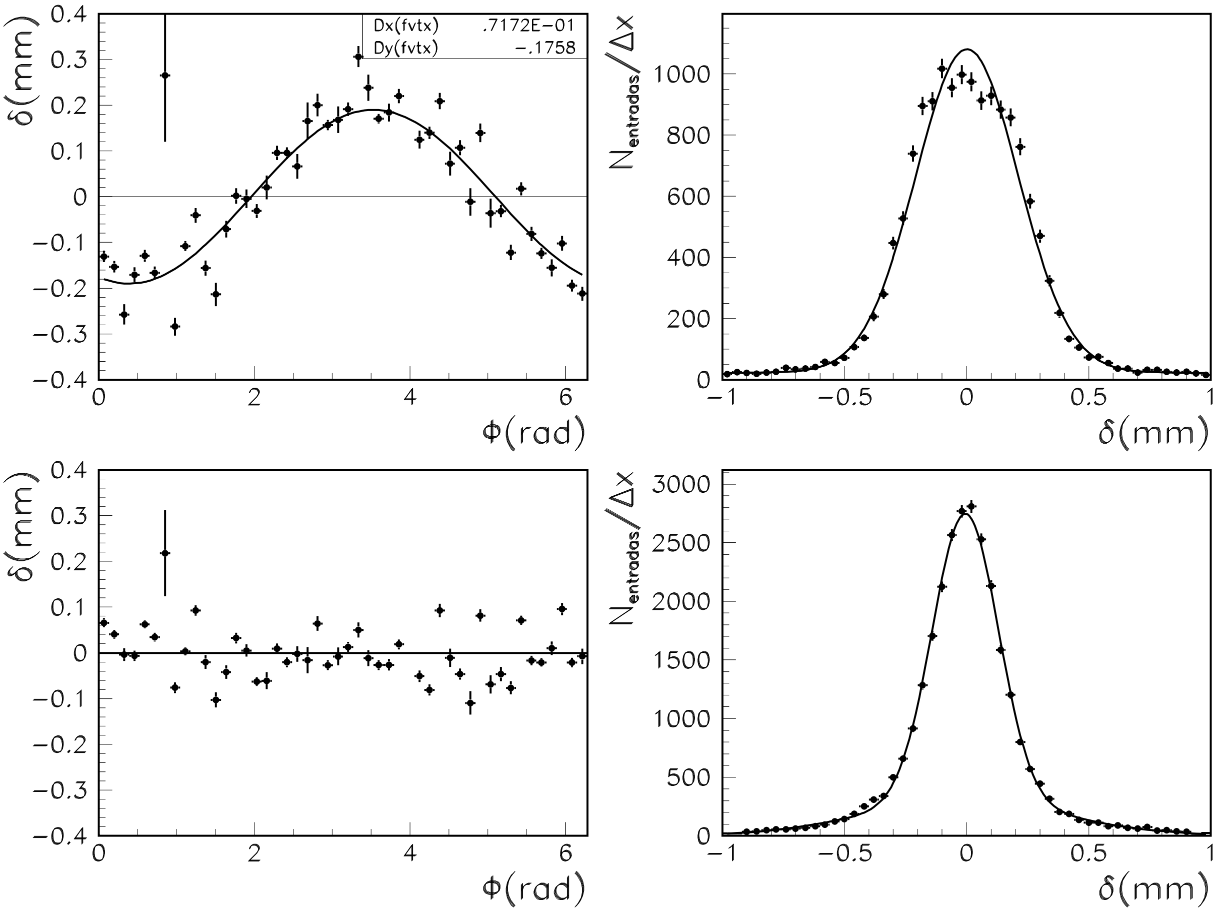


Fig.4.5: *Valor medio $\langle\delta\rangle$ frente a ϕ y distribución de δ antes (arriba) y después (abajo) del cálculo correcto del vértice primario.*

4.4.1.2. Tamaño del haz.

Para el cálculo del tamaño del haz utilizamos una muestra de sucesos *bhabha* y *dimuones*. En sucesos *bhabha*: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ y *dimuones*: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ una medida del parámetro de impacto diferente de cero sólo puede deberse a un efecto de resolución. La contribución más importante viene dada por la resolución de la TEC y la posición del vértice del suceso respecto del vértice primario calculado. La contribución de la dispersión múltiple es despreciable.

En la selección de la muestra de *bhabhas* y *dimuones* exigimos que el leptón más energético tenga más de 40 GeV. Las trazas asociadas a los leptones del suceso deben además satisfacer los mismos criterios de calidad que los requeridos en la muestra hadrónica.

Los parámetros de impacto δ_i $(i = 1, 2)$ en esta muestra de dileptones vienen dados por:

$$\left.\begin{aligned} \delta_1 &= \delta_{01} + Vert \\ \delta_2 &= -\delta_{02} - Vert \end{aligned}\right\} \qquad (4-13)$$

donde una medida de δ diferente de cero se debe a la resolución de la TEC, representada por δ_{0i} (con i=1, 2), y a la diferencia entre la posición del vértice del suceso y su valor medio en un *fill* (definido como vértice primario) y representada por $Vert$. Aquí hemos utilizado el convenio de signo estándar para δ (ver el apéndice B).

Aunque el valor medio $\langle\delta\rangle$ es aproximadamente igual a cero, en los datos se observan fuertes fluctuaciones canal a canal (figura 4.6a) cuyo origen se encuentra en la limitación del procedimiento de calibración de la TEC y evidencia, al menos en parte, su error sistemático. Dado que la resolución de δ depende de ϕ a través del tamaño del haz y que ϕ, en buena aproximación, no está correlacionado con ninguno de los otros parámetros que describen la traza, podemos "corregir" la sistemática de la TEC mediante un desplazamiento canal a canal del valor medio $\langle\delta\rangle$ con ϕ_{global} y ϕ_{local}*. La variable $\phi_{global} \in [0,\ 2\pi]$ es exactamente el valor del ángulo azimutal ϕ y $\phi_{local} \in [0,\ \pi/6]$ es valor de ϕ respecto del cátodo en un sector interno: $mod(\phi,\ \pi/6)$. El resultado, presentado para el año 1993, lo encontramos en la figura 4.6b. Las correciones en ϕ_{global} y ϕ_{local} se llevan a cabo de forma iterativa y resultan prácticamente independientes entre sí, lo que pone de manifiesto que la correlación entre la forma global en ϕ de $\langle\delta\rangle$ de la TEC y la forma local en un sector es pequeña.

De la relación 4.13. se obtiene:

$$\left.\begin{aligned} \delta_1 + \delta_2 &= \delta_{01} - \delta_{02} \\ \delta_1 - \delta_2 &= \delta_{01} + \delta_{02} + 2\ Vert \end{aligned}\right\} \Rightarrow \left.\begin{aligned} \sigma^2(\delta_1 + \delta_2) &= \sigma^2(\delta_{01}) + \sigma^2(\delta_{02}) \\ \sigma^2(\delta_1 - \delta_2) &= \sigma^2(\delta_{01}) + \sigma^2(\delta_{02}) + 4\ \sigma^2(Vert) \end{aligned}\right\} \qquad (4-14)$$

identificando $\sigma^2(Vert)$ con σ^2_{BEAM} y definiendo

$$Missd \equiv \frac{1}{2}(\delta_1 + \delta_2) \qquad DCA_{12} \equiv \frac{1}{2}(\delta_1 - \delta_2) \qquad (4-15)$$

* El procedimiento de calibración de la TEC del año 1994 incluye el SMD y reduce apreciablemente estas fluctuaciones, de forma que las correciones que debemos aplicar son menos importantes.

tenemos de forma general una expresión de la anchura del haz dada por:

$$\sigma^2_{BEAM} = \sigma^2_{DCA_{12}} - \sigma^2_{Missd} \qquad (4-16)$$

que en función de sus componentes vertical (σ_V) y horizontal (σ_H) viene dada por:

$$\sigma^2_{BEAM} = \sigma^2_H \sin^2\phi + \sigma^2_V \cos^2\phi \qquad (4-17)$$

Para cada uno de los canales en los que dividimos ϕ_{global} y ϕ_{local} (48 y 24 respectivamente) calculamos el valor de $\sigma_{DCA_{12}}$ y σ_{Missd} ajustando a una gaussiana la distribución de DCA_{12} y $Missd$ correspondiente.

Después de corregir la dependencia del valor medio $\langle\delta\rangle$ con el ángulo azimutal ϕ, obtenemos el valor de σ_{BEAM} canal a canal a partir de la diferencia de $\sigma_{DCA_{12}}$ y σ_{Missd}. Del ajuste de la dependencia funcional de σ_{BEAM} con ϕ, ecuación 4-17, obtenemos sus componentes horizontal y vertical: σ_H y σ_V. En la figura 4.7 presentamos el resultado para el año 1993.

Aunque el valor del "tamaño del haz" no depende de las correcciones de $\langle\delta\rangle$ con ϕ_{global} y ϕ_{local}, la resolución en la medida de δ en general sí depende de ellas. Consideraremos las correcciones obtenidas con *dimuones* para eliminar las fluctuaciones observadas y reservaremos las obtenidas con *bhabhas* para estimar en el capítulo 5 el error sistemático asociado a la calibración de la TEC.

- **Resultados:**

Por consistencia, hemos comprobado que el método reproduce el valor de σ_{BEAM} definido en el Monte Carlo de *bhabhas* y *dimuones*. Este valor, equivalente al utilizado en el Monte Carlo de sucesos hadrónicos, viene dado por:

- $\sigma_H = 0.159$ mm y $\sigma_V = 0.010$ mm, para el Monte Carlo utilizado en el análisis de los años 1991-93
- $\sigma_H = 0.131$ mm y $\sigma_V = 0.020$ mm, para el Monte Carlo utilizado en el análisis del año 1994.

Para los datos, el resultado obtenido en los diferentes años lo presentamos en la tabla 4.1:

Datos:	91	92	93	94
σ_H (mm)	0.146 ± 0.006	0.099 ± 0.003	0.136 ± 0.003	0.122 ± 0.001
σ_V (mm)	0.001 ± 0.011	0.001 ± 0.010	0.001 ± 0.029	0.003 ± 0.008

Tabla 4.1: *Tamaño del haz*

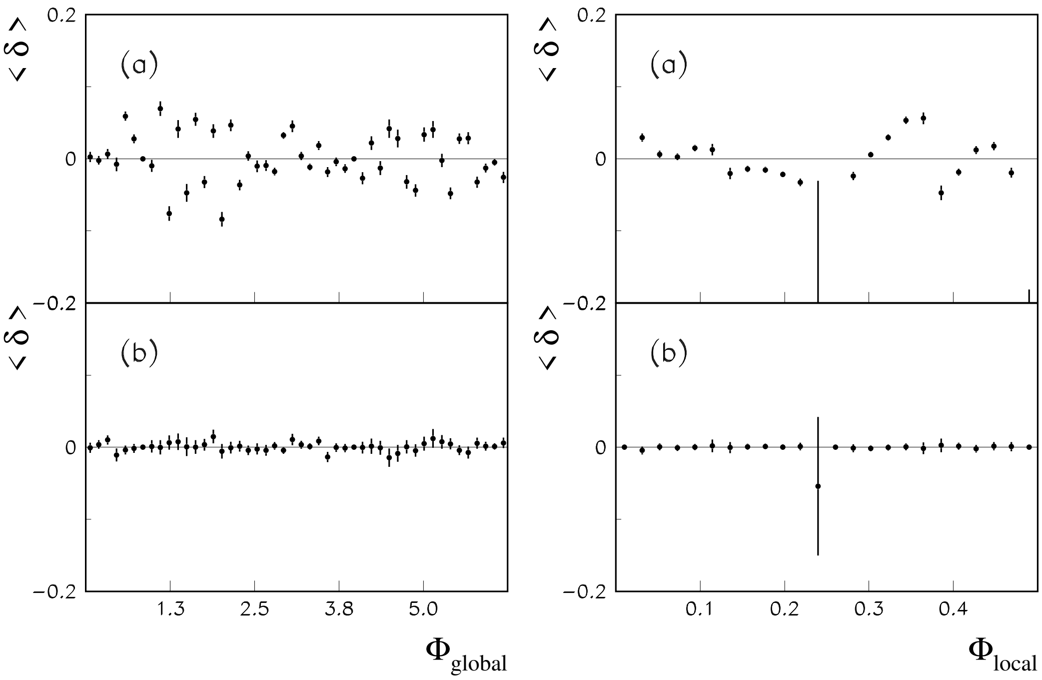


Fig.4.6: *Valor medio $\langle\delta\rangle$ en función de ϕ_{global} y ϕ_{local} (a) antes y (b) después de corregir las fluctuaciones canal a canal.*

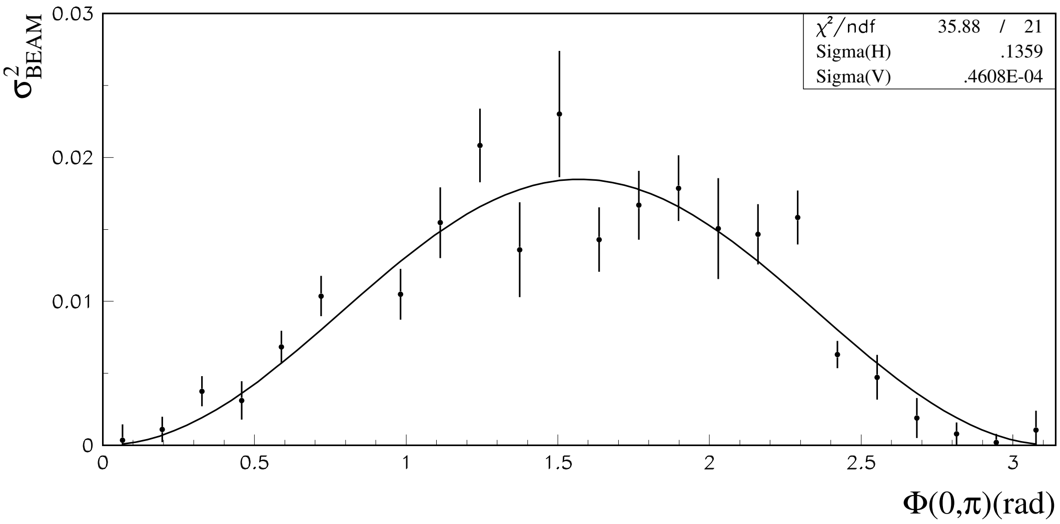


Fig.4.7: *Ajuste de la dependencia de σ^2_{BEAM} con ϕ: tamaño del haz.*

El valor que hemos denotado como $\sigma(\delta_{0i})$ (ecuación 4-14) es el error en δ que resulta del ajuste geométrico de la traza i a una circunferencia y que en general conocemos por σ_{FIT}. El valor de σ_δ, en contraste con el de la expresión (4-6), viene dado únicamente por la suma de la contribución debida al ajuste geómetrico de la traza y al tamaño del haz:

$$\sigma_\delta^2 = \sigma_{FIT}^2 + \sigma_{BEAM}^2 \qquad (4-18)$$

El cociente δ/σ_δ se distribuye como una gaussiana de anchura unidad si la estimación del valor de σ_δ es correcta. En la figura 4.8 mostramos el ajuste de la distribución δ/σ_δ a una gaussiana. Como puede verse el resultado obtenido es muy bueno.

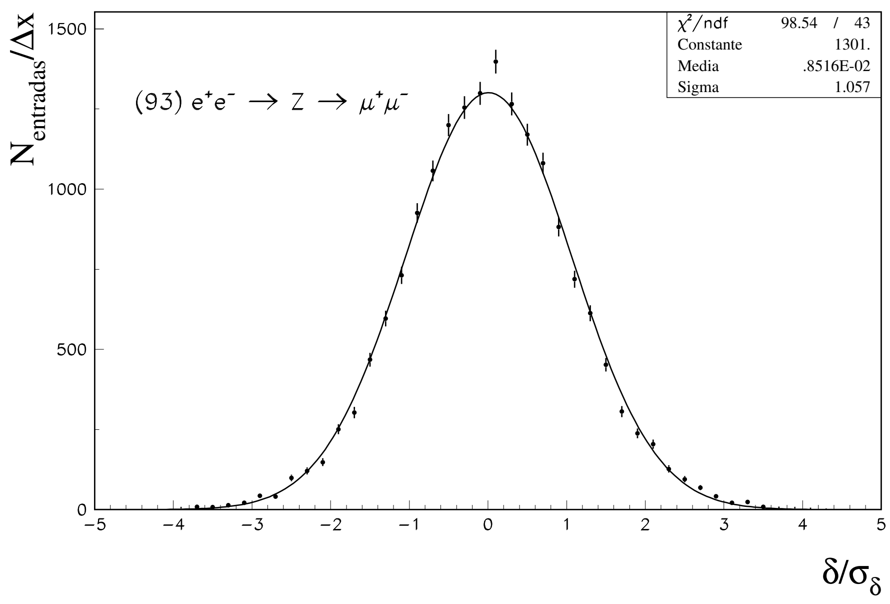


Fig. 4.8: *Distribución de δ/σ_δ para una muestra de dimuones correspondiente al año 1993. El ajuste muestra que obedece a una gaussiana de anchura unidad.*

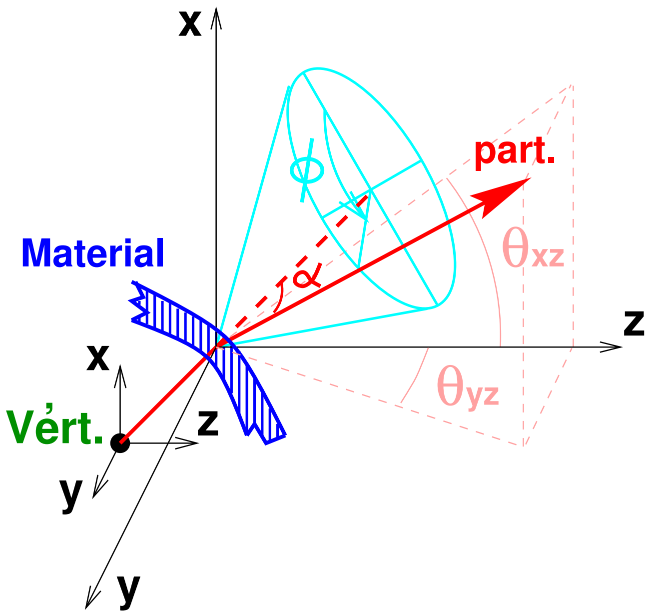
4.4.2. Dispersión múltiple: σ_{MS}^2.

La dispersión múltiple, que sufren las trazas al atravesar las diferentes capas de material que preceden a la TEC, la estimamos a partir de una simulación Monte Carlo.

La dispersión Coulombiana que una partícula cargada sufre al atravesar un medio material es lo que conocemos como dispersión múltiple. El ángulo de deflexión total de salida es función de la cantidad de material que atraviesa la partícula en unidades de longitud de radiación, x/X_0, y viene dado por [4-3] (válida para ángulos pequeños):

$$\alpha = \sqrt{2}\frac{13.6}{E(\mathrm{GeV})}\sqrt{x/X_0}\{1 + 0.038\ln(x/X_0)\} \qquad (4-19)$$

Después de atravesar un material de anchura x, los ángulos de salida en coordenadas esféricas, (φ_2, θ_2), de una partícula que incide con ángulos (φ_1, θ_1), vienen dados por:



$$\theta_2 = \mathrm{atan}(\sqrt{\tan^2\theta_{xz} + \tan^2\theta_{yz}}) \qquad (4-20)$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \mathrm{atan}(\frac{\tan\theta_{yz}}{\tan\theta_{xz}}) \qquad (4-21)$$

donde :

$$\begin{cases} \tan\theta_{xz} = \dfrac{\sin\theta_1 + \tan\alpha\cos\phi\cos\theta_1}{\cos\theta_1 - \tan\alpha\cos\phi\sin\theta_1} \\ \tan\theta_{yz} = \dfrac{\tan\alpha\sin\phi}{\cos\theta_1 - \tan\alpha\cos\phi\sin\theta_1} \end{cases} \qquad (4-22)$$

Fig.4.9: *Dispersión de una partícula.*

y donde $\phi \in [0., 2\pi]$ es aleatorio y α es el ángulo de dispersión (figura 4.9).

La dispersión múltiple de una partícula que procede del vértice y atraviesa diferentes capas de material genera un parámetro de impacto distinto de cero (figura 4.10). La anchura de la distribución de parámetro de impacto, σ_{MS}, es la contribución de la dispersión múltiple a la resolución en la medida del parámetro de impacto, σ_δ.

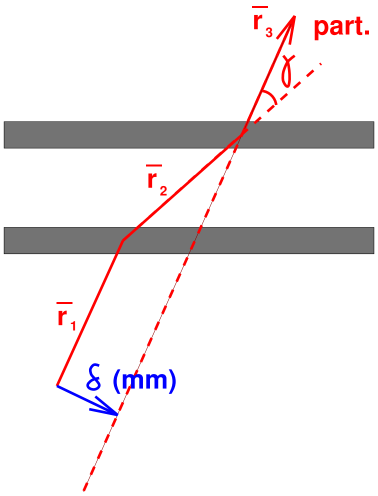


Fig.4.10: *Parámetro de impacto generado por la dispersión múltiple de una partícula que atraviesa una o más capas de material.*

A partir del año 1993 la distancia entre diferentes capas de material y la cantidad de material que contribuia a la dispersión múltiple, cambiaron con la instalación del SMD. En la tabla 4.2 damos el espesor y la distancia al centro geométrico de L3 de las capas de material consideradas para el cálculo de la dispersión múltiple que sufren las trazas reconstruidas en el detector central:

	Periodo 91 + 92		Periodo 93 + 94	
Capas Materiales	Distancia (cm)	Espesor (cm)	Distancia (cm)	Espesor (cm)
Tubo del Haz	5.3	0.11	5.3	0.11
SMD Interior			6.4	0.03
SMD Exterior			7.9	0.03
TEC Interior	9.0	0.15	9.0	0.15

Tabla 4.2: *Situación y espesor del material dispuesto desde el centro geométrico de L3 hasta la pared interna de la TEC (incluida)*

A continuación describimos, en los siguientes dos subapartados, la parametrización de la contribución a la resolución debida a la dispersión múltiple y el resultado de dicha parametrización.

- **Parametrización:**

La dependencia de la anchura σ_{MS} con el momento transverso de la partícula podemos parametrizarla como:

$$\sigma_{MS} = \frac{\kappa}{p_t(\sin\theta)^a} \qquad (4-23a)$$

Los valores de los parámetros a y κ los obtenemos a partir de una simulación Monte Carlo. Ésta consiste en una generación de 50000 trazas para cada par de valores (p, θ), tomando 10 puntos para $p \in [1,\ 50]$ y 10 puntos para $\theta \in [\pi/4,\ \pi/2]$. El resultado correspondiente al año 1993 lo exponemos en la figura 4.11, mostrando la dependencia de σ_{MS} con p_t para θ fijo (a través de $p_t \cdot \sigma_{MS} \simeq cte$, figura 4.11a) y el ajuste de los valores de los parámetros κ y a en una gráfica $p_t \cdot \sigma_{MS}$ frente a θ (figura 4.11b).

Aunque el SMD está instalado desde 1993, los impactos del SMD se empiezan a tener en cuenta en la reconstrucción y ajuste de las trazas sólo a partir de 1994. Por ello, mientras que para el año 1993 el SMD contribuye únicamente como material pasivo, en el año 1994 mide la posición de las trazas y reduce parcialmente el efecto de la dispersión múltiple. Para poder determinar la dispersión múltiple en el año 1994 hacemos un ajuste a una recta entre los "puntos" que mide el SMD y los que mide la TEC. El valor de κ que aquí damos se obtiene considerando la medida de dos puntos (en el plano $r\phi$) en el SMD.

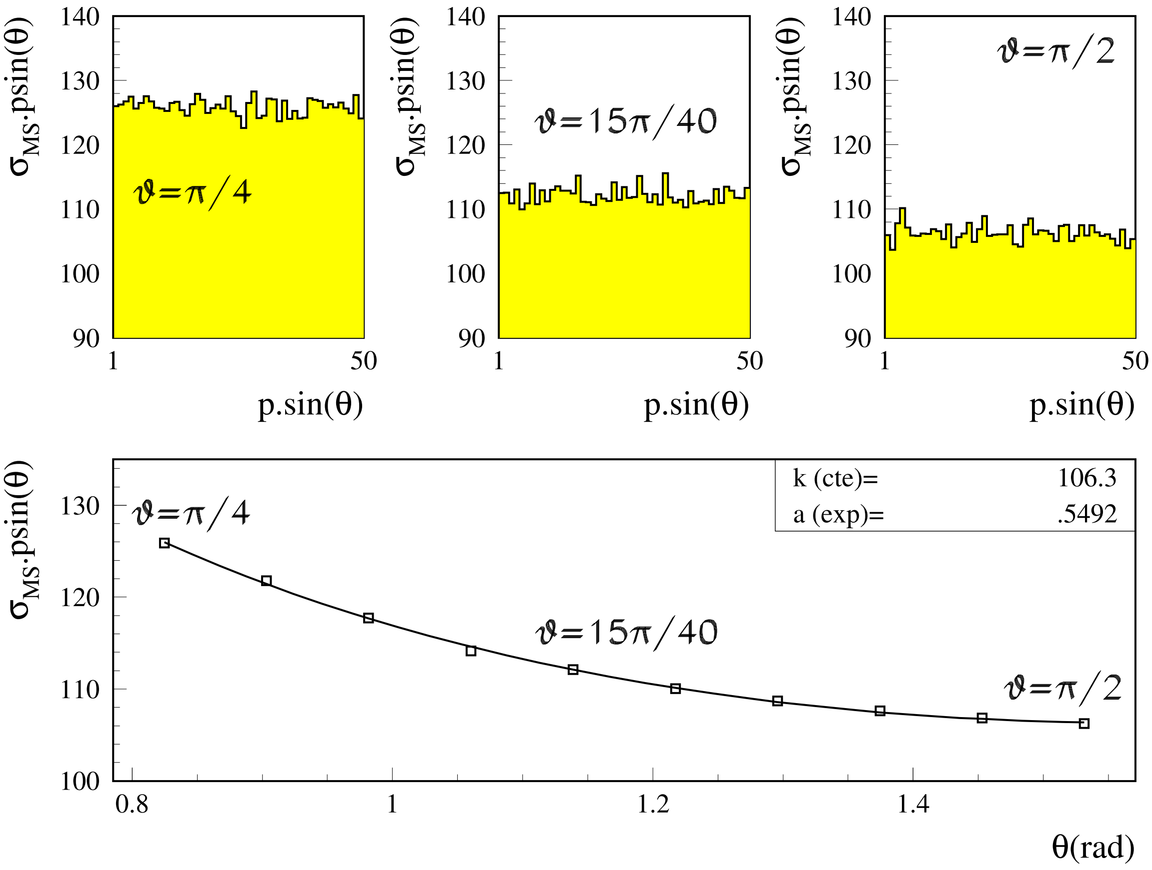


Fig.4.11: *(a) En las figuras superiores mostramos la dependencia plana de $p_t \cdot \sigma_{MS}$ con el p_t, para tres ángulos de incidencia θ diferentes. (b) En la figura inferior el ajuste de κ y a en la dependencia $p_t \cdot \sigma_{MS}$ con θ.*

Por último, dado que el ángulo polar θ se mide con poca precisión en la TEC, consideramos su valor promedio: $\langle(\sin\theta)^{1/2}\rangle \sim 0.947$, para el conjunto de trazas que obtenemos al aplicar nuestros cortes de selección. La parametrización final de la anchura σ_{MS} es entonces:

$$\sigma_{MS} = \frac{\kappa}{0.947\ p_t} \qquad (4-23b)$$

- **Resultados:**

Los valores de κ que utilizamos en nuestro análisis vienen dados en la tabla 4.3:

Sin SMD (91+92)	SMD pasivo (93)	SMD activo (94)
$\kappa = 0.065$	$\kappa = 0.106$	$\kappa = 0.095$

Tabla 4.3: *Valores de la constante κ (mm× GeV) finales*

4.4.3. Resolución experimental en el ajuste de la traza: σ_{FIT}^2.

El conjunto de parámetros obtenido, del ajuste de una circunferencia por χ^2 a los puntos medidos por la TEC (+ SMD), viene dado por (apéndice B): $\{\delta,\ \phi,\ p_t,\ s,\ z\}$ y el elemento diagonal de la matriz de covarianza, correspondiente al error en δ, es lo que llamamos σ_{FIT}.

El valor de σ_{FIT} depende de las variables que determinan la calidad de la trazas: número de impactos, *span*, distancia angular entre trazas, distancia angular a cátodos y ánodos, etc. Si σ_{FIT} incluye adecuadamente la dependencia de la resolución del parámetro de impacto con éstas variables, el cociente δ/σ_δ, donde σ_δ viene dada por la fórmula (4-6), debe distribuirse según una gaussiana de anchura unidad. Ese es el caso de la muestra de dimuones (figura 4.8). En la figura 4.12 mostramos la misma distribución de δ/σ_δ para una muestra de sucesos hadrónicos. Es evidente que el valor de σ_δ está en general infraestimado.

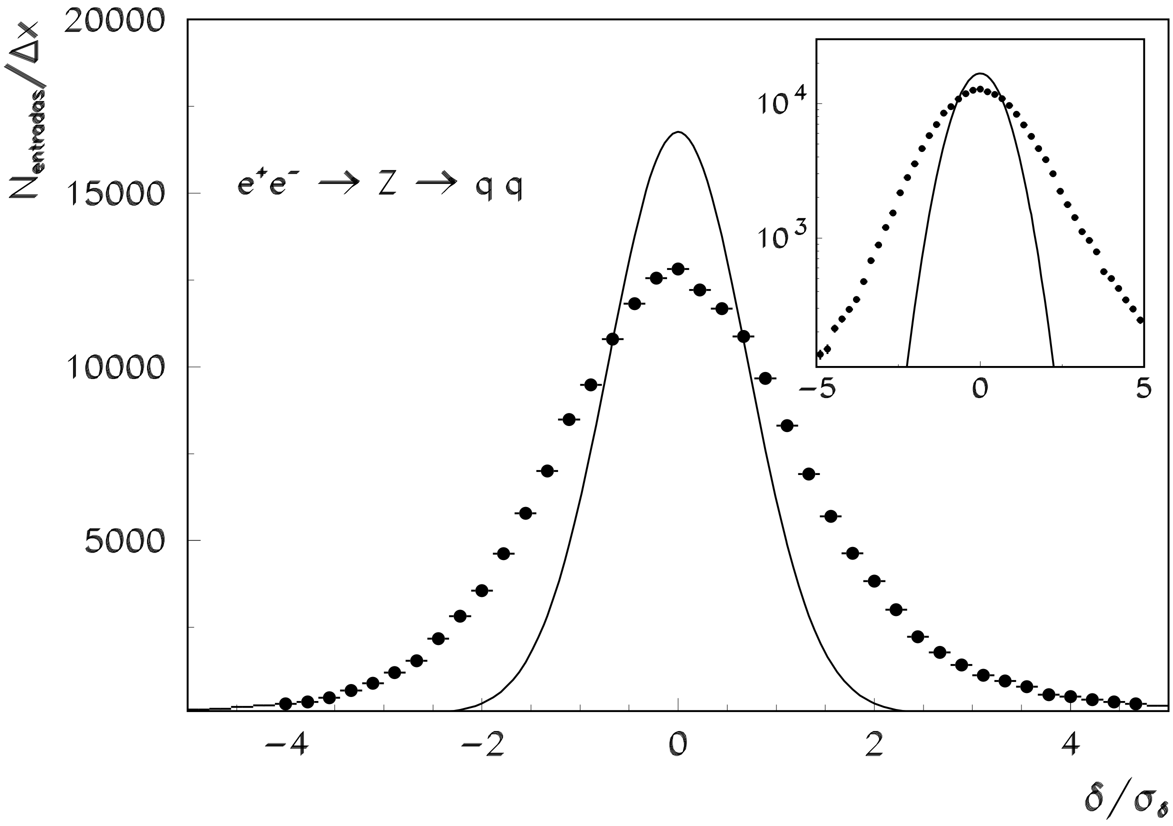


Fig.4.12: *Comparación del gráfico δ/σ_δ para una muestra de trazas primarias en sucesos hadrónicos (puntos) con una distribución gaussiana de anchura unidad (linea continua).*

Para mejorar la estimación de σ_δ seleccionamos una muestra independiente rica en trazas primarias, es decir, que provienen directamente del vértice primario. En una muestra de trazas primarias la anchura de la distribución proporciona exactamente la función de resolución, y por eso la denominamos "muestra de resolución". La contribución residual de trazas secundarias la parametrizamos a partir del Monte Carlo.

Describimos a continuación los criterios para seleccionar la muestra de resolución, la parametrización de las distribuciones primordiales para trazas secundarias, el resultado del ajuste y la parametrización final de la función de resolución.

- **Selección de la muestra de resolucción y composición. Parametrización de sus distribuciones primordiales:**

  Exigimos que la muestra de resolución sea estadísticamente independiente de la muestra de inclusivos, es decir, el primer criterio de selección es rechazar aquellas trazas identificadas como muones o electrones en la muestra de inclusivos.

  Además de reducir la selección de la muestra de resolución al mismo volumen fiducial que el de la muestra de inclusivos y requerir los mismos cortes de calidad de traza, exigimos un momento total medido en la TEC $p(TEC) \geq 3$ GeV y una señal aislada en el calorímetro electromagnético con $E9/E25 \geq 0.85$.

  Para no seleccionar electrones utilizamos de nuevo la información del calorímetro electromagnético. Exigimos que las partículas depositen poca energía y que esté concentrada en muy pocos cristales de BGO: $1.0 \geq E9 \geq 0.1$ GeV. De esta forma seleccionamos fundamentalmente partículas de mínima ionización (MIPs) que, independientemente de su momento, dejan en torno a 250 MeV en el calorímetro.

  En la figura 4.13 mostramos la distribución de E_9 para la muestra seleccionada.

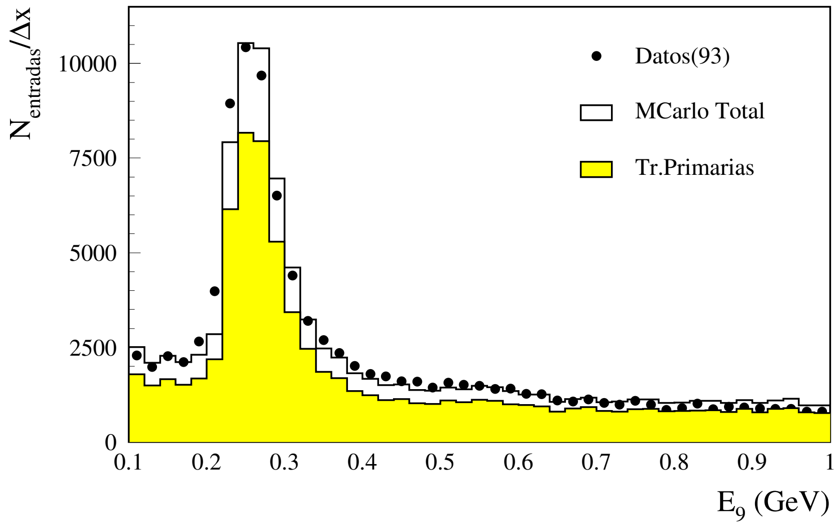


Fig.4.13: *Distribución de la energía E_9 en la muestra de resolución.*

Para reducir el sesgo debido a la incertidumbre en la forma de las distribuciones de trazas secundarias, el ajuste para obtener la función de resolución se llevará a cabo en la región correspondiente a $\delta < 0$. En esta región la proporción relativa de trazas primarias es más elevada. Las purezas para ambas muestras Monte Carlo (la correspondiente al análisis del periodo 1991-93 y la del periodo 1994) para todo δ y $\delta < 0$, las mostramos en las tablas 4.4. De nuevo (como en el Capítulo 3 para el fondo), la pureza de aquellas trazas de partículas que proceden de la desintegración de hadrones B la hemos separado de la del resto de desintegraciones secundarias y la denominamos "trazas B".

Como ya hicimos para los canales que constituyen la muestra de inclusivos, las distribuciones primordiales de las trazas que provienen de la desintegración de hadrones B y de las que lo hacen de otras posibles desintegraciones secundarias, son parametrizadas mediante exponenciales. El resultado de esta parametrización, para el Monte Carlo utilizado en el análisis de los años 1991-93, lo presentamos en la figura 4.14.

Para las trazas primarias la distribución primordial de parámetro de impacto, es decir sin incluir la resolución, es una delta de Dirac.

- **Parametrización de la función de resolución:**

La convolución de la función de resolución con las distribuciones primordiales debe ajustarse a la distribución en δ observada.

A partir del ajuste por máxima verosimilitud de la distribución de δ en la región $\delta \leq 0$, obtenemos la función de resolución, que parametrizamos como una suma de tres gaussianas:

$$R(\delta, \sigma_\delta) d\delta = \sum_{i=1,3} f_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma_i^2}\right) \qquad (4-24)$$

$$\text{con:} \quad f_3 = 1 - f_1 - f_2 \quad \text{(normalización)}$$

y donde,

$$\sigma_i^2 = (\sigma_{BEAM}^2 + \sigma_{MS}^2 + a_i^2 \sigma_{FIT}^2) \qquad (i = 1, 2, 3) \qquad (4-25)$$

Es decir, mantenemos la forma de la expresión para σ_δ pero renormalizamos el valor de la contribución de σ_{FIT}. Incluimos además términos gaussianos adicionales porque obtenemos un mejor ajuste y porque de esta forma reproducimos efectos no incluidos en la dependencia funcional de σ_{FIT} con las variables que definen la calidad de las trazas (N_{hits}, *Span*, ϕ, ϕ_{local}, $\Delta\phi_{nearest\ track}$ y p_t).

- **Resultados:**

El resultado para Monte Carlo y datos del año 93 lo presentamos en la figura 4.15.

Hemos modificado la forma de la distribución de los datos cambiando el valor de la vida media τ_B de acuerdo con la medida de L3 [4-4]. La propagación del error de esta medida en el resultado de nuestro ajuste es despreciable (capítulo 5).

El resultado de la parametrización de la función de resolución en los años 1991-92 lo presentamos en la tabla 4.5.

Purezas(1991-93)	$\delta \in [-5,\ 5]$ mm	$\delta < 0$ mm	Purezas(1994)	$\delta \in [-5,\ 5]$ mm	$\delta < 0$ mm
Trazas primarias	$75.95 \pm 0.13\%$	$82.70 \pm 0.17\%$	Trazas primarias	$77.35 \pm 0.15\%$	$86.15 \pm 0.19\%$
Trazas secundarias	$8.97 \pm 0.09\%$	$8.13 \pm 0.12\%$	Trazas secundarias	$8.07 \pm 0.10\%$	$6.80 \pm 0.14\%$
Trazas B	$15.08 \pm 0.11\%$	$9.17 \pm 0.13\%$	Trazas B	$14.58 \pm 0.13\%$	$7.05 \pm 0.14\%$
$\pi^{\pm}$	$66.70 \pm 0.14\%$	$66.91 \pm 0.21\%$	$\pi^{\pm}$	$66.59 \pm 0.17\%$	$66.63 \pm 0.26\%$
$K^{\pm}$	$22.16 \pm 0.13\%$	$21.76 \pm 0.19\%$	$K^{\pm}$	$22.91 \pm 0.15\%$	$22.56 \pm 0.23\%$
$\mathrm{p} + (\bar{\mathrm{p}})$	$9.08 \pm 0.09\%$	$9.71 \pm 0.13\%$	$\mathrm{p} + (\bar{\mathrm{p}})$	$8.83 \pm 0.10\%$	$9.61 \pm 0.16\%$
electrones	$0.60 \pm 0.02\%$	$0.40 \pm 0.03\%$	electrones	$0.46 \pm 0.02\%$	$0.34 \pm 0.03\%$
muones	$0.78 \pm 0.03\%$	$0.54 \pm 0.03\%$	muones	$0.71 \pm 0.03\%$	$0.36 \pm 0.03\%$
resto	$0.68 \pm 0.03\%$	$0.69 \pm 0.04\%$	resto	$0.49 \pm 0.03\%$	$0.50 \pm 0.04\%$

Tabla 4.4: *Composición de la muestra de resolución*

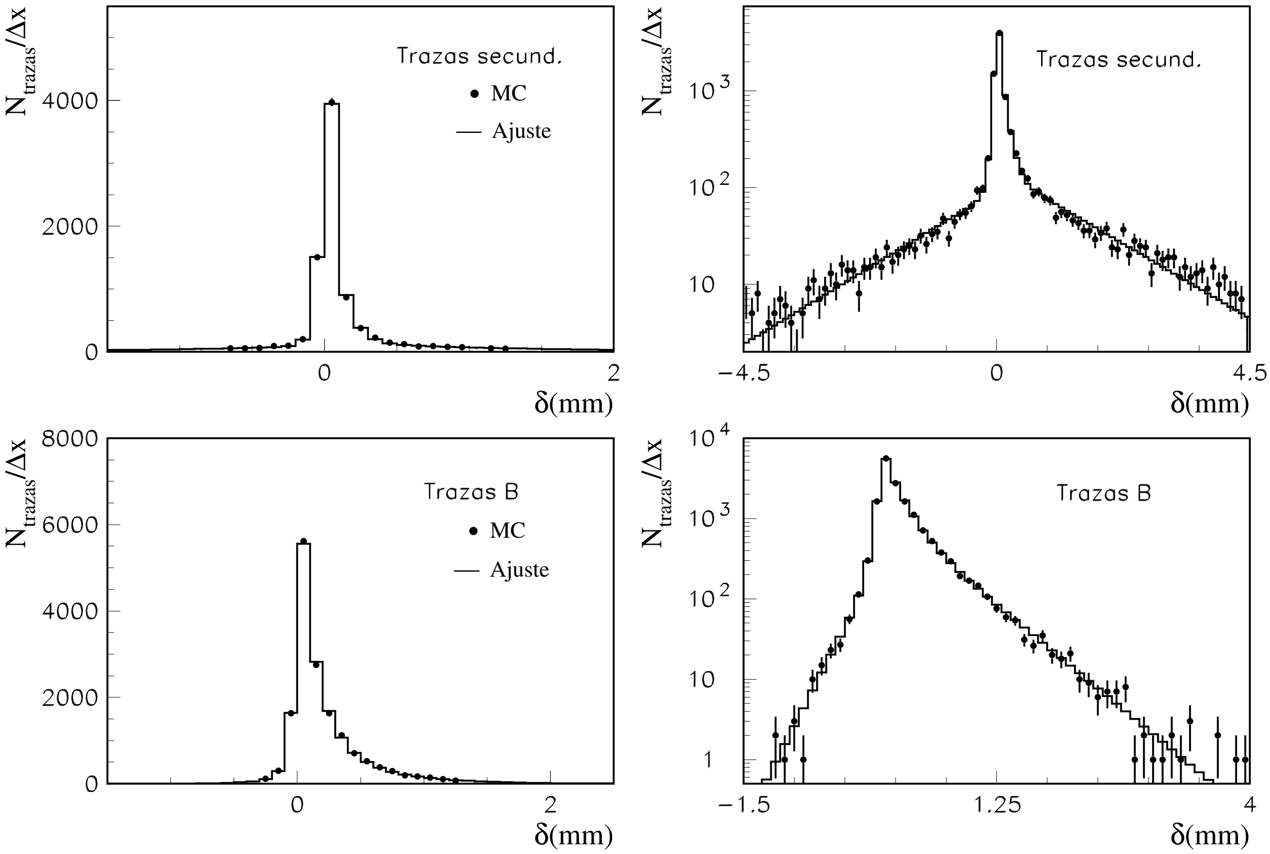


Fig.4.14: *Parametrización de las distribuciones primordiales de trazas secundarias en la muestra de resolución (escala lineal y logarítmica).*

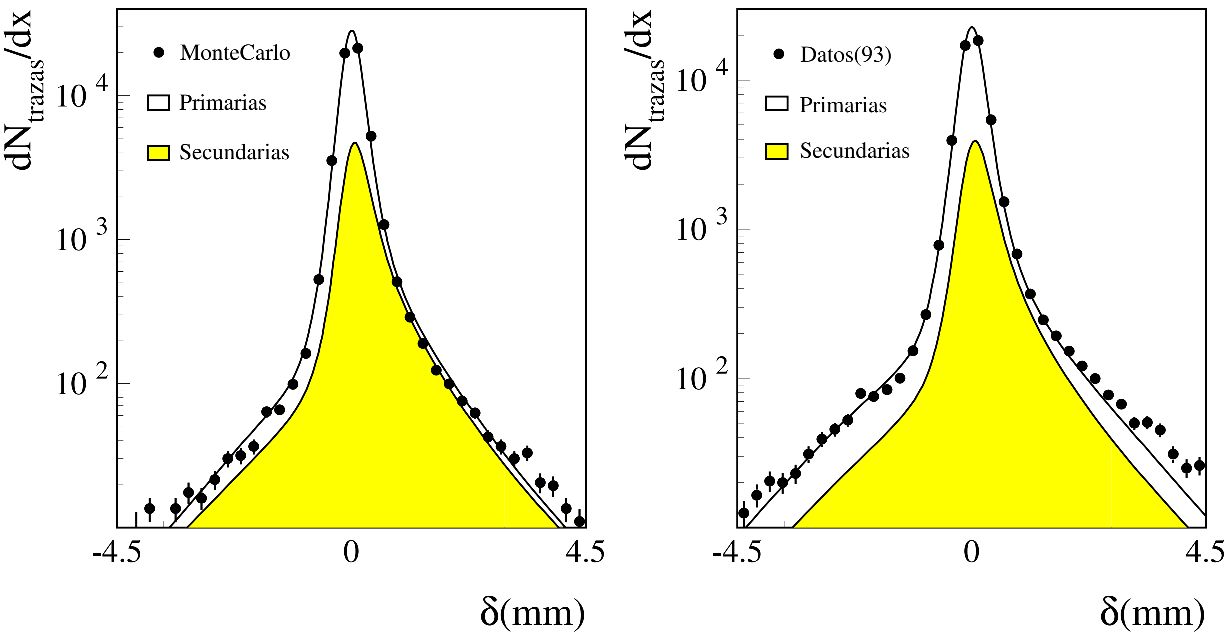


Fig.4.15: *Parametrización de la función de resolución (Monte Carlo y datos)*

	MC00	MC94	Dt91	Dt92	Dt93	Dt94
a_1	1.47 ± 0.04	0.66 ± 0.05	1.27 ± 0.05	1.16 ± 0.02	1.21 ± 0.02	1.15 ± 0.03
a_2	3.65 ± 0.21	2.51 ± 0.59	3.09 ± 0.40	2.35 ± 0.08	2.49 ± 0.12	8.41 ± 0.47
a_3	17.82 ± 1.23	9.24 ± 0.58	15.40 ± 0.69	13.89 ± 0.36	13.67 ± 0.29	42.08 ± 2.42
f_1	0.80 ± 0.03	0.88 ± 0.03	0.83 ± 0.04	0.74 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.87 ± 0.01
f_2	0.18 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.14 ± 0.04	0.22 ± 0.02	0.18 ± 0.02	0.11 ± 0.01
(τ_B (ps))	(1.310)	(1.547)	(1.535)	(1.535)	(1.535)	(1.535)

Tabla 4.5: *Resultados del ajuste de la función de resolución. En la última fila, entre paréntesis, mostramos los valores de τ_B utilizados en el ajuste.*

No podemos esperar, sin embargo, que este resultado sea completamente aplicable a la función de resolución en la muestra de leptones inclusivos, dado que las distribuciones de las variables que definen la calidad de la traza son ligeramente diferentes.

Asumimos en cualquier caso que las anchuras obtenidas del ajuste, que dan cuenta de la degradación de σ_δ respecto de su valor inicial, son comunes para ambas muestras (seleccionada y de trazas primarias) y únicamente las amplitudes de las gaussianas que parametrizan la función de resolución serán recalculadas en el ajuste final junto a la vida media, τ_B.

4.5. Fondo.

El fondo constituye (tabla 3-3) un $\sim$ 5.7% de la muestra de electrones inclusivos y un $\sim$ 7.4% de la de muones para el periodo 1991-93. Los porcentajes para el periodo 1994 son un 2.6% y un 6.9%, respectivamente.

La forma del fondo viene dada por la convolución de su distribución teórica a nivel generador con la resolución experimental. La función de resolución ya la hemos discutido en el apartado anterior. En la distribución teórica distinguimos, como ya es habitual, la contribución de trazas primarias, la de secundarias que provienen de hadrones B y la de secundarias que proceden de otros hadrones. El resultado de la parametrización de estas distribuciones lo presentamos en la figura 4.16.

El fondo contiene, en su proporción de trazas primarias, la única contribución simétrica de la muestra a la distribución de parámetro de impacto.

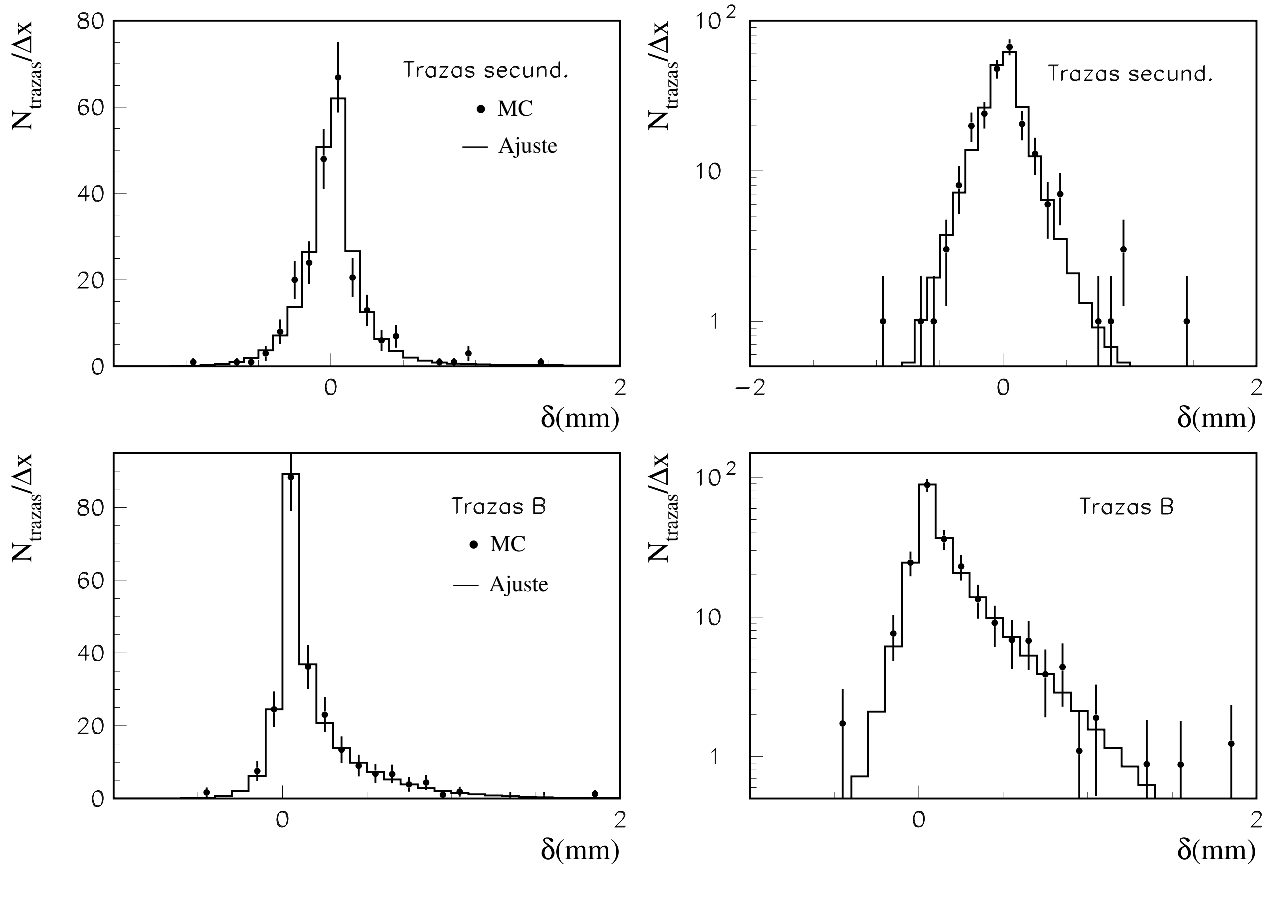


Fig.4.16: *Parametrización de las distribuciones primordiales de trazas secundarias que componen el fondo (escala lineal y logarítmica).*

4.6. Ajuste final del valor de τ_B.

Una vez parametrizadas las distribuciones teóricas y la función de resolución como suma de exponenciales y suma de gaussianas respectivamente, tenemos definida la densidad de probabilidad de parámetro de impacto. La convolución de cada exponencial y cada gaussiana, asumiendo que la correlación entre el parámetro de impacto y su error es despreciable (figura 4.17), tiene una solución analítica sencilla y viene dada por [4-5]:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\displaystyle\int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda\delta'} e^{-\frac{1}{2}\frac{(\delta-\delta')^2}{\sigma^2}} d\delta' = \dfrac{\lambda}{2} e^{-\lambda\delta} e^{\frac{\lambda^2\sigma^2}{2}} \left\{ erfc\left(\dfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\sigma\lambda - \dfrac{\delta}{\sigma}\right)\right)\right\} & \delta \geq 0 \\ \dfrac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\displaystyle\int_{-\infty}^{0} \lambda e^{\lambda\delta'} e^{-\frac{1}{2}\frac{(\delta-\delta')^2}{\sigma^2}} d\delta' = \dfrac{\lambda}{2} e^{\lambda\delta} e^{\frac{\lambda^2\sigma^2}{2}} \left\{ erfc\left(\dfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\sigma\lambda + \dfrac{\delta}{\sigma}\right)\right)\right\} & \delta \leq 0 \end{cases} \qquad (4-26)$$

donde

$$erfc(z) = 1 - erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-t^2} dt \qquad (4-27)$$

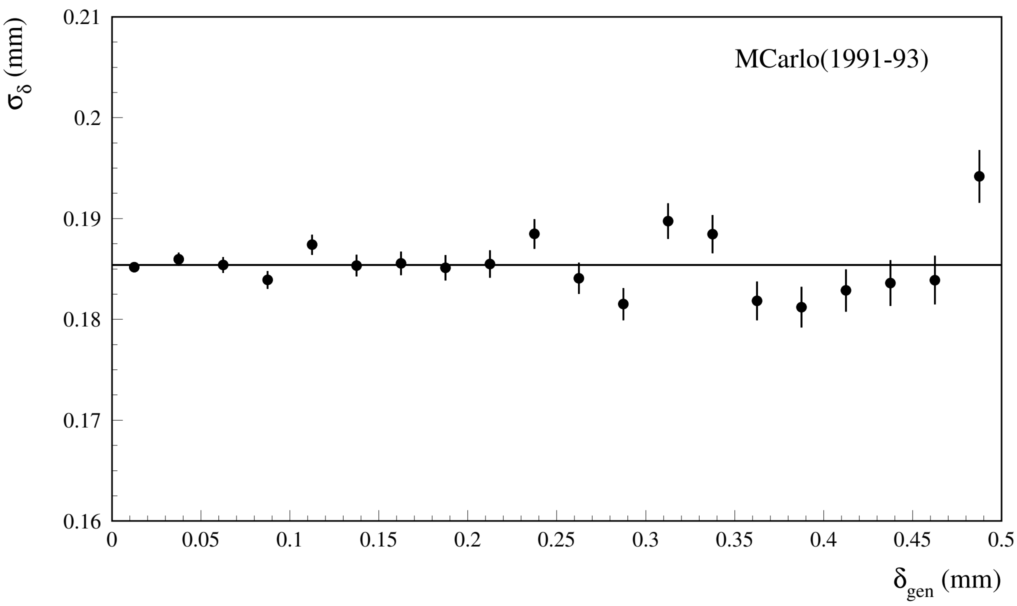


Fig.4.17: *Valor medio de σ_δ frente a δ_{gen} (el valor medio de σ_δ en cada intervalo de δ_{gen} lo hemos calculado como la desviación estándar de la distribución $\delta_{gen} - \delta_{rec}$ en el intervalo [-0.6, 0.6] mm).*

En el ajuste final obtenemos, además del valor de τ_B, la fracción de fondo y los pesos de las gaussianas (f_1, f_2) que parametrizan la función de resolución:

- Ajustamos la proporción relativa del fondo frente a la señal debido a la sensibilidad que hemos observado de la medida de τ_B con esta relación. La fracción de fondo varía apreciablemente con pequeñas discrepancias en el comportamiento del detector con respecto a la simulación Monte Carlo. Estas discrepancias resultan ser diferentes para cada año de toma de datos.

  En el Apéndice C, para poder comparar con los resultados obtenidos utilizando otro método, hemos utilizado los resultados obtenidos del ajuste sin dejar libre la fracción de fondo. Aunque en este caso los errores estadísticos disminuyen, los valores de τ_B obtenidos para los diferentes años son menos consistentes entre sí. Además, el error sistemático, asociado a las purezas relativas entre los diferentes canales, disminuye drásticamente al ajustar la fracción de fondo y al permitir que sean los datos los que determinen esta fracción.

- Ajustamos los pesos de las gaussianas de la función de resolución porque, si bien asumimos que los efectos que degradan la resolución son independientes de la muestra utilizada, la muestra final y la de resolución tienen distinta composición. Por tanto, la proporción de trazas con una resolución dada será en general diferente.

Resumiendo, el conjunto de parámetros libres que aparecen en el ajuste final, junto al valor de τ_B, son dos parámetros asociados a la parametrización de la función de resolución y uno a la proporción relativa del fondo en la muestra.

4.6.1. Resultados con el Monte Carlo. Consistencia.

El valor de la vida media τ_B en el Monte Carlo* correspondiente al periodo 1991-93 es 1.31 ps y en el Monte Carlo del periodo 1994, 1.547 ps. El método de ajuste debe reproducir estos valores.

El resultado obtenido lo presentamos en las tablas 4.6. Como podemos observar, tanto los valores de la vida media τ_B como las fracciones relativas de fondo son compatibles con los valores definidos en el Monte Carlo.

Electrones	MC00	MC94
τ_B (ps)	1.296 ± 0.018	1.563 ± 0.016
f_1	1.003 ± 0.010	1.030 ± 0.044
f_2	-0.006 ± 0.010	-0.036 ± 0.048
f_{back} (%)	7.9 ± 1.8	3.6 ± 0.8

Muones	MC00	MC94
τ_B (ps)	1.318 ± 0.018	1.560 ± 0.016
f_1	0.942 ± 0.012	0.948 ± 0.029
f_2	0.056 ± 0.012	0.046 ± 0.031
f_{back} (%)	6.9 ± 1.9	8.4 ± 0.9

Tabla 4.6: *Resultados del ajuste final aplicado al Monte Carlo*

* Sin aplicar los pesos descritos en el apéndice A

De forma gráfica, el resultado del ajuste en las dos muestras Monte Carlo utilizadas, lo encontramos en la figura 4.19.

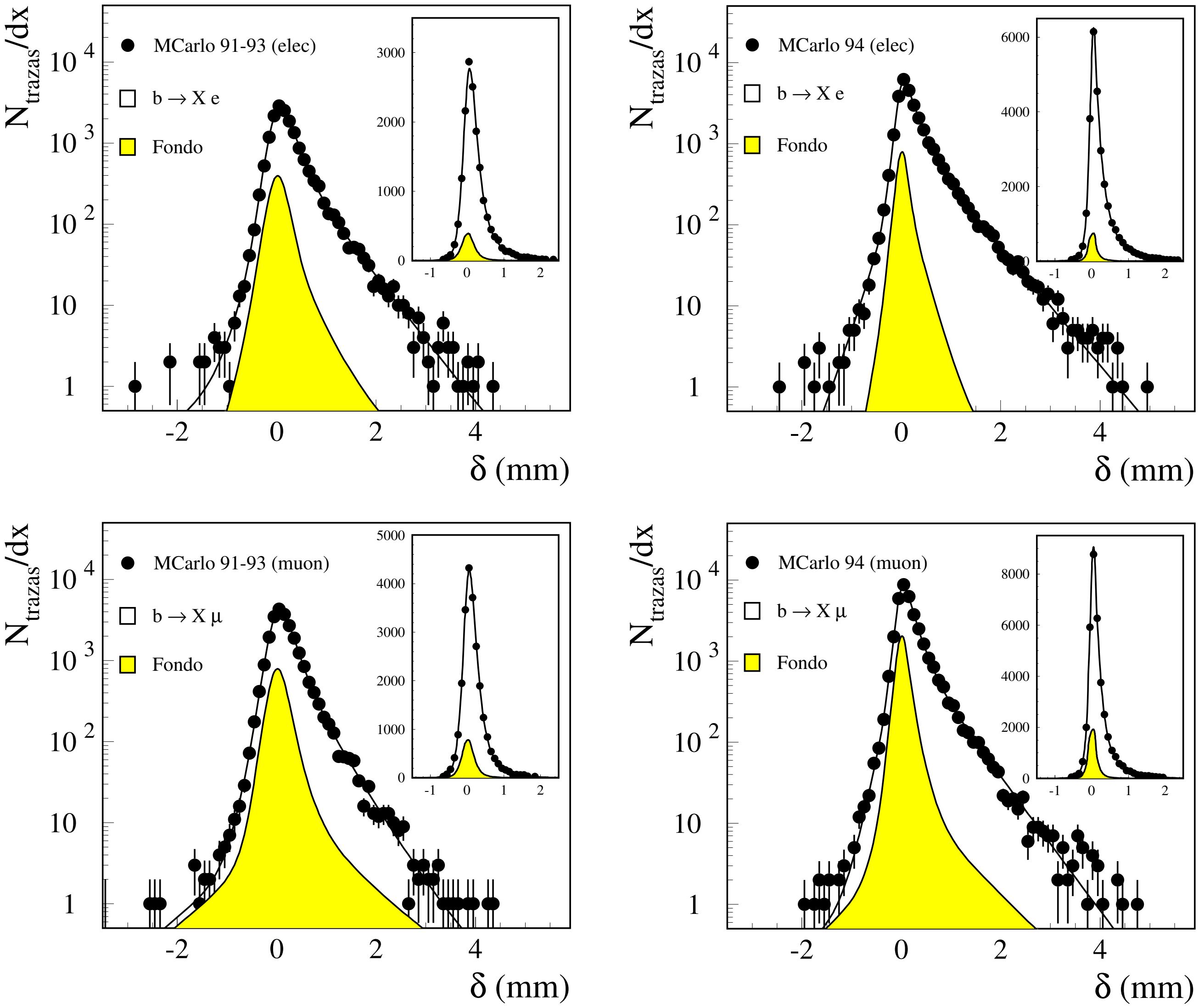


Fig.4.19: *Ajuste de las distribuciones de parámetro de impacto del Monte Carlo en escala logarítmica y lineal.*

4.6.2. Ajuste de los datos.

En este apartado presentamos el resultado final del ajuste de la distribución de parámetro de impacto. Las distribuciones primordiales, tanto de la muestra de inclusivos como de la muestra de resolución, se obtienen una vez que los valores de los parámetros del generador JETSET han sido sustituidos por los estimados en el apéndice A.

El resultado obtenido para cada año lo presentamos en la tabla 4.7:

Electrones	Dt91	Dt92	Dt93	Dt94
τ_B (ps)	1.537 ± 0.066	1.496 ± 0.046	1.506 ± 0.046	1.555 ± 0.036
f_1	1.030 ± 0.046	0.995 ± 0.033	1.014 ± 0.029	0.947 ± 0.016
f_2	-0.033 ± 0.046	-0.003 ± 0.033	-0.033 ± 0.030	0.052 ± 0.016
f_{back} (%)	4.7 ± 6.0	11.6 ± 3.5	13.1 ± 3.5	11.6 ± 1.9

Muones	Dt91	Dt92	Dt93	Dt94
τ_B (ps)	1.688 ± 0.101	1.504 ± 0.042	1.478 ± 0.043	1.627 ± 0.034
f_1	0.963 ± 0.029	0.828 ± 0.030	0.917 ± 0.064	0.967 ± 0.016
f_2	0.037 ± 0.029	0.158 ± 0.030	0.062 ± 0.063	0.030 ± 0.016
f_{back} (%)	10.9 ± 6.0	1.1 ± 3.9	5.1 ± 4.4	9.6 ± 1.9

Tabla 4.7: *Resultados del ajuste final en datos*

Los resultados son estadísticamente consistentes como función del año y de la muestra utilizada (electrones y muones). En particular, para los años 1993 y 1994 presentamos gráficamente el resultado en la figura 4.20.

El promedio de los valores obtenidos de la vida media τ_B aparece en la tabla 4.8:

Electrones	1.527 ± 0.023 ps
Muones	1.557 ± 0.022 ps
TOTAL	1.543 ± 0.016 ps

Tabla 4.8: *Resultados del ajuste final*

Los errores obtenidos son únicamente estadísticos. La estimación de errores sistemáticos, por su importancia en el análisis, la hemos incluido en el capítulo siguiente.

El valor promedio obtenido es compatible con las medidas más recientes de τ_B y representa una de las medidas estadísticamente más significativas.

Éste es, además, uno de los primeros análisis de L3 en los que se ha utilizado el SMD.

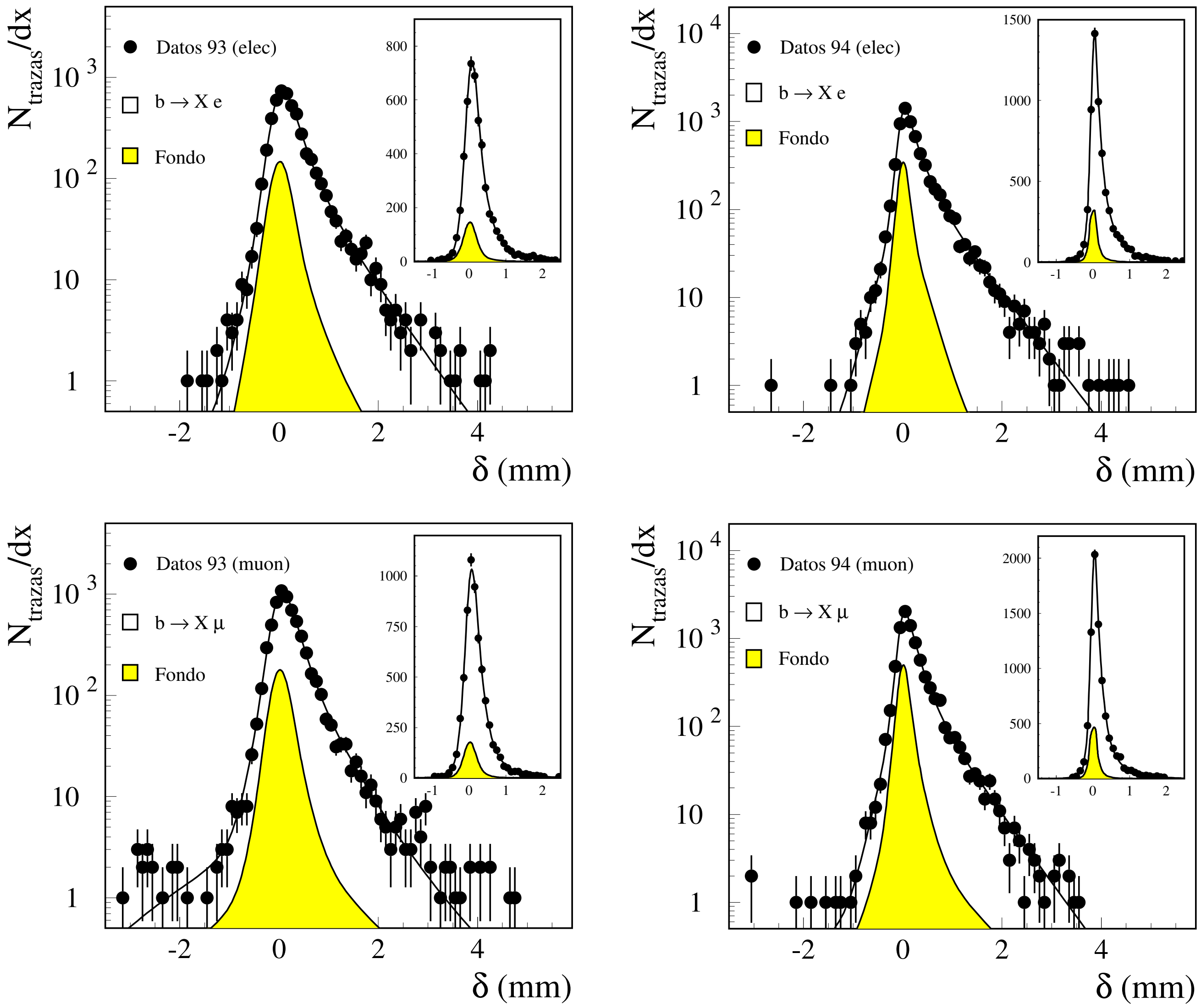


Fig.4.20: *Ajuste de las distribuciones de parámetro de impacto de los datos de los años 1993 y 1994 en escala logarítmica y lineal.*

4.6.2.1. Comparación con el método de los momentos.

El método lo describimos, por su importancia y extensión, en el apéndice C. Con él, puede obtenerse el valor de la vida media, τ_B, a partir de la dependencia funcional de los momentos de la distribución de parámetro de impacto con este valor. El método es sencillo, rápido y permite definir la calidad experimental de los datos a partir de las diferentes dependencias que los distintos momentos de la distribución presentan con la resolución experimental.

En particular, la medida más sencilla corresponde al momento de primer orden: $\langle\delta\rangle$, directamente proporcional a la vida media τ_B e independiente de la resolución experimental. El momento de segundo orden depende levemente del valor de $\langle\sigma^2\rangle$, pero es independiente del signo de δ, es decir, de la resolución angular del *jet*. El momento de tercer orden nos permite, conocida la correlación entre δ y σ^2, determinar por ejemplo la pureza de leptones que provienen de hadrones B sin asumir un valor previo de la función de resolución.

Sin incluir la proporción relativa de fondo como parámetro libre, hemos comparado los resultados de nuestro ajuste con los obtenidos utilizando los momentos de la distribución de δ (tablas C.4, C.5 y C.6). El acuerdo obtenido es excelente.

Conclusiones.

En este capítulo hemos ajustado la forma de la distribución del parámetro de impacto de una muestra de electrones y muones inclusivos que provienen de hadrones B. De este ajuste hemos obtenido una medida muy precisa de la vida media τ_B.

La parametrización de esta distribución viene dada por la convolución de una distribución teórica, descrita en el Monte Carlo y parametrizada como una suma de exponenciales, y una función de resolución, obtenida de los datos y parametrizada como suma de gaussianas.

La distribución teórica o primordial corresponde a la forma de la distribución de δ a nivel generador, tras los cortes de selección y con un signo definido a partir de la dirección de vuelo del leptón respecto de la del *jet* al que pertenece.

Las contribuciones conocidas de la función de resolución las hemos estudiado por separado: anchura del haz, dispersión múltiple y error del ajuste de la traza. Para incluir efectos adicionales que afectan a la calidad de las trazas en sucesos hadrónicos hemos ajustado la función de resolución de una muestra que contiene un alto porcentaje de trazas primarias.

El acuerdo de los resultados del ajuste con los valores definidos en el Monte Carlo y de los resultados con los obtenidos utilizando el método de los momentos en datos, confirman la validez del método.

Referencias:

[4- 1] En todos los ajustes realizados en este trabajo utilizamos el programa de minimización MINUIT: CERN Program Library Entry D506, Version 93.11.

[4- 2] J.C. Sens and P. Vikas, "*Reconstruction of the L3 fill vertices*", L3 internal note 1027 (1991).

[4- 3] Particle Data Group, L. Barnett *et al.,* Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[4- 4] L3 Collab., O. Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 317** (1993) 474.

[4- 5] G.P. Yost, "*Maximum likelihood aproach to lifetime estimation in the presencie of large experimental errors*", Nucl. Instr. and Meth. A **224** (1984) 489.

Capítulo 5

Errores sistemáticos

Introducción.

El estudio detallado de las posibles fuentes de errores sistemáticos es fundamental en la medida experimental de τ_B. El objetivo en este capítulo es la estimación de estos errores sistemáticos.

Este capítulo lo hemos divido en los siguientes subapartados:

i) Estimación del error sistemático asociado a los parámetros del generador JETSET: producción de sucesos $b\overline{b}$ y $c\overline{c}$, funciones de fragmentación, fracciones de desintegración, vida media de los hadrones con encanto y forma de los espectros de leptones inclusivos.

ii) Resolución angular del *jet*. Afecta al signo del parámetro de impacto y por tanto a la parametrización de las distribuciones primordiales.

iii) Estadística limitada del Monte Carlo. Es la propagación del error estadístico de la parametrización de las distribuciones primordiales.

iv) Parametrización de la resolución experimental. Es la propagación de los errores obtenidos en la parametrización de la función de resolución.

v) Calibración de la TEC. Estimamos el error asociado modificando las correcciones de $\langle\delta\rangle$ con ϕ_{global} y ϕ_{local} discutidas en el capítulo 4. Relacionados con este error también consideramos los debidos al cálculo de la posición del vértice primario y al cálculo de la anchura del haz.

vi) Parametrización de la forma del fondo. Realizamos un ajuste independiente y asumimos como estimación de este error la diferencia observada en el valor de τ_B.

vii) Cortes de selección para un conjunto de variables no correlacionadas que determinan la calidad de las trazas. El error asociado a la calibración de la TEC explica sólo parcialmente las fluctuaciones observadas al variar estos cortes. La diferencia de los valores de τ_B obtenidos, respecto del valor central, determinan el error sistemático asociado a los cortes de selección.

5.1. Parámetros del Monte Carlo.

En el apéndice A describimos los valores e incertidumbres de los parámetros del Monte Carlo más relevantes para nuestro análisis. La propagación de sus errores determina el sistemático asociado a τ_B.

De las dos muestras Monte Carlo utilizadas, la que contiene el SMD y utilizamos en el análisis de los datos del año 1994, ha sido generada utilizando como parámetros los últimos resultados experimentales de los que se dispone. Los errores sistemáticos en este caso los obtenemos variando sus valores dentro de sus errores experimentales.

La otra muestra, sin SMD y utilizada en el análisis de los años 1991-1993, fue generada de acuerdo con los resultados experimentales que se obtuvieron durante el año 1991. Hemos introducido un "peso" corrector a estos sucesos Monte Carlo de forma que reproduzcan los resultados actuales y hemos calculado los errores sistemáticos sobre el Monte Carlo corregido.

Los errores sistemáticos que vamos a estimar provienen de los parámetros que determinan la fracción de sucesos $b\overline{b}$ y $c\overline{c}$, las funciones de fragmentación, las fracciones de desintegración semileptónicas y el espectro de los leptones inclusivos. El más relevante será este último.

Los errores sistemáticos relativos a proporciones o fracciones de sucesos de diferentes canales quedan muy atenuados porque la fracción del fondo frente a la señal es uno de los parámetros que ajustamos en nuestro análisis.

Dado que utilizamos el mismo Monte Carlo, los valores de los errores sistemáticos para los años 1991-93 están correlacionados entre ellos. Los promedios que vamos a mostrar se obtienen a partir de las fórmulas descritas en el adenda al apéndice A.

5.1.1. Producción de sucesos $b\overline{b}$ y $c\overline{c}$ en LEP.

El error sistemático asociado a la producción de sucesos $b\overline{b}$ y sucesos $c\overline{c}$ procede de la incertidumbre en los valores de R_b y R_c (tabla A.1 del apéndice A):

$$\left.\begin{aligned} \Delta R_b &= \pm 0.0021 \\ \Delta R_c &= \pm 0.010 \end{aligned}\right\}$$

Su cálculo se lleva a cabo variando los valores de R_b y R_c en una cantidad igual a la incertidumbre en su medida, manteniendo constantes las fracciones relativas entre las componentes que no varían y repesando los sucesos de forma que la suma $R_b + R_c + R_q$ sea igual a uno (R_q denota la fracción de sucesos hadrónicos que no son ni $b\overline{b}$ ni $c\overline{c}$).

En concreto, para estimar el error sistemático de R_b (para R_c el procedimiento es análogo), el peso que aplicamos a los sucesos $c\overline{c}$ y $q\overline{q}$ vendrá dado por:

$$w = \frac{(1 - R'_b)}{(1 - R_b)} \qquad (5-1)$$

donde R'_b y R_b son los valores nuevo y antiguo de la fracción de sucesos $b\overline{b}$.

Dado que la contribución debida a la producción de pares $b\overline{b}$ y $c\overline{c}$ a partir de la división de un gluón o *gluon splitting* es prácticamente despreciable, no consideraremos como fuente de error sistemático su incertidumbre experimental (sección A.1 y A.2 del apéndice A).

En la tabla 5.1 mostramos los errores sistemáticos estimados:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
R_b	0.0	0.0
R_c	2.0	1.0

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
R_b	0.0	1.0
R_c	1.0	2.0

Tabla 5.1: *Error sistemático asociado a la incertidumbre en los valores de R_b y R_c*

El efecto es prácticamente despreciable.

5.1.2. Funciones de fragmentación.

El error sistemático asociado a la forma de las funciones de fragmentación se obtiene a partir de aquellas funciones que corresponden a una desviación estándar del valor estimado para $\langle x_E \rangle$. En el apéndice A (sección A.2) tenemos una descripción detallada de estas funciones de fragmentación y los pesos aplicados. Las variaciones de $\langle x_E \rangle$ correspondientes, para los quarks b y c son (tabla A.3):

$$\left.\begin{aligned} \Delta\langle x_E \rangle_b &= \pm 0.02 \\ \Delta\langle x_E \rangle_c &= \pm 0.02 \end{aligned}\right\}$$

Los resultados experimentales siempre hacen referencia a la función de fragmentación para los quarks primarios. Por ello, aunque en la forma de la función de fragmentación tenemos en cuenta la contribución debida al *gluon splitting*, el repesado sólo se lleva a cabo sobre la función correspondiente a los quarks primarios.

La variación en la forma de las funciones de fragmentación, correspondiente a unos valores $\langle x_E \rangle \pm \sigma$, conduce a un valor de $\Delta\tau_B$ dado por (tabla 5.2):

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\langle x_E \rangle_b$	5.5	1.0
$\langle x_E \rangle_c$	1.5	1.5

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\langle x_E \rangle_b$	7.0	6.5
$\langle x_E \rangle_c$	1.0	0.5

Tabla 5.2: *Error sistemático asociado a las funciones de fragmentación*

5.1.3. Fracciones de desintegración semileptónicas.

Los valores de las fracciones de desintegración semileptónicas de los quarks b y c, que usamos en el Monte Carlo, están descritos en el apéndice A. Las incertidumbres más importantes son (sección A.3, tabla A.22a):

$$\left.\begin{aligned} \Delta Br(b \to lX) &= \pm 0.39\% \\ \Delta Br(b \to c \to lX) &= \pm 0.52\% \\ \Delta Br(c \to lX) &= \pm 0.63\% \end{aligned}\right\}$$

El error sistemático, asociado a la incertidumbre en el valor de la fracción de desintegración para un canal dado, se determina a partir del valor de τ_B obtenido al variar dicha fracción en una cantidad igual a su error experimental.

Al variar la fracción correspondiente a uno de los canales de desintegración del quark b o c, deben repesarse el resto de los canales de forma que la fracción total de desintegración sea igual a 1 y las proporciones relativas entre estos últimos permanezcan constantes. El peso, w_{Resto}, que debemos aplicar viene dado por:

$$w_{Resto} = \frac{(1 - Bratio')}{(1 - Bratio)} \qquad (5-2)$$

donde $Bratio$ es el valor nominal de la fracción de desintegración para un canal de desintegración semileptónica del quark b o quark c y $Bratio'$ el valor obtenido cuando variamos $Bratio$ en $\pm 1\sigma$.

En la tabla 5.3 presentamos los resultados de la estimación de errores asociados a las fracciones de desintegración:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$Br(b \to lX)$	0.5	0.5
$Br(b \to c \to lX)$	0.5	0.5
$Br(b \to \bar{c} \to lX)$	0.0	0.0
$Br(b \to J \to ll)$	0.0	0.0
$Br(b \to \tau \to lX)$	0.0	0.0
$Br(c \to lX)$	0.0	0.0

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$Br(b \to lX)$	1.0	1.0
$Br(b \to c \to lX)$	0.0	0.0
$Br(b \to \bar{c} \to lX)$	0.0	0.0
$Br(b \to J \to ll)$	0.0	0.0
$Br(b \to \tau \to lX)$	0.0	0.0
$Br(c \to lX)$	0.0	0.0

Tabla 5.3: *Error sistemático asociado a las fracciones de desintegración semileptónicas*

Las variaciones en los valores de las purezas debidas al error estadístico del Monte Carlo utilizado son menores que las variaciones que hemos considerado en este apartado y su contribución es por tanto despreciable.

5.1.4. Vida media de los hadrones con encanto.

Variando los valores de las vidas medias para los hadrones con "encanto", que componen la muestra para el canal $c \to lX$ y el canal $b \to c \to lX$*, dentro de los errores estimados en el apéndice A (tabla A.22b):

$$\left.\begin{aligned} \Delta\tau_c(c \to lX) &= \pm 0.050 \text{ ps\%} \\ \Delta\tau_c(b \to c \to lX) &= \pm 0.07 \text{ ps\%} \end{aligned}\right\}$$

obtenemos los resultados de la tabla 5.4:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\tau_c(c \to lX)$	0.0	0.5
$\tau_c(b \to c \to lX)$	5.0	5.0

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\tau_c(c \to lX)$	0.5	1.0
$\tau_c(b \to c \to lX)$	5.5	5.5

Tabla 5.4: *Error sistemático asociado a la vida media de los hadrones con encanto*

5.1.5. Espectro de los leptones inclusivos.

La dependencia del valor de τ_B, con el modelo utilizado para parametrizar los espectros leptónicos, lo estimamos variando las formas de los espectros descritos en el apéndice A (sección A.4).

Para el canal $b \to lX$ describimos el espectro leptónico a partir de su ajuste utilizando el modelo ACCMM y proponemos los resultados con el modelo ISGW y ISGW** como variación para estimar el correspondiente error sistemático.

Para el canal $c \to lX$ parametrizamos su forma mediante su ajuste con el modelo ACCMM y proponemos como variación la correspondiente a una desviación estándar del resultado del ajuste.

Para el canal $b \to c \to lX$ la contribución más importante al error sistemático proviene de la incertidumbre en la fase $c \to lX$. Incluimos entonces esta contribución en la de $c \to lX$.

El resultado obtenido aparece en la tabla 5.5:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
Espectro $b \to lX$	$\pm^{7.0}_{0.5}$	$\pm^{9.0}_{2.0}$
Espectro $c \to lX$	$\mp^{4.5}_{0.5}$	$\mp^{6.0}_{1.5}$

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
Espectro $b \to lX$	$\pm^{3.5}_{0.5}$	$\pm^{9.0}_{1.5}$
Espectro $c \to lX$	$\mp^{3.0}_{0.5}$	$\mp^{4.5}_{1.5}$

Tabla 5.5: *Error sistemático asociado a los espectros de los leptones inclusivos*

* Como se explica en el apéndice A, los canales $c \to lX$ y $b \to c \to lX$ tienen diferente composición en hadrones con "encanto"

5.2. Resolución angular de los jets.

El ángulo ϕ del *jet* al que pertenece el leptón define el signo del parámetro de impacto y la resolución angular del *jet* condiciona por tanto la forma de la distribución del parámetro de impacto. En efecto, un cambio en la resolución angular del *jet* modifica la distribución asimétrica de parámetro de impacto disminuyendo su valor medio conforme aumenta la dispersión angular del *jet*. Es necesario entonces un buen acuerdo entre datos y Monte Carlo.

Para estudiar el acuerdo en la resolución angular de los *jets* en datos y Monte Carlo hemos considerado no correlacionadas las resoluciones de los jets (las direcciones están claramente correlacionadas, pero no sus resoluciones).

5.2.1. Sucesos de dos jets.

En el caso de sucesos de dos *jets* definimos la diferencia angular entre ambos como:

$$\Delta\phi \equiv (\phi_1 - \phi_2) - sign(1, (\phi_1 - \phi_2)) \times \pi \qquad (5-3)$$

(donde la función

$$sign(1,\ (\phi_1 - \phi_2)) = \begin{cases} 1 \text{ si } \phi_1 - \phi_2 > 0. \\ -1 \text{ si } \phi_1 - \phi_2 < 0. \end{cases}$$

centra la diferencia angular en cero).

Considerando que no hay correlación entre las resoluciones de ambos jets, resulta entonces razonable asumir que:

$$\sigma_{jet} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times \sigma_{\Delta\phi}$$

Las distribuciones de $\Delta\phi$ en datos y Monte Carlo las encontramos en la figura 5.1a. El acuerdo es bueno, pero intentamos mejorarlo variando la diferencia de la resolución angular de los *jets* entre datos y Monte Carlo. Para ello, convolucionamos con una gaussiana la distribución de $\Delta\phi$, del Monte Carlo primero y de los datos después, y comparamos las distribuciones mediante un χ^2 definido en la ecuación A-5 del apéndice A. El resultado obtenido lo presentamos en la figura 5.1b.

5.2.2. Sucesos de tres jets.

En el caso de tres *jets*, la diferencia angular $\Delta\phi$ se define, para cada *jet*, respecto del ángulo azimutal resultante de la suma vectorial de los otros dos *jets*. En el caso de los dos *jets* más energéticos la resolución es similar a la obtenida en sucesos de dos *jets*. En el caso del *jet* menos energético, su resolución σ_{jet3} es mucho mayor que la de los otros dos y por tanto $\sigma_{jet3} \sim \Delta\phi$.

El resultado para un análisis semejante al realizado para dos *jets* lo presentamos en la figura 5.2.

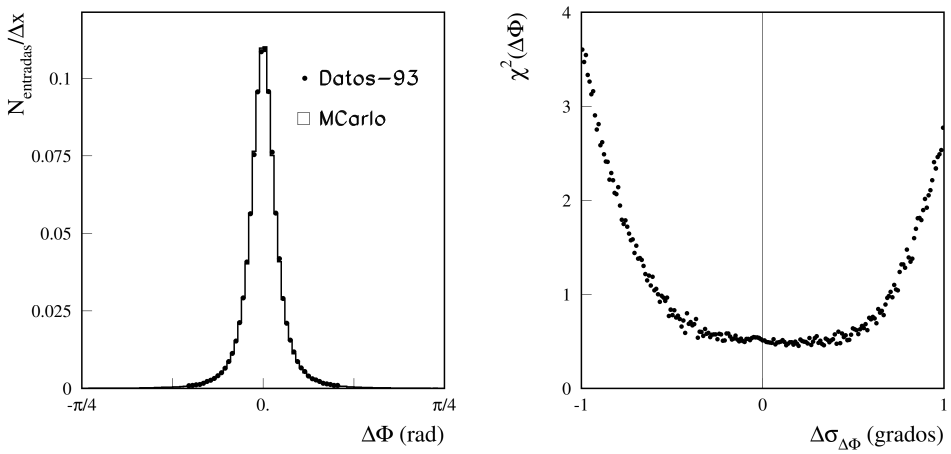


Fig.5.1: *(a) Comparación entre datos(93)-Monte Carlo de la distribución de $\Delta\phi$. (b) χ^2 obtenido al variar la resolución de $\Delta\phi$, $\sigma_{\Delta\phi}$, en el Monte Carlo ($\Delta\sigma_{\Delta\phi} > 0$) y en los datos ($\Delta\sigma_{\Delta\phi} < 0$).*

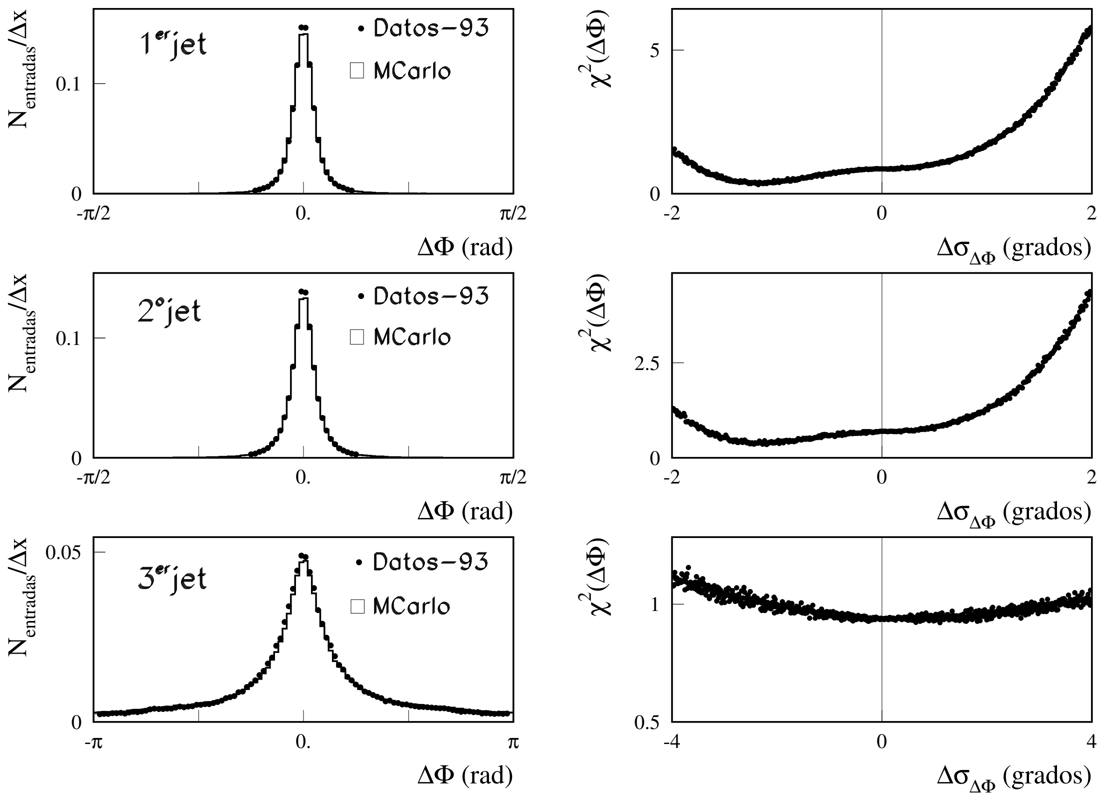


Fig.5.2: *(a) Comparación datos(93)-Monte Carlo de la distribución de $\Delta\phi$, para el 1^{er}, 2^{o} y 3^{er} jet sucesivamente. (b) χ^2 obtenido al variar la resolución $\sigma_{\Delta\phi}$ en el Monte Carlo ($\Delta\sigma_{\Delta\phi} > 0$) y en los datos ($\Delta\sigma_{\Delta\phi} < 0$).*

5.2.3. Estimación del error sistemático.

Estimamos el error sistemático asociado a la resolución angular de los *jets*, como la diferencia observada en los datos al degradar en un grado dicha resolución en ϕ. Esta variación afecta fundamentalmente a la función de resolución del parámetro de impacto.

El resultado obtenido se resume en las tablas 5.6:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\Delta\phi \sim 1^o$	4.9	6.9

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\Delta\phi \sim 1^o$	-7.2	-6.7

Tabla 5.6: *Error sistemático asociado a la resolución angular de los jets*

El valor presentado para el periodo 1991-93 corresponde al promedio de las variaciones $\Delta\tau_B$, no correlacionadas, que hemos obtenido en cada uno de los tres años.

5.3. Estadística limitada de sucesos Monte Carlo.

El error estadístico de los valores de los parámetros obtenidos en el ajuste de las distribuciones teóricas no lo hemos tenido en cuenta en nuestro ajuste final. Para propagar este error generamos, con la misma estadística, varias veces (90 veces) las distribuciones teóricas a partir de sus funciones cumulativas. Para ello,

- generamos tantos números aleatorios $r \in [0,\ 1]$ como estadística tenemos en el Monte Carlo
- por cada número aleatorio r buscamos un valor x:

$$x \ / \ r - \mathcal{F}(x) = 0$$

donde $\mathcal{F}(x)$ es la función cumulativa de la distribución teórica $\mathcal{P}(x)$ dada por:

$$\mathcal{F}(x) = \int_{-\infty}^{x} \mathcal{P}(y)dy$$

El conjunto de puntos x así obtenidos corresponden a una distribución $\mathcal{P}'(x)$ compatible estadísticamente con la primera $\mathcal{P}(x)$.

La anchura de la distribución de los valores de τ_B obtenidos, utilizando en su ajuste las diferentes distribuciones de probabilidad generadas $\mathcal{P}'(x)$, es el error de τ_B resultante de la propagación de los errores estadísticos de los parámetros que definen la distribución teórica $\mathcal{P}(x)$.

En la figura 5.3 mostramos como ejemplo el resultado obtenido para el año 1993:

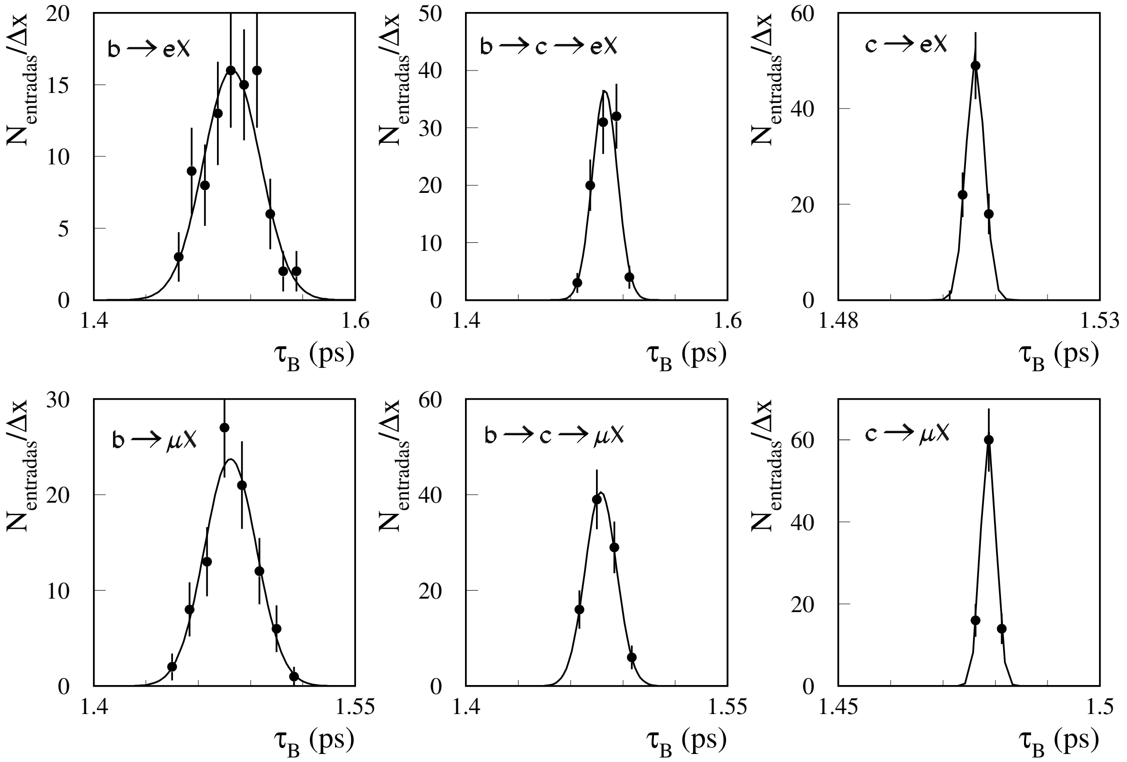


Fig.5.3: *Desviación del valor de τ_B para el año 1993 al generar distintas distribuciones teóricas compatibles estadísticamente entre sí. En la fila de arriba los histogramas corresponden a la desviación observada para electrones y en la de abajo la observada para muones, para los canales $b \to lX$, $b \to c \to lX$ y $c \to lX$.*

En las siguientes tablas 5.7 mostramos el resultado obtenido:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\mathcal{P}_b$	21.0	14.5
$\mathcal{P}_{bc}$	10.0	8.5
$\mathcal{P}_c$	2.0	1.5

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
$\mathcal{P}_b$	11.5	17.5
$\mathcal{P}_{bc}$	7.0	5.5
$\mathcal{P}_c$	1.5	1.5

Tabla 5.7: *Error sistemático asociado a la estadística Monte Carlo*

El valor presentado para el periodo 1991-93 corresponde al promedio de las variaciones $\Delta\tau_B$, correlacionadas (dado que es mismo Monte Carlo), que hemos obtenido en cada uno de los tres años.

5.4. Función de resolución.

El cálculo del error sistemático asociado al estadístico de los parámetros a_i, que consideramos fijos en el ajuste final, lo obtenemos propagando errores a partir de la matriz de covarianza resultante del ajuste de la función de resolución.

Para ello variamos el primer parámetro en $a_1 \pm \sigma_{a_1}$ y, en función de su correlación, los elementos a_2 y a_3. Es decir:

$$a_1' = a_1 \pm \sigma_{a_1}$$

$$a_2' = a_2 \pm \rho_{12}\sigma_{a_2}$$

$$a_3' = a_3 \pm \rho_{13}\sigma_{a_3}$$

donde σ_i es el error en el parámetro a_i y ρ_{ij} la correlación entre los parámetros a_i y a_j.

Seguimos el mismo procedimiento variando el segundo parámetro $a_2 \pm \sigma_{a_2}$ y finalmente $a_3 \pm \sigma_{a_3}$. La suma cuadrática de la variación $\Delta\tau_B$ obtenida en los sucesivos tres ajustes es $\sigma^2_{\tau_B}$.

Los valores no correlacionados de las desviaciones de τ_B se presentan en las tablas 5.8a:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
a_1	$\pm^{3.4}_{2.6}$	$\pm^{1.6}_{1.4}$
a_2	$\pm^{3.6}_{2.8}$	$\pm^{1.4}_{1.4}$
a_3	$\pm^{0.9}_{0.9}$	$\pm^{1.4}_{1.5}$

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
a_1	$\pm^{0.4}_{0.4}$	$\pm^{0.3}_{0.5}$
a_2	$\pm^{1.5}_{1.7}$	$\pm^{0.1}_{0.6}$
a_3	$\pm^{0.8}_{0.8}$	$\pm^{0.3}_{0.6}$

Tabla 5.8a: *Error sistemático asociado a la parametrización de la función de resolución*

y los promedios finales en la tabla 5.8b:

Año 91-94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
a_1	1.81	0.87
a_2	2.01	0.83
a_3	0.62	0.86
TOTAL	2.77	1.48

Tabla 5.8b: *Promedio final de error sistemático asociado a la parametrización de la función de resolución*

El valor presentado para el periodo 1991-93 en la tabla 5.8a, corresponde al promedio de las variaciones $\Delta\tau_B$, no correlacionadas, que hemos obtenido en cada uno de los tres años.

Hemos considerado además el error asociado a la estadística limitada de sucesos Monte Carlo que componen la muestra de resolución. Como en la sección 5.3, hemos generado repetidas veces las distribuciones primordiales correspondientes a los canales de trazas secundarias y en todos los casos la desviación del valor de τ_B ha sido menor que 0.5 fs. La contribución de esta variación es por tanto despreciable.

Hemos estimado también el error asociado al valor de la vida media τ_B, utilizado en el ajuste de la función de resolución, variando su valor desde 1.55 ps hasta 1.31 ps. El resultado obtenido en el ajuste final para todos los años es un $\Delta\tau_B < 1$ fs. Consideramos entonces que la contribución de este error sistemático es también despreciable.

5.5. Calibración de la TEC.

El error asociado a la calibración de la TEC lo estimamos comparando nuestro resultado, con el obtenido al utilizar una muestra de *bhabhas*, en lugar de *dimuones*, para calcular las correcciones en ϕ del parámetro de impacto. El resultado lo mostramos en las tablas 5.9:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: calibración	23.8	14.5

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: calibración	5.8	6.8

Tabla 5.9: *Error sistemático asociado a la calibración de la TEC*

El valor mostrado para el periodo 1991-93 corresponde al promedio entre los valores no correlacionados de las variaciones $\Delta\tau_B$ obtenidas para cada año.

Hemos comparado esta estimación con la obtenida al no introducir ninguna corrección en ϕ. En este caso hemos considerado únicamente la mitad de la variación observada en τ_B, dado que el procedimiento de corrección consideramos que es necesario. El resultado es compatible con nuestra estimación del error sistemático.

Como estudio de un posible sesgo debido al proceso de calibración, hemos realizado el ajuste de la vida media utilizando trazas con un valor determinado de la carga y en diferentes regiones angulares. El resultado lo representamos gráficamente en la figura 5.4. En cada ajuste hemos impuesto las mismas distribuciones Monte Carlo y la misma resolución experimental que las utilizadas en la obtención del valor central de τ_B. Hemos considerado que las fluctuaciones observadas son compatibles con el valor final obtenido de la vida media y el error sistemático estimado para la calibración de la TEC (véase en la tabla de errores sistemáticos final 5.13).

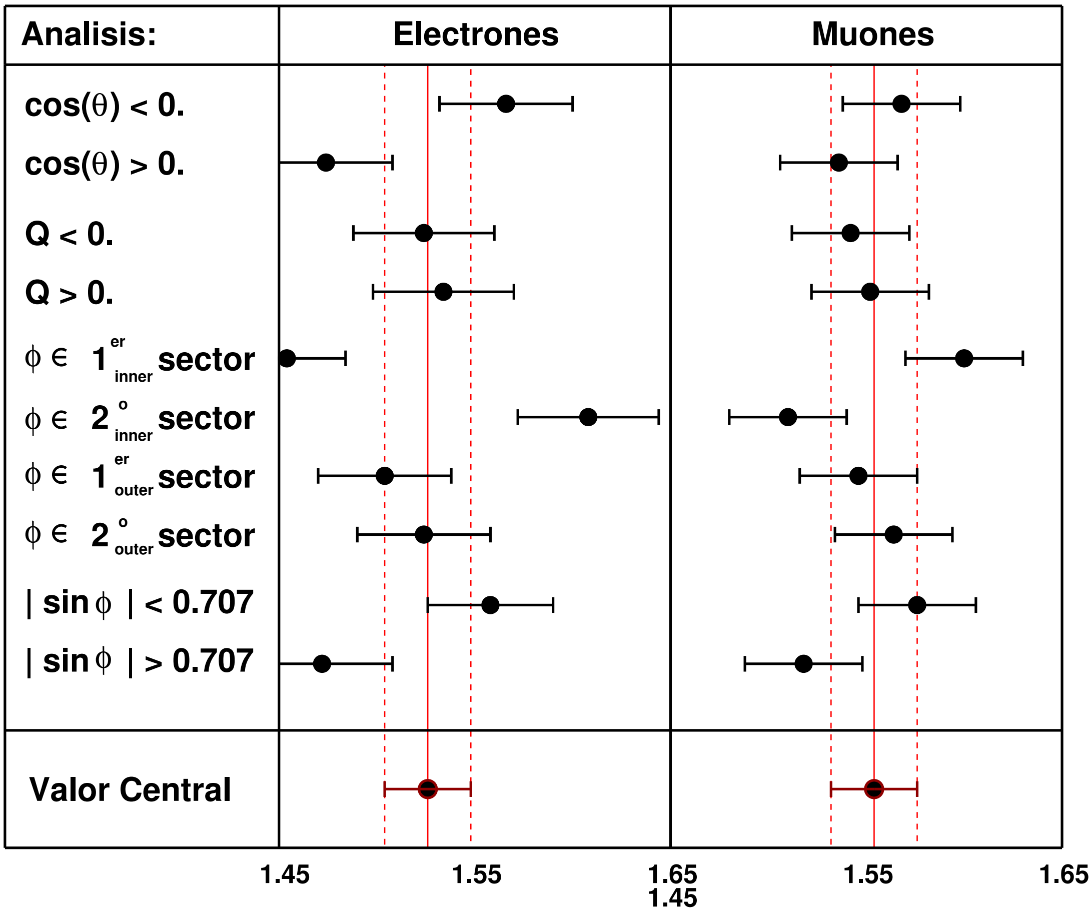


Fig.5.4: *Estudio del error en τ_B debido a la calibración de la TEC. La barra de error en torno al valor central es su error estadístico.*

5.6. Posición del vértice primario.

Estimamos en unas 30 μm el error sistemático asociado al método de cálculo de la posición del vértice primario. Esta estimación procede del resultado obtenido con una muestra Monte Carlo al activar y desactivar diferentes sectores de la TEC y, fundamentalmente, del estudio realizado sobre los datos utilizando diferentes criterios de selección de trazas, en especial con el corte en δ, observando el sesgo producido por la presencia de trazas secundarias.

El resultado de este estudio no es un ensanchamiento de la distribución de la diferencia entre la posición original del vértice primario y la calculada al aplicar unos cortes de selección diferentes, sino un desplazamiento global de su posición. Por ello desplazamos simultáneamente en 30 μm las coordenadas x e y de la posición de los vértice primarios utilizados en nuestro análisis y damos la diferencia en el valor de τ_B obtenido como error sistemático.

Calculamos el valor medio de los resultados obtenidos al desplazar la posición del vértice primario en ($\Delta x = +30$ μm, $\Delta y = +30$ μm), ($\Delta x = +30$ μm, $\Delta y = -30$ μm) ($\Delta x = -30$ μm, $\Delta y = +30$ μm), ($\Delta x = -30$ μm, $\Delta y = -30$ μm), es decir, incluimos el promedio de la dependencia de las correcciones de δ frente a ϕ con la posición del vértice primario.

En las tablas 5.10 resumimos el resultado obtenido:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: Vértice primario	8.6	10.3

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: Vértice primario	0.5	0.5

Tabla 5.10: *Error sistemático asociado a la posición del vértice primario*

El valor citado para el periodo 1991-93, corresponde al promedio de los valores de $\Delta\tau_B$ no correlacionados obtenidos en los tres años.

La variación uniforme en un rango $[-30,\ 30]$ μm de las coordenadas x e y del vértice primario, conduce a resultados compatibles de la estimación del error sistemático.

Hemos estimado también el error asociado al estadístico del valor del tamaño del haz. Para ello hemos aumentado el tamaño del haz simultáneamente en su componente horizontal y vertical en una cantidad igual al valor de su error estadístico. La desviación del valor de τ_B observada es la que aparece en la tabla 5.11:

Año 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: Anchura del haz	0.5	0.5

Año 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
TEC: Anchura del haz	0.5	0.0

Tabla 5.11: *Error sistemático asociado al tamaño del haz*

El resultado combinado de estos valores no correlacionados resulta, tanto para electrones como para muones, prácticamente despreciable (~ 0.5 fs).

5.7. Parametrización del fondo.

Para estimar este error sistemático comparamos en el Monte Carlo el resultado obtenido al utilizar dos parametrizaciones diferentes. La primera, a partir de la convolución de las distribuciones primordiales con la función de resolución, es la que hemos venido utilizando hasta ahora. La segunda, que es la que ahora proponemos, se obtiene del ajuste del fondo a una suma de gaussianas y exponenciales, y viene dada por:

$$P_{Back}(\delta) = f_1 \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\frac{(\delta-\delta_1)^2}{\sigma_1^2} + f_2 \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\frac{(\delta-\delta_2)^2}{\sigma_2^2} +$$

$$+ \begin{cases} f_3\lambda_1 \exp(-\lambda_1\delta) & \delta > 0 \\ (1-f_1-f_2-f_3)\lambda_2 \exp(\lambda_2\delta) & \delta < 0 \end{cases}$$

donde los parámetros de las gaussianas: δ_1, σ_1, δ_2 y σ_2, los factores de normalización: f_1, f_2 y f_3 y los exponentes: λ_1 y λ_2, son los parámetros del ajuste.

El resultado del ajuste en el Monte Carlo correspondiente al análisis de los años 1991-93 aparece en la figura 5.5.

Dado que ambos métodos son en principio correctos, tomamos la diferencia entre los valores obtenidos de τ_B con esta parametrización y la utilizada en nuestro resultado final como estimación del error sistemático.

El resultado lo presentamos en la tabla 5.12:

MCarlo 91-93	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
Fondo	2.6	6.5

MCarlo 94	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)
Fondo	3.4	15.9

Tabla 5.12: *Error sistemático asociado a la parametrización del Fondo*

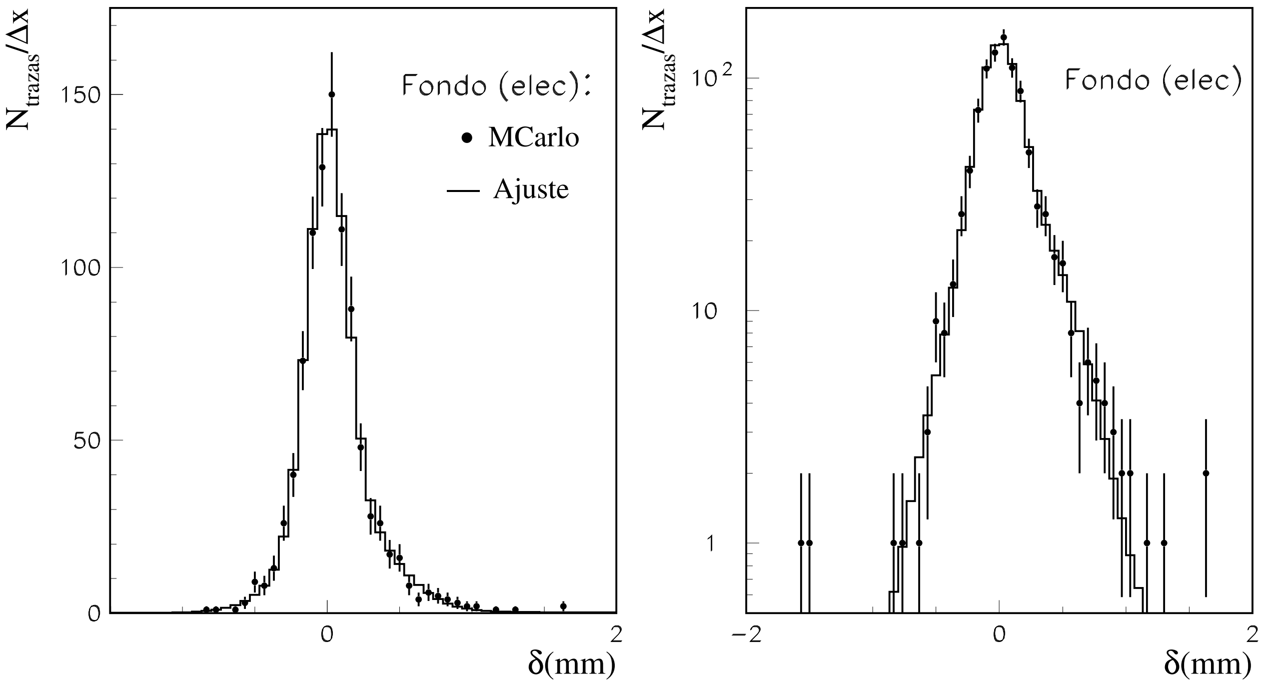


Fig.5.5: *Parametrización de la forma de la distribución de δ del fondo.*

5.8. Criterios de selección.

Complementa nuestro estudio de la estimación de errores sistemáticos, el relativo a los criterios de selección que definen la composición y calidad de las trazas en la TEC. Estudiamos la desviación en nuestro resultado al aplicar diferentes cortes en las variables de distancia angular entre trazas, número de impactos mínimo y en momento transverso p_t (TEC). Dado que son variables prácticamente no correlacionadas entre sí, el error final vendrá dado como las suma cuadrática de los errores estimados. El resultado obtenido al variar estos cortes lo presentamos gráficamente en la figura 5.6.

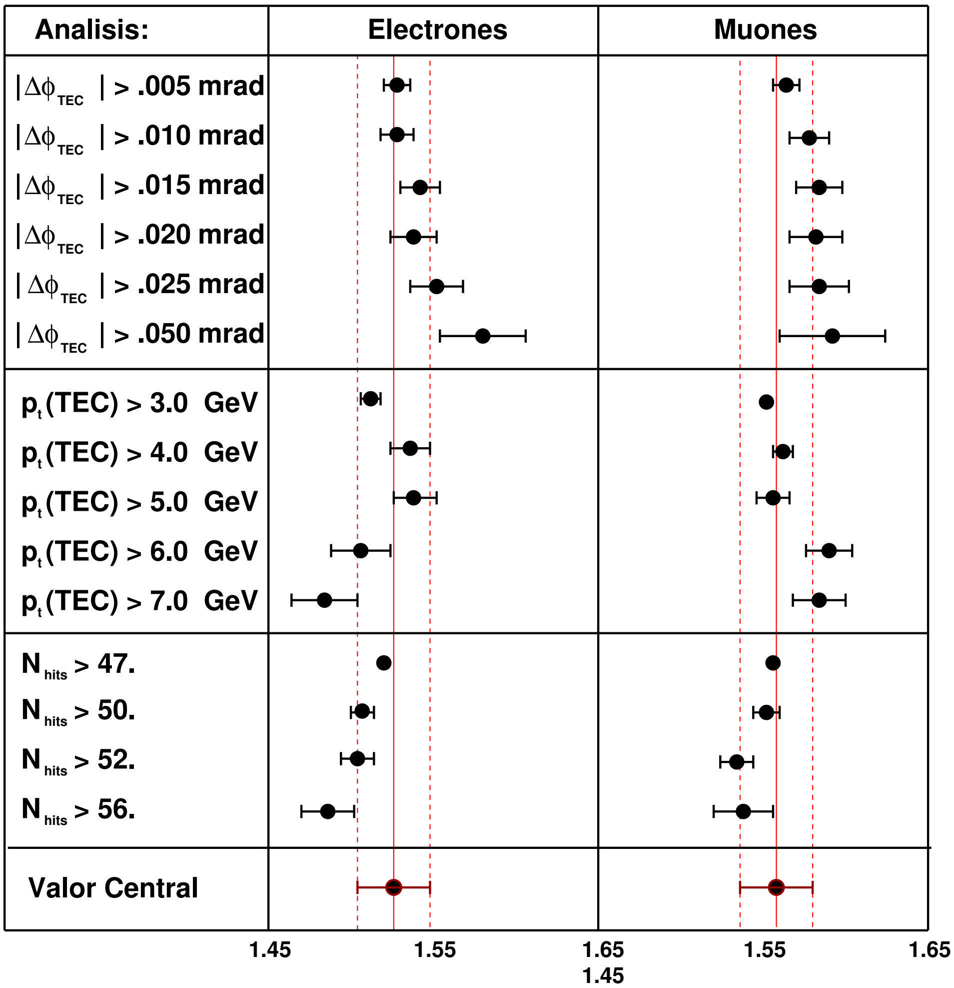


Fig.5.6: *Estudio del error sistemático asociado a los cortes de selección. La barra de error en torno al valor central es su error estadístico.*

Cada punto de la figura 5.6 corresponde al resultado de un ajuste de τ_B. En cada ajuste hemos considerado una nueva parametrización de las distribuciones primordiales del Monte Carlo (tanto para la muestra seleccionada como para la muestra de resolución) y un nuevo ajuste de la función de resolución.

El error σ en cada punto lo hemos calculado considerando la diferencia estadística entre la muestra inicial (aplicados nuestros cortes de selección) y la muestra obtenida al variar alguno de los cortes. Es decir,

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{N_0 - N}{N_0}}$$

donde, σ_0 y N_0 son respectivamente el error estadístico y el número de sucesos de la muestra inicial, y N el número de sucesos después de variar uno de los cortes. En el valor de σ_0 hemos considerado tanto el error estadístico del ajuste como el sistemático debido a la estadística limitada del Monte Carlo.

Al final de la tabla 5.13 presentamos el error sistemático estimado para cada corte de selección.

5.9. Tabla de errores sistemáticos.

Todos los errores sistemáticos estimados a lo largo de este capítulo quedan resumidos en la tabla 5.13. De nuevo nos referimos al adenda 1 del apéndice A para calcular los promedios entre los valores no correlacionados del periodo 1991-93 y 1994.

Conclusiones.

En este capítulo hemos realizado un estudio detallado de la estimación del error sistemático de nuestra medida.

Las contribuciones más importantes se deben a la calibración de la TEC, que disminuye apreciablemente al incluir el SMD, y a la estadística limitada del Monte Carlo. Tambien es importante la contribución debida a las fluctuaciones observadas con los cortes de calidad de traza.

En general los sistemáticos estimados para el periodo 1994 son menores que para el 1991-93. El SMD resulta entonces fundamental por dos razones: la medida del parámetro de impacto tiene intrínsecamente mejor resolución y su utilización permite corregir efectos sistemáticos de la TEC que están presentes en años anteriores.

Debemos destacar, en contraste con otros análisis, el pequeño error asociado a los parámetros del Monte Carlo y a la función de resolución. Esto es debido a que en el ajuste final de los datos están incluidos, como parámetros libres, la fracción relativa de fondo frente a la señal y las amplitudes de las gaussianas que parametrizan la función de resolución.

	$\Delta\tau_B^e$ (fs)	$\Delta\tau_B^\mu$ (fs)	Correlacionados?
Parámetros del Monte Carlo:			
• R_b	± 0.0	± 0.5	Si
• R_c	± 1.5	± 1.0	Si
• $\langle x_E \rangle_b$	± 4.5	± 2.5	Si
• $\langle x_E \rangle_c$	± 1.0	± 1.0	Si
• Fracciones de desintegración semileptónicas	± 0.5	± 0.5	Si
• Espectro de los leptones inclusivos:			
Espectro $b \to lX$	$\pm^{4.5}_{0.5}$	$\pm^{6.5}_{1.5}$	
Espectro $c \to lX$	$\pm^{0.5}_{3.0}$	$\pm^{1.0}_{4.0}$	
• Vida media τ_c:			
$c \to lX$	± 0.0	± 0.5	Si
$b \to c \to lX$	± 4.0	± 4.0	Si
Resolución angular de los *jets*	± 4.0	± 5.0	Si
Estadística limitada del MC:			
• $\mathcal{P}_b$	± 14.0	± 11.0	
• $\mathcal{P}_{bc}$	± 7.0	± 6.0	
• $\mathcal{P}_c$	± 1.5	± 1.0	
Resolución experimental:			
Función de resolución	± 3.0	± 1.5	Si
Estadística Monte Carlo	± 0.0	± 0.0	Si
Valor de τ_B	± 0.0	± 0.0	Si
Calibración de la TEC	± 14.5	± 9.0	Si
Posición del vértice primario	± 5.5	± 6.0	Si
Tamaño del haz	± 0.5	± 0.5	Si
Parametrización del Fondo	± 2.0	± 7.0	
Selección (calidad de trazas):			
Distancia entre trazas	± 5.0	± 5.0	Si
Momento transverso p_t (TEC)	± 10.0	± 10.0	Si
Número de impactos	± 10.0	± 10.0	Si
TOTAL	± 28.0	± 25.0	

Tabla 5.13: *Tabla resumen de los errores sistemáticos estimados, señalando cuando hay correlación entre los valores obtenidos para electrones y muones.*

Capítulo 6

Resultado final: τ_B y determinación del valor de $\mid V_{cb} \mid$.

Introducción.

En el capítulo 4 obtuvimos una medida de la vida media τ_B a partir del ajuste de la distribución del parámetro de impacto de una muestra de electrones y muones inclusivos que, en un $\sim 90\%$, provienen de la desintegración de hadrones B. En el capítulo 5 estimamos los errores sistemáticos de esta medida. En este capítulo vamos a obtener el promedio final del valor de τ_B junto a su error estadístico y sistemático.

El valor de la vida media de los hadrones B depende fundamentalmente de la intensidad del acoplo entre el quark b y el quark c y u. Experimentalmente, a partir del estudio de la cola del espectro de leptones inclusivos, se obtiene que el quark b se acopla fundamentalmente al quark c, lo que implica que τ_B depende esencialmente del valor del elemento $\mid V_{cb} \mid$ de la matriz V_{CKM}. En este capítulo presentamos, como resultado derivado de la medida de τ_B, el valor del elemento $\mid V_{cb} \mid$.

Ambas medidas, τ_B y $\mid V_{cb} \mid$, las comparamos con otros resultados experimentales.

6.1. Medida de τ_B, resultado final.

Para calcular el promedio de las medidas de τ_B obtenidas en las dos muestras de inclusivos, tenemos que tener en cuenta que, por su naturaleza, algunos de los errores calculados en la muestra de electrones están correlacionados con los obtenidos en la de muones (ver la tabla 5.13). De nuevo, en el adenda del apéndice A, mostramos el procedimiento que seguimos para promediar valores experimentales que tienen errores sistemáticos correlacionados y no correlacionados.

El resultado combinado final obtenido es:

Electrones	1.527 $\pm$ 0.023 (est) $\pm$ 0.023 (sis *) $\pm$ 0.016 (sis **) ps
Muones	1.557 $\pm$ 0.022 (est) $\pm$ 0.020 (sis *) $\pm$ 0.015 (sis **) ps
TOTAL	1.543 $\pm$ 0.016 (est) $\pm$ 0.024 (sis) ps

donde,

sis *) denota el error sistemático total obtenido para aquellos errores sistemáticos que aparecen correlacionados en ambas muestras de inclusivos.

sis **) denota el error sistemático total para los errores sistemáticos no correlacionados.

Este valor es, como veremos a continuación, una de las medidas más precisas obtenidas del valor medio de la vida media de los hadrones B, τ_B.

6.1.1. Comparación con otros resultados experimentales:

En la tabla 6.1 de este apartado, mostramos los resultados de la medida de τ_B obtenidos por otros experimentos. Para cada experimento y cada método de análisis citamos las medidas más recientes.

Experimento	τ_B ps	$\sqrt{s}$	Método	
MAC	$1.8 \pm 0.6 \pm 0.4$	29 GeV	Par.Impacto	[6-1]
MARKII	$0.98 \pm 0.12 \pm 0.13$	29 GeV	Par.Impacto	[6-2]
JADE	$1.8 \pm {}^{0.5}_{0.4} \pm 0.4$	35 GeV	Par.Impacto	[6-3]
	$1.36 \pm {}^{0.25}_{0.23}$	35 GeV	Par.Impacto	[6-4]
DELCO	$1.17 \pm {}^{0.27}_{0.22} \pm {}^{0.17}_{0.16}$	29 GeV	Par.Impacto	[6-5]
TASSO	$1.83 \pm {}^{0.38}_{0.37} \pm {}^{0.37}_{0.34}$	30-46.8 GeV	Par.Impacto	[6-6]
HRS	$1.02 \pm {}^{0.42}_{0.39}$	29 GeV	Par.Impacto	[6-7]
CDF	$1.46 \pm 0.06 \pm 0.06$	1.6 TeV ($p\bar{p}$)	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	[6-8]
DELPHI	$1.23 \pm {}^{0.14}_{0.13} \pm 0.15$	91 GeV	$B \to Dl^- X$	[6-9]
	$1.582 \pm 0.012 \pm 0.032$	91 GeV	Par.Imp.+ Long.Des.	[6-10]
	$1.64 \pm 0.06 \pm 0.04$	91 GeV	Reconst. del B-jet	[6-11]
ALEPH	$1.35 \pm {}^{0.19}_{0.17} \pm 0.05$	91 GeV	$J/\psi \to l^+l^-$	[6-12]
	$1.49 \pm 0.03 \pm 0.06$	91 GeV	Par.Impacto	[6-13]
	1.51 ± 0.08	91 GeV	Método Dipolo	[6-14]
	$1.533 \pm 0.013 \pm 0.022$	91 GeV	Par.Impacto (3-D)	[6-15]
OPAL	$1.32 \pm {}^{0.31}_{0.25} \pm 0.15$	91 GeV	$J/\psi \to l^+l^-$	[6-16]
	$1.523 \pm 0.034 \pm 0.038$	91 GeV	Par.Impacto	[6-17]
	$1.51 \pm {}^{0.16}_{0.14} \pm 0.11$	91 GeV	$B \to Dl^- X$	[6-18]
	$1.611 \pm 0.010 \pm 0.027$	91 GeV	Long.Des.	[6-19]
L3	$1.535 \pm 0.035 \pm 0.028$	91 GeV	Par.Impacto	[6-20]
	$1.552 \pm 0.023 \pm 0.043$	91 GeV	Long.Des.	[6-21]
Este trabajo	$1.543 \pm 0.016 \pm 0.024$	91 GeV	Par.Impacto	
Media Mundial	1.549 ± 0.020			[6-22]

Tabla 6.1: *Comparación entre diferentes resultados experimentales*

Donde distinguimos entre los diferentes métodos utilizados para calcular la vida media τ_B:

a) Parámetro de impacto.

b) Longitud de desintegración a partir de la reconstrucción del vértice secundario en sucesos $B \to J/\psi \to l^+l^-$.

c) Longitud de desintegración a partir de la reconstrucción del vértice secundario en sucesos $B \to Dl^-X$.

d) Longitud de desintegración a partir de la reconstrucción inclusiva del vértice secundario.

e) Longitud de desintegración a partir de la reconstrucción del *jet* asociado al hadrón B.

f) Método Dipolo. El "dipolo" se define como la distancia entre vértices secundarios reconstruidos en hemisferios opuestos.

Alguna de las ventajas que presenta el método expuesto en este trabajo son:

- En los experimentos de PEP y PETRA la capacidad de discriminar hadrones B y la sección eficaz de producción de pares $b\overline{b}$ es menor que en LEP. Además la anchura del haz es intrinsecamente mayor y la resolución del parámetro de impacto menor. Esto explica que el error de las medidas de MAC, DELCO, MARKII y JADE sea mucho mayor que el error obtenido en los experimentos de LEP.

- Utiliza más estadística que los métodos exclusivos.

- En contraste con el método de reconstrucción inclusiva de vértices secundarios es poco sensible al proceso de fragmentación. Ello es debido a la independencia de δ en el límite relativista con el *boost* del hadrón B, p_B/m_B.

- Otros métodos inclusivos incluyen incertidumbres en cantidades como la multiplicidad cargada, efectos de hadronización, razones de desintegración, producción de hadrones ligeros con larga vida media, etc. En cambio, el método utilizado en este trabajo está basado en el conocimiento del espectro de desintegración semileptónico, del que se dispone de una información experimental más precisa.

- Los errores sistemáticos son intrínsecamente pequeños cuando se comparan con otras medidas de LEP que utilizan trazas leptónicas. Ello se debe al procedimiento de ajuste empleado que minimiza la influencia de la resolución experimental y la incertidumbre en la fracción de fondo.

De la tabla 6.1 podemos concluir que nuestra medida es compatible con las más recientes obtenidas en otros experimentos y es además una de las más precisas.

6.2. Determinación del valor de $\mid V_{cb} \mid$.

En el capítulo 1 obtuvimos, utilizando el modelo de Quark Espectador para la anchura de desintegración semileptónica (ec. 1-16), una expresión para $\mid V_{cb} \mid$ dada por (ec. 1-22):

$$|V_{cb}|^2 = \frac{Br_{sl}}{\tau_B} \left\{ \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \left(F(\epsilon_c) + F(\epsilon_u) \frac{\mid V_{ub} \mid^2}{\mid V_{cb} \mid^2} \right) \right\}^{-1} \qquad (6-1)$$

donde, además de con la constante de Fermi y el término correspondiente a la desintegración $b \to ul\nu$ (prácticamente irrelevante en el cálculo de $|V_{cb}|$), la dependencia del valor de $|V_{cb}|$ se reduce a un término $F(\epsilon_c)$, al valor de la masa m_b del quark b, y a los valores de la fracción de desintegración semileptónica Br_{sl} y la vida media τ_B de los hadrones B. El término $F(\epsilon_c)$ incluye correcciones de QCD perturbativa hasta orden α_s y de espacio de fases.

A continuación discutimos el valor de los parámetros escogidos para el cálculo de $|V_{cb}|$. El resultado lo presentamos en la tabla 6.1.

Parámetro	Valor	Referencia
τ_B	1.543 ± 0.026 ps	Este análisis
$Br(b \to l\nu X)$	10.90 ± 0.39 %	Apéndice A
$\alpha_s(m_b^2)$	0.232 ± 0.023	LEP desde $\alpha_s(m_Z)$ [6-23]
V_{ub}/V_{cb}	0.08 ± 0.02	Particle Data Group [6-22]
m_u	0.2 ± 0.2 GeV	CLEO y ARGUS [6-24]
m_b	4.95 ± 0.2 GeV	CLEO y ARGUS [6-24]
$m_b - m_c$	3.40 ± 0.06 GeV	Neubert [6-25]

Tabla.6.1: *Valores de los parámetros utilizados en la medida de $\mid V_{cb} \mid$*

- *Medida de* $\alpha_s(m_b^2)$

  Utilizando el valor promedio en LEP de $\alpha_s(m_Z)$, obtenemos un valor de $\alpha_s(m_b^2) = 0.232 \pm 0.023$ [6-23].

- *Medida de* V_{ub}/V_{cb}

  La medida del cociente V_{ub}/V_{cb} se obtiene del ajuste en CLEO y ARGUS de los últimos puntos en el espectro semileptónico de los hadrones B [6-26]. Este resultado depende del espectro teórico utilizado para describir la región cinemática límite de $B \to X_{\bar{c}} l \bar{\nu}_l$.

  Usando diferentes modelos para estimar su incertidumbre teórica y promediando los errores experimentales se obtiene [6-22]:

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.02$$

- Masa de los quarks: m_b, m_c, m_u

  Los valores experimentales obtenidos en CLEO y ARGUS de la masa del quark b y del quark c, a partir de la de $m_b - m_c$, ajustando el espectro semileptónico de los hadrones B con el modelo ACCMM [6-24], están de acuerdo con las estimaciones aceptadas en las referencias [6-25] y [6-27]. Los errores están sin embargo infraestimados y nos ha parecido más razonable considerar los valores propuestos en [6-25] para el valor de la masa del quark b, $\Delta m_b = 200$ MeV y el valor de la diferencia $m_b - m_c = 3.40 \pm 0.06$ GeV.

  La dependencia de $\mid V_{cb} \mid$ con la masa del quark b esta atenuada por la anticorrelación existente entre m_b y $F(\epsilon_c)$ (figura 6.1). Así, considerando la incertidumbre en $m_b - m_c$ de ± 0.06 GeV, el factor $m_b^5 F(\epsilon_c)$ varía sólo en un 12% cuando m_b^5 lo hace en un 30%.

  La medida de $\mid V_{cb} \mid$ es prácticamente independiente del valor de m_u. Elegimos entonces un valor de m_u razonable y le asignamos un error suficientemente amplio. Un valor habitual es: $m_u = 0.2 \pm 0.2$ GeV.

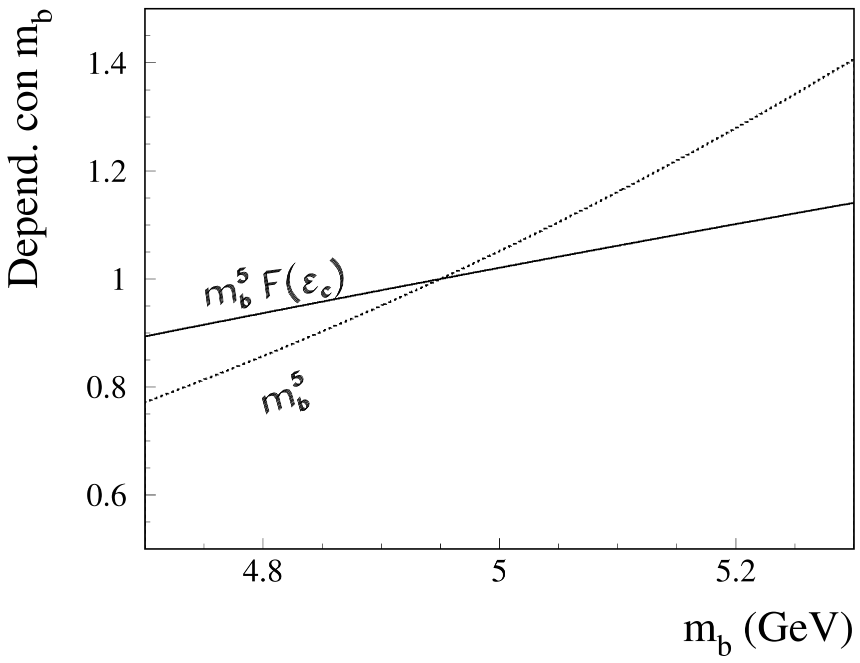


Fig.6.1: *Variación de* m_b^5 *y* $m_b^5 F(\epsilon_c)$ *normalizados a* $m_b = 4.95$ *GeV*

Al imponer estos valores, el elemento de matriz $\mid V_{cb} \mid$ resulta ser:

$$\mid V_{cb} \mid = 0.0396 \pm 0.0004 \text{ (est)}$$

donde hemos considerado como error estadístico el que proviene de la incertidumbre en la medida de τ_B.

El error sistemático lo obtenemos variando todos los parámetros, salvo τ_B, dentro de sus errores. El parámetro que determina fundamentalmente este error es m_b. En la figura 6.2 presentamos la dispersión de $\mid V_{cb} \mid$ obtenida, al variar los valores *(a)* de τ_B, *(b)* de m_b y *(c)* de todos los parámetros simultáneamente.

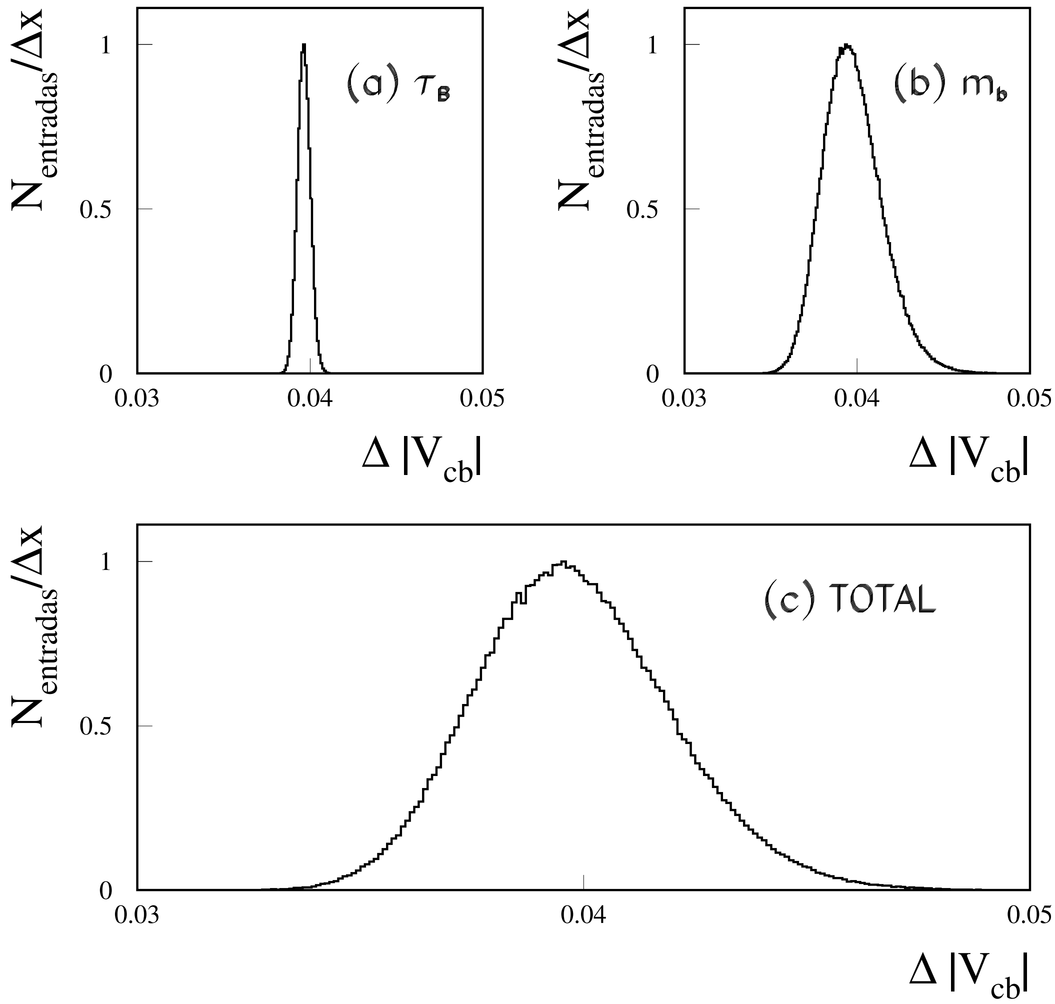


Fig.6.2: *Dispersión de* $\mid V_{cb} \mid$ *debida a la incertidumbre en el valor de (a)* τ_B *y (b)* m_b. *(c) Dispersión total del valor de* $\mid V_{cb} \mid$.

En la figura 6.3 mostramos la curva de $|V_{cb}|$ frente a $|V_{ub}|$. La línea continua corresponde a los valores centrales y las discontinuas a una desviación estándar en el valor de los parámetros iniciales.

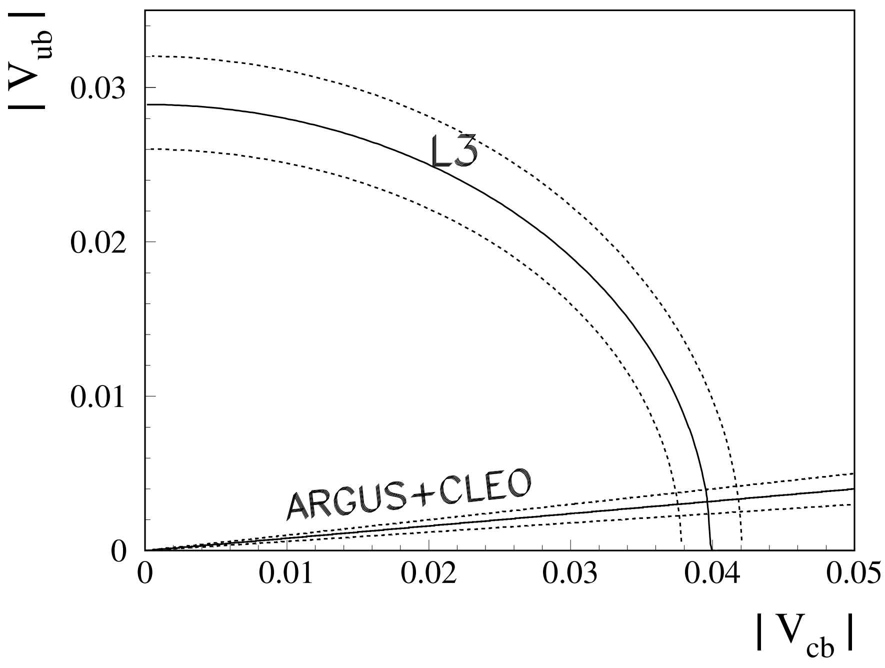


Fig.6.3: *Correlación* $|V_{ub}|$ *frente a* $|V_{cb}|$

La correlación entre el valor de m_b y de $F(\epsilon_u)$ es mucho más pequeña que la observada entre m_b y $F(\epsilon_c)$ (figura 6.1). Esto explica que en la figura 6.3 los errores crezcan al desplazarnos desde el eje $|V_{cb}|$ al $|V_{ub}|$.

La intersección de la curva (6-1) con la recta de pendiente $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ medida en CLEO y ARGUS, corresponde a un valor de $\mid V_{cb} \mid$ (figura 6.3):

$$\mid V_{cb} \mid = 0.0396 \pm 0.0004 \text{ (est)} \pm \begin{matrix} 0.0023 \\ 0.0019 \end{matrix} \text{ (sis)}$$

donde el primer error viene dado por el de nuestra medida en la determinación de la vida media de los hadrones B, τ_B, y el segundo por la imprecisión en la medida de m_b fundamentalmente.

Debemos incluir ahora las contribuciones debidas a correcciones QCD perturbativas y correcciones no perturbativas [6-25]. En el último apartado del capítulo 1 vimos el efecto de estas correcciones sobre el valor de la anchura de desintegración semileptónica:

- Las correcciones no perturbativas reducen el valor relativo de la anchura de desintegración semileptónica en un $-(4.2 \pm 0.5)\%$. La incertidumbre en este valor es despreciable.

- Las correcciones perturbativas introducen una incertidumbre en el valor de la anchura de desintegración semileptónica de: $(\delta\Gamma/\Gamma)_{pert} \sim 10\%$.

Reducimos entonces el valor de $\mid V_{cb} \mid$ en un 2.1% y sumamos en cuadraturas el 5% del valor de $\mid V_{cb} \mid$ al error teórico. El resultado obtenido es:

$$\boxed{\mid V_{cb} \mid = 0.0388 \pm 0.0004\ (\mathrm{est}) \pm 0.0007\ (\mathrm{sis}) \pm \begin{smallmatrix} 0.0030 \\ 0.0026 \end{smallmatrix}\ (\mathrm{teo})}$$

donde, para separar más claramente en el error la contribución experimental de la teórica, hemos considerado aparte, además de la correspondiente a τ_B, la contribución debida a la fracción de desintegración semileptónica.

6.2.1. Comparación con otros resultados experimentales.

El resultado que hemos obtenido es compatible con los resultados publicados hasta el momento. Presentamos a continuación en la tabla 6.3 los resultados de los experimentos de LEP:

Experimento	$\mid V_{cb} \mid$	Método	
ALEPH	$(34.5 \pm 3.7(exp) \pm 1.5(teor)) \times 10^{-3}$	$\bar{B}^0 \to D^{*+} l^- \bar{\nu}$	[6-28]
	$(34.4 \pm 2.8(exp) \pm 1.4(teor)) \times 10^{-3}$	$\bar{B}^0 \to D^{*+}(D^+) l^- \bar{\nu}$	[6-29]
OPAL	$(36.0 \pm 3.2(exp) \pm 1.2(teor)) \times 10^{-3}$	$\bar{B}^0 \to D^{*+} l^- \bar{\nu}$	[6-30]
Este trabajo	$(38.8 \pm 0.8(exp) \pm \begin{smallmatrix} 3.0 \\ 2.6 \end{smallmatrix}(teor)) \times 10^{-3}$	Inclusivo	
Media Mundial	$(41.0 \pm 3.0) \times 10^{-3}$		[6-22]

Tabla 6.3: *Comparación entre diferentes resultados experimentales*

En esta tabla hemos comparado medidas del elemento de matriz $\mid V_{cb} \mid$ obtenidas con dos métodos diferentes: el "método inclusivo", a partir de la anchura semileptónica total de los hadrones B, y el "método exclusivo", basado en la extrapolación de la amplitud de desintegración $B \to D^* l\nu$ al punto de producción en reposo del hadrón D respecto del sistema de referencia del hadrón B.

A continuación señalamos algunas observaciones:

1) Ambos métodos, inclusivo y exclusivo, permiten obtener medidas independientes de la misma cantidad física, es decir, son experimentalmente complementarios.

2) El método inclusivo, que es el que nosotros utilizamos, tiene menor error estadístico pero mayor incertidumbre teórica que el exclusivo.

   El error teórico de las medidas exclusivas es menor porque, para el canal $B \to D^* l\nu$, la corrección a primer orden en $\frac{1}{m_Q}$ de la ruptura de simetría para sabores pesados es nula. Por tanto la predicción de la *Heavy Quarks Effective Theory* (HQET) admite incertidumbres teóricas a partir del orden $\frac{1}{m_Q^2}$ [6-25][6-31].

   El error teórico de las medidas inclusivas podría reducirse en un futuro próximo:

   a) en al menos un factor dos con el cálculo, técnicamente posible, de la contribución hasta orden α_s^2 de QCD perturbativa.

b) disminuyendo la incertidumbre en la masa del quark b. Existen propuestas experimentales para obtener una medida actual de m_b, como por ejemplo a partir del cociente de sucesos de tres y dos *jets* en LEP [6-32]. El error que actualmente suele utilizarse es una sobrestimación del obtenido al aplicar diferentes modelos teóricos, como sumas de regla QCD en el sistema Υ en [6-27] o la *Heavy Quarks Effective Theory* (HQET) en [6-25].

De ser así, el método inclusivo sería no solo preciso experimentalmente sino también competitivo desde el punto de vista teórico.

3) Las medidas obtenidas con ambos métodos son consistentes.

En conclusión, las medidas inclusivas son importantes por ser complementarias y más precisas experimentalmente que las medidas exclusivas. Su mayor incertidumbre teórica está siendo estudiada y hay trabajos teóricos recientes que apuntan la posibilidad de poder reducirla. En este caso las medidas inclusivas se situarían en una posición muy favorable frente a las exclusivas.

Conclusiones.

En este capítulo hemos obtenido los resultados finales de este trabajo.

En la primera sección presentamos el valor de la vida media τ_B y lo comparamos con otros resultados experimentales. El valor obtenido es compatible con las demás medidas. Es además una de las medidas más competitivas, y ello se debe a la gran estadística utilizada, y la disminución del error sistemático al introducir la fracción de fondo (o señal) y la forma de la función de resolución como parámetros del ajuste final.

En la segunda sección damos una medida de $|V_{cb}|$, a partir del valor de τ_B obtenido. Como es habitual esta medida resulta más precisa experimentalmente que las medidas exclusivas, aunque con mayor incertidumbre teórica. Sin embargo, existen motivos para pensar que este segundo error podría estar sobrestimado. De reducirse este error, la medida inclusiva podría llegar a ser tanto o más competitiva que la medida exclusiva. En cualquier caso, ambos resultados, exclusivos e inclusivos, son medidas complementarias y consistentes entre sí.

Referencias:

[6- 1] MAC Collab., E. Fernández *et al.,* Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1022.

[6- 2] MARKII Collab., R. A. Ong *et al.,* Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1236.

[6- 3] JADE Collab., Bartel *et al.,* Zeit. für Phys. C **31** (1986) 349.

[6- 4] JADE Collab., J. Hagemann *et al.,* Zeit. für Phys. C **48** (1990) 401.

[6- 5] DELCO Collab., D. E. Klem *et al.,* Phys. Rev. D **37** (1988) 41.

[6- 6] TASSO Collab., Althoff *et al.,* Phys. Lett. **B 149** (1984) 524.

[6- 7] HRS Collab., Brom *et al.,* Phys. Lett. **B 195** (1987) 301.

[6- 8] CDF Collab., Abe *et al.,* Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3421.

[6- 9] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **57** (1993) 181.

[6- 10] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **63** (1994) 3.

[6- 11] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* CERN-PPE/95-59.

[6- 12] ALEPH Collab., H. Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 396.

[6- 13] ALEPH Collab., H. Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 174.

[6- 14] ALEPH Collab., H. Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 314** (1993) 459.

[6- 15] ALEPH Collab., H. Albrecht *et al.,* CERN-PPE/95-121.

[6- 16] OPAL Collab., G.Alexander *et al.,* Phys. Lett. **B 266** (1991) 485.

[6- 17] OPAL Collab., P.Acton *et al.,* Zeit. für Phys. C **60** (1993) 217.

[6- 18] OPAL Collab., R.Acton *et al.,* Phys. Lett. **B 307** (1993) 247.

[6- 19] OPAL Collab., R.Ackerstaff *et al.,* CERN-PPE/96-137.

[6- 20] L3 Collab., O. Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 317** (1993) 474.

[6- 21] L3 Collab., O.Adriani *et al.,* L3 internal note 1972 (1996).

[6- 22] Particle Data Group, L. Barnett *et al.,* Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[6- 23] $\alpha_s(m_b^2)$ a partir de la extrapolación del valor en LEP de $\alpha_s(m_Z) = 0.0123 \pm 0.006$:
J.Casaus, "*LEP results on α_s from hadronic events observables at the Z resonance*", The Hadronic Session of the XXXth Rencontre de Moriond, March 18-25 1995, pg.219;
G.Rodrigo, A.Santamaria, Phys. Lett. **B 313** (1993) 441-446.

[6- 24] ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 249** (1990) 359;
CLEO Collab., E. H. Thorndike, *Proc. 1985 Int. Sym. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, eds. M. Konumu and K. Takahashi (Kyoto,1986) p. 406.

[6- 25] Matthias Neubert, "*Heavy flavour physics*", CERN-TH/95-307, hep-ph/9511409. *To appear in the Proceedings of the 17th International Conference on Lepton-Photon Interactions, Beijing, China, August 1995.*

[6- 26] ARGUS Collab., H.Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 255** (1991) 297;
CLEO Collab., J.Bartelt *et al.,* Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4111.

[6- 27] M.Shiftman, N.G.Uraltsev, and A.Vainshtein, Phys. Rev. D **51** (1995) 2217.

[6- 28] ALEPH Collab., H. Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 359** (1995) 236.

[6- 29] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* CERN-PPE/96-150.

[6- 30] OPAL Collab., K.Ackerstaff *et al.,* CERN-PPE/96-162.

[6- 31] B. Grinstein, "*An introduction to the theory of heavy mesons and barions*", University of California, San Diego, UCSD/PTH 94-24.

[6- 32] M. Bilenky, G. Rodrigo, A. Santamaria, CERN-TH/94-7419.

Conclusiones.

Sobre una muestra de 109.4pb^{-1} recogida en L3 durante el periodo 1991-94, hemos seleccionado una muestra de $\sim$ 17000 electrones y $\sim$ 23000 muones inclusivos que provienen, en un $\sim$ 91% y $\sim$ 85% respectivamente, de la desintegración de hadrones con "belleza".

A partir del ajuste de la distribución de parámetro de impacto en estas muestras, hemos obtenido una medida de la vida media de los hadrones con "belleza", τ_B.

Una parte importante del análisis se ha dedicado al estudio concienzudo y sistemático de todas las componentes experimentales que afectan a la medida. En particular se ha realizado un análisis cuidadoso de los errores sistemáticos, lo que resulta esencial en la medida de τ_B.

En el periodo correspondiente a 1994 el sistema central de trazas de L3 fue mejorado con la instalación de un detector de silicio, el SMD. Este nuevo detector aumenta la sensibilidad en la medida de τ_B debido a que, por una parte, mejora la resolución del parámetro de impacto y, por otra, permite corregir efectos sistemáticos de la cámara de vértice (TEC).

El valor combinado final de τ_B es:

$$\tau_B = 1.543 \pm 0.016(est) \pm 0.024(sis) \text{ ps}$$

Este resultado es compatible con los obtenidos en otros experimentos y, en particular, con la media mundial: $\tau_B = 1.549 \pm 0.020$ ps. Es además una de las medidas más precisas que existen hasta el momento.

La validez del método ha sido comprobada comparando el valor de τ_B que tiene definido el Monte Carlo con el resultado del ajuste. También hemos comparado, para cada año, los resultados obtenidos en los datos utilizando el método de los momentos (apéndice C).

En otros resultados, la estimación de los errores sistemáticos correspondientes a la función de resolución y algunos parámetros del Monte Carlo, como la función de fragmentación, constituye una parte importante del error de la medida. De las características más importantes de nuestro método destacamos que es prácticamente independiente de la función de resolución y de los parámetros del Monte Carlo que definen la cantidad relativa de señal en la muestra.

A partir del valor de τ_B hemos obtenido una medida inclusiva del elemento de matriz $| V_{cb} |$. Su valor es:

$$| V_{cb} | = (38.8 \pm 0.8(exp) \pm {}^{3.0}_{2.6}(teor)) \times 10^{-3}$$

Este valor es compatible con otras medidas experimentales y, en particular con la media mundial: $| V_{cb} | = (41.0 \pm 3.0) \times 10^{-3}$.

Apéndice A

Estudio del Monte Carlo

Introducción.

En este apéndice nuestro objetivo es estudiar y comparar con los resultados experimentales actuales los parámetros que tiene definidos el Monte Carlo. Las incertidumbres experimentales que existen en sus medidas determinan el error sistemático asociado a los valores finales de los parámetros que hemos decidido utilizar en nuestro análisis. La estimación de esos errores sistemáticos la encontramos en el capítulo 5.

Las dos muestras de sucesos Monte Carlo que utilizamos en el análisis del periodo 1991-93 y el periodo 1994, las denotamos en este apéndice como Monte Carlo(00) y Monte Carlo(94) respectivamente.

En nuestro análisis, los parámetros que definen la física de los sabores pesados son los que determinan su producción: R_b y R_c, su fragmentación: $\langle x_E \rangle_b$ y $\langle x_E \rangle_c$, sus fracciones de desintegración semileptónicas: $Br(\mathrm{b} \to lX)$, $Br(\mathrm{c} \to lX)$, $Br(\mathrm{b} \to \mathrm{c}/\bar{\mathrm{c}} \to lX)$ y $Br(\mathrm{b} \to \tau \to lX)$, sus respectivas vidas medias y los espectros de los leptones inclusivos a los que se desintegran. Estos valores y formas están prefijados y, en ocasiones, no se corresponden con sus medidas más recientes. En este apéndice estudiamos y revisamos cada uno de estos valores y la forma de los espectros semileptónicos.

El procedimiento de cálculo de valores medios y el tratamiento de errores lo detallamos en el adenda de este apéndice.

A.1. Producción de sucesos $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ y $\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}$ en LEP.

La medida de la fracción $R_b = \Gamma_b/\Gamma_{had}$ es uno de los resultados más importantes y precisos que se han obtenido en LEP. Todos los experimentos de LEP han realizado varias medidas de esta cantidad utilizando diferentes técnicas de identificación de sucesos $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$:

- A través de su desintegración semileptónica,
- Caracterización de su forma a través de un análisis multidimensional (*Neural Networks*).
- A través de sus desintegraciones hadrónicas (fundamentalmente desde que se han empezado a utilizar los detectores de microvértice), caracterizadas por su alto parámetro de impacto y longitud de desintegración.

Los diferentes métodos de indentificación de sucesos $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ se han combinado para dar diferentes medidas de R_b:

- A partir de su ajuste en desintegraciones semileptónicas de hadrones B, junto a la medida de las fracciones de desintegración semileptónicas, asimetría y parámetros de fragmentación. Este ajuste se ha llevado a cabo en los cuatro experimentos de LEP [A-1].
- A partir de la identificación de sucesos $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ por su forma, en [A-2], y por el alto valor del parámetro de impacto de los hadrones que provienen de su desintegración, en [A-3].

- Finalmente, a través del método de *double-tagging*, encontramos su medida más precisa [A-4]. El método de *double-tagging* se basa en la identificación del quark b mediante su desintegración semileptónica o por su vida media (alto parámetro de impacto o longitud de desintegración) en uno o dos de los hemisferios en los que se divide cada suceso.

Las medidas de R_c son más escasas debido fundamentalmente a la dificultad que existe para separar eficientemente los sucesos $c\bar{c}$. De todas formas destacamos la medida de R_c:

- A partir de la identificación de sucesos $c\bar{c}$ utilizando variables de forma (*Neural Networks*) [A-5].

- En el ajuste conjunto de los parámetros electrodébiles para sabores pesados en sucesos con leptones inclusivos [A-6].

En ninguno de estos dos casos se lleva a cabo un estudio directo sobre una muestra enriquecida en sucesos $c\bar{c}$. El procedimiento más directo resulta ser:

- A partir de la selección de mesones D^* que provienen de la fragmentación de quarks c [A-7][A-8]. Para ello es necesario separar previamente los mesones D^* que provienen de la desintegración débil de hadrones B.

Una medida combinada de R_b y R_c de los cuatro grandes experimentos de LEP, que tiene en cuenta las correlaciones que existen entre los parámetros electrodébiles, la encontramos en [A-9]. Como mostramos en la tabla A.1, los valores que encontramos en esta referencia son compatibles con los utilizados en JETSET:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
R_b	0.2197	0.2182	0.2206 ± 0.0021
R_c	0.1705	0.1706	0.159 ± 0.010

Tabla A.1. *Valores de R_b y R_c*

No modificaremos entonces los valores utilizados en las muestras Monte Carlo, pero consideraremos el error en la medida experimental como fuente de error sistemático en el análisis (capítulo 5).

La contribución de la formación de pares $b\bar{b}$ y $c\bar{c}$ que provienen de la división de un gluón (*gluon splitting*) es intrínsecamente pequeña, y las medidas experimentales [A-8][A-10]* son compatibles con los valores definidos en JETSET. En el caso de quarks con "belleza", la contribución relativa respecto del número de sucesos $b\bar{b}$ que provienen del Z, es de $\sim 0.65\%$ (constituye un $\sim 0.15\%$ de toda la muestra de sucesos hadrónicos) y en el caso de quarks con "encanto", la contribución relativa respecto del número de $c\bar{c}$ que provienen del Z, es de un $\sim 8.7\%$ (es decir, un $\sim 1.5\%$ de toda la muestra de sucesos hadrónicos).

Esta contribución se hace prácticamente despreciable al aplicar los métodos de selección de quarks b (ver sección A.2). Por todo ello, no consideraremos su incertidumbre experimental como fuente de error sistemático asociado a la medida de R_b y R_c.

* Destacan el bajo valor de R_c y alto de $\bar{n}(g \rightarrow c\bar{c})$ medidos en [A-8]

A.2. Función de fragmentación.

La función de fragmentación que mejor se adapta a los resultados experimentales para sabores pesados es la de Peterson [A-11], que viene dada por (ecuación 1-7):

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{(1-z)})^2} \qquad \text{donde } z \text{ se define como :} \qquad z \equiv \frac{(E + p_{\|})_{hadron}}{(E + p)_{quark}} \qquad (A-1)$$

y donde el valor de ϵ_Q ($\propto 1/m_Q^2$) determina la dureza de la fragmentación del quark pesado Q.

Los valores de ϵ_b y ϵ_c que se utilizan en JETSET son:

$\epsilon_b(MC_{00}) = 0.008$	$\epsilon_b(MC_{94}) = 0.0035$
$\epsilon_c(MC_{00}) = 0.070$	$\epsilon_c(MC_{94}) = 0.030$

Tabla A.2. *Valores de ϵ_b y ϵ_c en JETSET*

Experimentalmente no es posible medir la energía del quark b, dado que parte de su energía inicial, en principio conocida, la pierde por la emisión de gluones *bremstrahlung* y, durante la fragmentación, en la producción de pares de quarks (ligeros) $q\overline{q}$. Por ello, se utiliza en su lugar la variable x_E definida por:

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

La distribución de x_E la parametrizamos como una función modificada de SLAC-Peterson [A-12] de la forma:

$$F(x_E) = \frac{N}{x_E^{\epsilon_1}(1 - \frac{\epsilon_2}{x_E} - \frac{\epsilon_3}{(1-x_E)^{\epsilon_4}})^2} \qquad (A-2)$$

Las funciones de fragmentación para el Monte Carlo correspondiente al año 1994 se presentan en la figura A.1. En la figura aparece la contribución de quarks pesados primarios (que provienen del Z), la de los secundarios (que provienen de un *gluon splitting*) y la suma total.

Como puede verse en la figura A.1 la contribución de quarks pesados que provienen del *gluon splitting* es sólo importante a bajo x_E y resulta despreciable al imponer cortes que seleccionan hadrones de alto momento (implícitamente al seleccionar leptones inclusivos que tienen un momento grande). Hemos considerado entonces suficiente la descripción que hace JETSET de la función de fragmentación de los quarks pesados que proceden del *gluon splitting*.

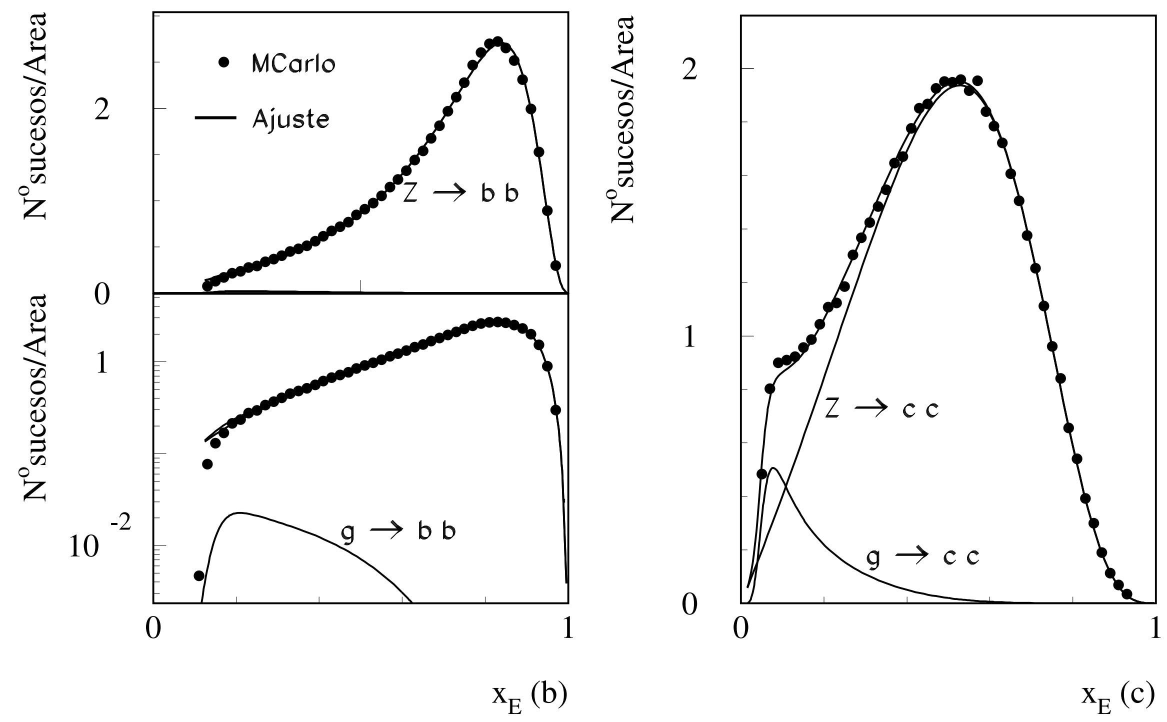


Fig.A.1: *(a) Función de fragmentación del quark b en escala lineal y logarítmica (para poder observar la contribución debida a gluon splitting), y (b) Función de fragmentación del quark c.*

El resultado de la parametrización de la función de fragmentación de quarks primarios, en función del parámetro ϵ_Q, se muestra en las figuras A.2a y A.2b, donde además hemos señalado los valores experimentales actuales y sus errores correspondientes (que discutimos a continuación). Tanto para el quark b como para el quark c hemos considerado la distribución de x_E al final de la cadena de desexcitación (sin cambio de sabor del quark más pesado) del hadrón B y hadrón D respectivamente. Los valores correspondientes de $\langle x_E \rangle_b$ y $\langle x_E \rangle_c$ a los de ϵ_b y ϵ_c de la tabla A.2, los mostramos en la tabla A.3.

Las medidas de los parámetros de fragmentación obtenidas en LEP son suficientemente precisas y no necesitamos información adicional de otros resultados experimentales. La extrapolación de las medidas de $\langle x_E \rangle$, obtenidas en experimentos de baja energía, sería además bastante complicada por la propia naturaleza del proceso de fragmentación. Como ejemplo, la extrapolación y comparación de las funciones de fragmentación en CLEO, a las energías del CESR (sobre y por debajo de la resonancia $\Upsilon(4S)$), con las de PEP o PETRA, requiere conocer como cambian las correcciones radiativas QCD con la energía centro de masas, así como el desarrollo de complicadas ecuaciones de evolución [A-13].

Las medidas experimentales de $\langle x_E \rangle_b$ en LEP se obtienen normalmente para aquellos hadrones que están situados al final de la cadena de desexcitación de los hadrones con "belleza" (hadrones B), generalmente B^0, $B^{\pm}$, B_s y Λ_b [A-14]. También existen medidas para los hadrones B próximos a la fragmentación [A-15], aunque son menos frecuentes.

En el caso de los hadrones con "encanto" (hadrones D), las medidas experimentales de LEP están referidas al $\langle x_E \rangle_{D^*}$ [A-8][A-16], aunque hay alguna medida de $\langle x_E \rangle$ al final de la cadena de desexcitación del hadrón D [A-17].

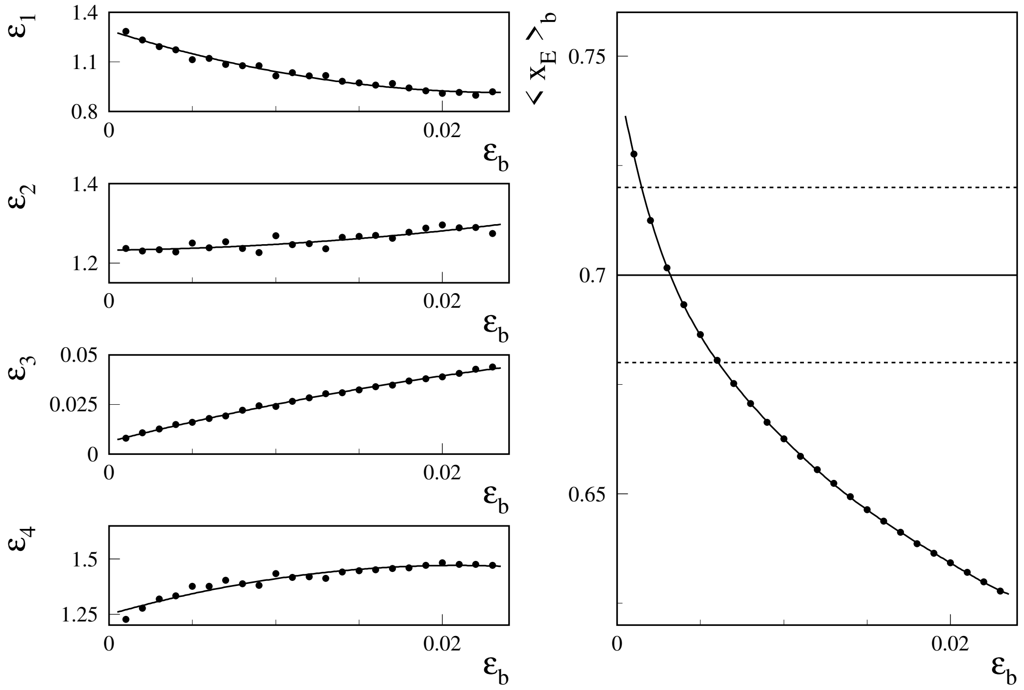


Fig.A.2a: *(a) Valores de los parámetros ϵ_i, que parametrizan la distribución de $x_E(b)$ en función de ϵ_b. (b) Dependencia $\langle x_E \rangle$ frente a ϵ_b*

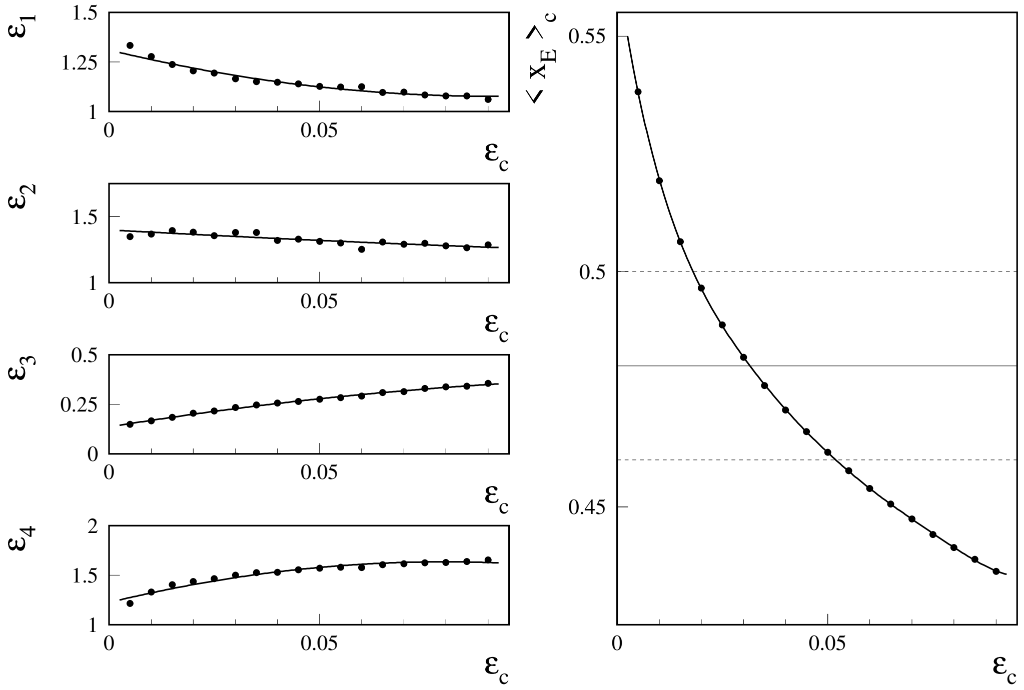


Fig.A.2b: *(a) Valores de los parámetros ϵ_i, que parametrizan la distribución de $x_E(c)$, en función de ϵ_c. (b) Dependencia $\langle x_E \rangle$ frente a ϵ_c*

En la tabla A.3 mostramos, junto a los del Monte Carlo, los valores de $\langle x_E \rangle_b$ y $\langle x_E \rangle_c$ estimados a partir de los resultados experimentales.

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$\langle x_E \rangle_b$	0.67	0.70	0.70 ± 0.02
$\langle x_E \rangle_c$	0.45	0.48	0.48 ± 0.02

Tabla A.3. *Valores de $\langle x_E \rangle_b$ y $\langle x_E \rangle_c$*

Dado el buen acuerdo entre los últimos resultados experimentales y los valores utilizados en JETSET para el Monte Carlo-94, hemos aceptado estos últimos como ciertos y hemos sobreestimado los errores experimentales para englobar la incertidumbre en la forma y composición de la función de fragmentación.

El Monte Carlo correspondiente al análisis de los años 1991-93, ha sido generado utilizando una función de fragmentación para el quark b excesivamente blanda (aunque de acuerdo con los resultados experimentales que había en el año 1991). Hemos modificado esta función para obtener una que esté en mejor acuerdo con los resultados experimentales más recientes.

Las figuras A.3 representan (a) para los quarks b y (b) para los quarks c, las funciones de distribución de x_E para ambas muestras Monte Carlo y las funciones correspondientes al valor experimental aceptado de $\langle x_E \rangle$ y $\langle x_E \rangle \pm \sigma$. También presentamos en estas figuras los pesos que deben aplicarse a las funciones descritas por el Monte Carlo para obtener las funciones experimentales.

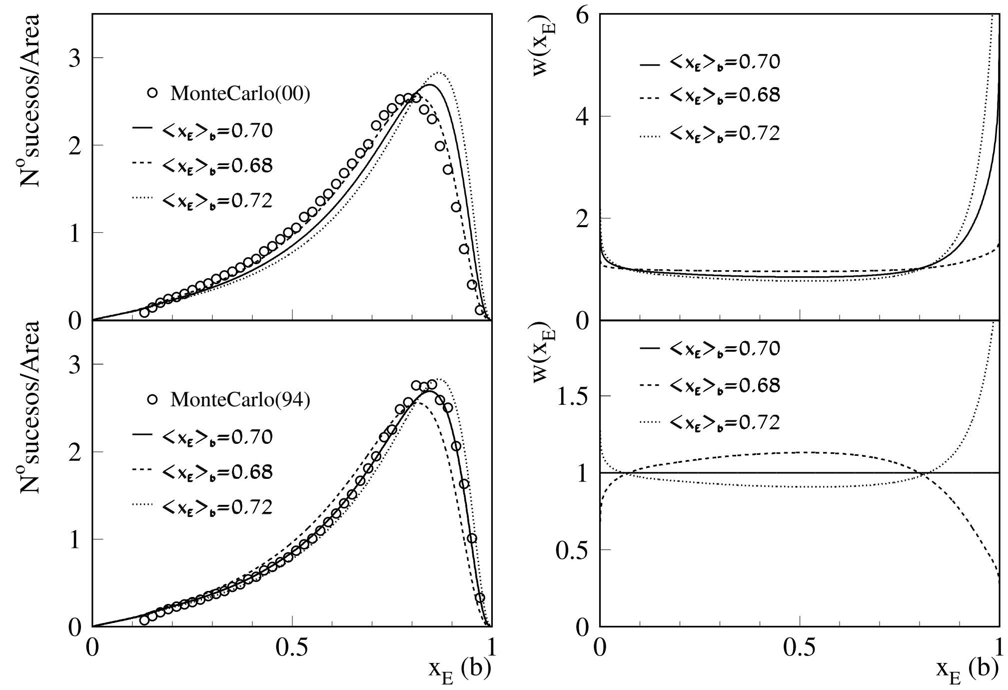


Fig.A.3a: *(a) Funciones de Fragmentación para el Monte Carlo y los valores de $\langle x_E \rangle_b$ escogidos. (b) Pesos en función de x_E aplicados sobre el Monte Carlo para reproducir los resultados experimentales.*

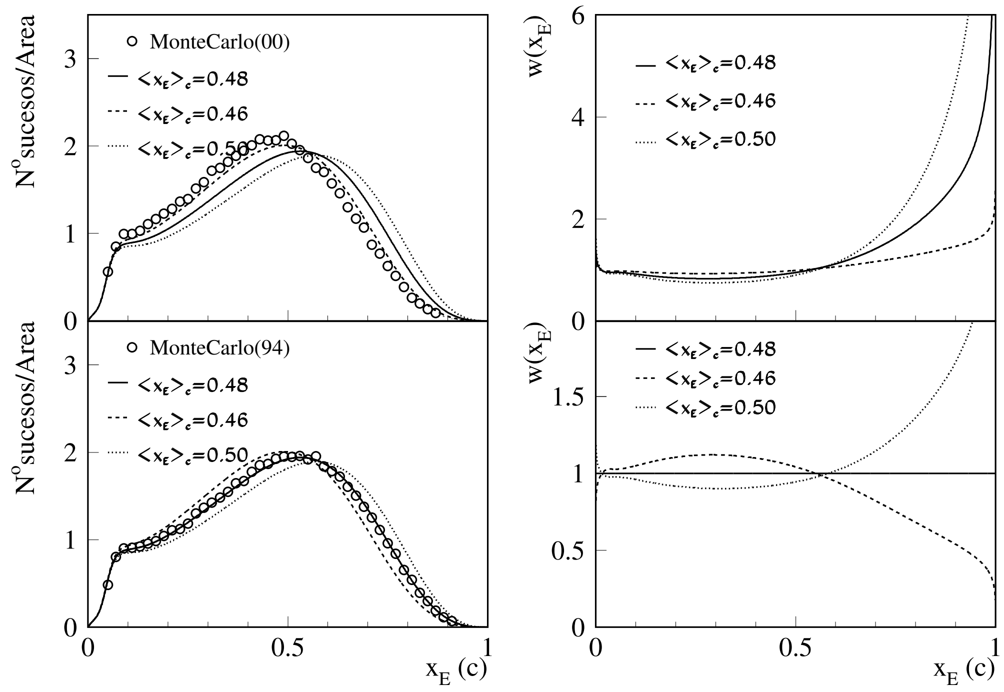


Fig.A.3b: *(a) Funciones de Fragmentación para el Monte Carlo y los valores de $\langle x_E \rangle_c$ escogidos. (b) Pesos en función de x_E aplicados sobre el Monte Carlo para reproducir los resultados experimentales.*

Los pesos han sido calculados como

$$w(x_E) = \frac{(F(x_E)_{Z\rightarrow q\bar{q}} + F(x_E)_{g\rightarrow q\bar{q}})_{Exp}}{(F(x_E)_{Z\rightarrow q\bar{q}} + F(x_E)_{g\rightarrow q\bar{q}})_{JETSET}} \qquad (A-3)$$

(donde como *Exp* denotamos aquella función de fragmentación que corresponde al valor de $\langle x_E \rangle$ medido experimentalmente y como *JETSET* a la función descrita en el Monte Carlo).

A.3. Fracciones de desintegración semileptónicas y vidas medias inclusivas.

Las diferentes fracciones (o probabilidades) de desintegración de los hadrones producidos tras la fragmentación, se describen en JETSET a través de tablas en las que se recogen sus desintegraciones exclusivas, cuando son conocidas, o a través de tablas generales que agrupan el conjunto de hadrones cuyos canales de desintegración aún no se han observado experimentalmente.

En este sentido el Monte Carlo(94) incluye muchos modos de desintegración de hadrones pesados que no están incluidos en el Monte Carlo(00). Además algunos valores de las fracciones de desintegración han sido modificadas en base a las medidas experimentales que se han ido produciendo.

Nuestro objetivo en este apartado es comparar con los resultados experimentales más recientes y modificar los valores de las fracciones de desintegración semileptónicas y vidas medias inclusivas definidos en JETSET. En particular estamos interesados en los canales $b \rightarrow lX$, $\mathrm{b} \rightarrow \mathrm{c}/\bar{\mathrm{c}} \rightarrow lX$, $\mathrm{b} \rightarrow \tau \rightarrow lX$ y $\mathrm{c} \rightarrow lX$.

Denotaremos por *"hadrones secundarios"* a aquéllos que se encuentran al final de la cadena de desexcitación de un hadrón pesado y se desintegran vía débil (con cambio de sabor del quark pesado).

La fracción de desintegración y la vida media, para cada canal, dependen de la composición de los hadrones secundarios y los valores de sus fracciones de desintegración.

Existen medidas en LEP de desintegraciones semileptónicas exclusivas (indirectas) [A-18], pero sobre todo de inclusivas [A-19], que permiten obtener un valor de las fracciones de desintegración semileptónicas de los canales $b \to lX$ y $b \to c \to lX$. Este valor es suficientemente preciso como para no tener que utilizar resultados de experimentos a bajas energías. En la referencia [A-9] encontramos un valor combinado, utilizando los resultados de los cuatro experimentos de LEP, de estas fracciones de desintegración.

Del mismo modo, existen medidas en LEP de las fracciones de desintegración para el canal $b \to J/\psi \to l^+l^-$ [A-20] y para otros estados del charmonium: χ_{1c} y ψ'. También existen medidas de la fracción de desintegración para el canal $b \to \tau$ [A-21] que, junto a las fracciones de desintegración leptónicas del τ [A-22], nos permiten obtener un valor experimental del $Br(b \to \tau \to lX)$.

No existen en cambio medidas en LEP para el canal $c \to lX$. Obtenemos el valor de su fracción de desintegración como el promedio de dos posibles opciones. La primera combina la composición relativa de hadrones D definida en JETSET con sus fracciones de desintegración leptónicas exclusivas correspondientes [A-22]. La segunda es una referencia a los resultados de ARGUS [A-23], en los que como en CLEO, la composición en hadrones D a energías por debajo del umbral de producción del $\Upsilon(4S)$ es la misma que en LEP (es decir, independiente del mecanismo de producción de los hadrones pesados).

La vida media inclusiva de los hadrones D, que proceden de la desintegración de hadrones B, se estima a partir de las medidas experimentales exclusivas de sus vidas medias [A-22] y su composición relativa definida en JETSET (la composición de los hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B no es necesariamente la misma que la de los hadrones D que proceden directamente de la fragmentación).

La vida media asociada a los estados del charmonium es muy pequeña y por tanto la consideramos despreciable. La vida media medida del leptón τ la tomamos de nuevo de [A-22].

La estimación de la vida media inclusiva de los hadrones D, como para el canal $b \to c \to lX$, la obtenemos considerando la composición relativa de hadrones D que tenemos en JETSET.

Una vez definidos los nuevos valores de las fracciones de desintegración semileptónica, para el conjunto de canales correspondientes a un quark pesado dado (quark b o quark c), debe renormalizarse la probabilidad de desintegración total a la unidad. Para ello, repesamos la fracción de desintegración, correspondiente al resto de los canales en los que se puede desintegrar el quark pesado, con un peso que viene dado por:

$$w_{Resto} = \frac{(1 - \sum_{i=1}^{\#Canales} x_i w_i)}{(1 - \sum_{i=1}^{\#Canales} x_i)} \qquad (A-4)$$

donde, tanto para el caso de la desintegración del quark b como para la del quark c, hemos denotado como *"#Canales"* a los canales para los que hemos definido nuevos valores de las fracciones de desintegración y como x_i y $x_i w_i$ ($i = 1,\ \#Canales$) a los antiguos y nuevos valores de estas fracciones.

A.3.1. Canal $b \to lX$.

La fracción de desintegración y vida media inclusiva utilizada en JETSET para este canal es muy simple de calcular, dado que su valor es prácticamente idéntico para todos los hadrones que contienen el quark b.

En una muestra Monte Carlo de hadrones B secundarios, con una composición dada en la tabla A.4 por:

	B^0	B^+	B^0_s	B^+_c	Λ^0_b	Ξ^-_b	Ξ^0_b	Ω^-_b	Otros B^+_c's
MC_{00}	40.79	40.79	9.34	0.007	7.94	0.55	0.55	0.01	0.02
MC_{94}	40.54	40.54	9.89	0.008	7.91	0.55	0.55	0.01	0.00

Tabla A.4. *Composición de hadrones B secundarios* (%)

aplicamos los valores de las fracciones de desintegración y vidas medias que encontramos en JETSET y mostramos en la tabla A.5:

	B^0	B^+	B^0_s	B^+_c	Λ^0_b	Ξ^-_b	Ξ^0_b	Ω^-_b	hadrones b
Br (00) (%)	11.2	11.2	11.2	—	—	—	—	—	11.2
τ_B(00) (ps)	1.31	1.31	1.31	—	1.31	1.31	1.31	1.31	1.43
Br (94) (%)	10.45	10.45	10.45	10.6	10.45	—	—	—	10.45
τ_B(94) (ps)	1.55	1.55	1.55	0.50	1.55	1.29	1.29	1.29	1.55

Tabla A.5. *Fracciones de desintegración semileptónicas y vidas medias de los hadrones B*

donde como *"hadrones b"* hemos englobado a aquéllos que no están incluidos en las columnas anteriores.

Los valores de la fracción de desintegración y la vida media τ_B, obtenidos en ambas muestras Monte Carlo, los presentamos en la tabla A.6 junto al valor experimental de la fracción de desintegración [A-9]:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to lX)$ (%)	11.2	10.45	10.90 ± 0.39
τ_B (ps)	1.310	1.547	???

Tabla A.6. *Valores de* $Br(b \to lX)$ *y* τ_B

El valor de τ_B experimental es el objetivo de este trabajo.

A.3.2. Canal $c \to lX$.

En la tabla A.7 mostramos las fracciones de desintegración y vidas medias de los hadrones D en JETSET,

	D^+	D^0	D_s^+	J/ψ	ψ'	Λ_c	Ξ_c^0	Ξ_c^+	Ω_c^0	hadrones c
Br (00) (%)	18.	7.2	7.6 (e) 8.0 (μ)	6.9	—	4.5	—	—	—	8.00
τ_c(00) (ps)	1.07	0.43	0.44	0.00	0.00	0.18	0.43	0.43	0.43	0.33
Br (94) (%)	18.	7.	7.9 (e) 8.3 (μ)	6.27 (e) 5.97 (μ)	0.83	4.5	—	—	—	8.00
τ_c(94) (ps)	1.06	0.41	0.47	0.00	0.00	0.19	0.083	0.30	0.43	0.33

Tabla A.7. *Fracciones de desintegración semileptónicas y vidas medias de hadrones D*

que aplicamos sobre una muestra cuya composición viene dada en la tabla A.8:

	D^+	D^0	D_s^+	J/ψ	ψ'	c-onia
MC_{00}	24.42 ± 0.04	57.24 ± 0.05	9.36 ± 0.03	$.01 \pm 0.00$	$.00 \pm 0.00$	0.01 ± 0.00
MC_{94}	24.35 ± 0.04	56.74 ± 0.04	9.87 ± 0.02	$.01 \pm 0.00$	$.00 \pm 0.00$	0.01 ± 0.00

	Λ_c	Ξ_c^0	Ξ_c^+	Ω_c^0
MC_{00}	7.86 ± 0.03	0.54 ± 0.01	0.55 ± 0.01	0.01 ± 0.00
MC_{94}	7.92 ± 0.02	0.55 ± 0.02	0.54 ± 0.01	0.01 ± 0.00

Tabla A.8. *Composición de hadrones D secundarios* (%)

para obtener el valor del $Br(c \to lX)$ definido en el Monte Carlo y que detallamos en la tabla A.10.

Aquellos hadrones D, para los que no hay en JETSET un valor explícito de su fracción de desintegración, los hemos denotado por *hadrones c*.

Desde el punto de vista experimental en la tabla A.9 mostramos algunos valores de las fracciones de desintegración semileptónicas exclusivas de hadrones D. En esta tabla hemos incluido los valores que encontramos en la referencia [A-22] y los correspondientes al mesón D_s^+ y los bariones Ξ_c^0 y Ξ_c^+ que hemos estimado considerando que el cociente de las fracciones de desintegración, de los mesones en el primer caso y de los bariones en el segundo, son iguales que los cocientes de vidas medias (es decir, que son iguales las anchuras de desintegración semileptónicas). El error correspondiente a esta estimación lo hemos aumentado en un 50%. Para aquellos hadrones que no están incluidos en la tabla A.9 consideramos, con un error del 50%, el valor de la fracción de desintegración semileptónica de los *hadrones c*: $Br(\text{hadrones c} \to lX) = (8.00 \pm 4.00)$.

En la tabla A.9 presentamos también los valores experimentales de las vidas medias de los hadrones D. En esta tabla están los valores que encontramos en [A-22] y los del J/ψ y $\psi(2S)$ que hemos estimado a partir de sus anchuras de desintegración.

	D^+	D^0	D_s^+	J/ψ	ψ (2S)
Br (%)	17.2 ± 1.9(e)	7.7 ± 1.2 (e) $10.0\pm 2.6(\mu)$	(8.55 ± 1.00)	5.99 ± 0.25 (e) $5.97\pm 0.25(\mu)$	0.0088 ± 0.0013 (e) $0.0077\pm 0.0017(\mu)$
τ_c (ps)	1.057 ± 0.015	0.467 ± 0.017	0.415 ± 0.004	$(0.70 \pm 0.04)10^{-8}$	$(0.20 \pm 0.02)10^{-8}$

	Λ_c	Ξ_c^0	Ξ_c^+
Br (%)	$4.5 \pm 1.7(e)$	(2.21 ± 1.50)	(7.88 ± 4.70)
τ_c (ps)	$0.200\pm^{0.011}_{0.010}$	$0.098\pm^{0.023}_{0.015}$	$0.35\pm^{0.07}_{0.04}$

Tabla A.9. *Fracciones de desintegración semileptónicas y vidas medias experimentales de hadrones D* (%)

En cuanto a la composición de los hadrones D producidos en LEP, aceptamos los valores definidos en JETSET (tabla A.8), pero con una incertidumbre del 10% para los hadrones D^0 y D^+, del 15% para los D_s^+ y del 25% para el resto de los casos.

Combinando los valores de las fracciones de desintegración y vidas medias de los hadrones D según su composición definida en la tabla A.8, obtenemos una probabilidad de desintegración $Br(c \rightarrow lX) = 10.04 \pm 0.79 \pm 0.36\%$ y un valor de la vida media $\tau_c = 0.679 \pm 0.053 \pm 0.036$ ps. El primer error procede de la incertidumbre experimental en el valor de las fracciones de desintegración exclusivas y el segundo de la incertidumbre estimada en la composición de hadrones D.

El valor de la fracción de desintegración obtenido, podemos combinarlo con la medida de ARGUS [A-23] y resulta un valor promedio de $Br(c \rightarrow lX) = 9.78 \pm 0.63\%$.

Los valores obtenidos en JETSET, y los valores experimentales escogidos para el $Br(c \rightarrow lX)$ y la vida media inclusiva τ_c de los hadrones D, los mostramos en la tabla A.10 y son:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(c \rightarrow eX)$ (%)	9.67 ± 0.01	9.58 ± 0.01	9.78 ± 0.63
$Br(c \rightarrow \mu X)$ (%)	9.71 ± 0.01	9.62 ± 0.01	=
τ_c (ps)	0.7117 ± 0.0003	0.7015 ± 0.0003	0.679 ± 0.051

Tabla A.10. *Valores de $Br(c \rightarrow lX)$ y τ_c*

A.3.3. Canal b$\rightarrow$ c $\rightarrow$ l.

Entendemos como canal b$\rightarrow$ c $\rightarrow$ l las desintegraciones semileptónicas correspondientes a los canales b $\rightarrow$ c $\rightarrow lX$, b $\rightarrow \bar{c} \rightarrow lX$ y b $\rightarrow \tau \rightarrow lX$.

A.3.3.1. Canal b$\rightarrow$ c $\rightarrow$ l.

En JETSET, las fracciones relativas de hadrones D que provienen de la desintegración de hadrones B vienen dadas en la tabla A.11 como:

	D^+	D^0	D_s^+	J/ψ	χ_{c1}	ψ'	c-onia	Λ_c	Ξ_c^0	Ξ_c^+	Ω_c^0
B (MC_{00})	24.3	56.9	6.8	1.1	0.0	0.0	0.0	7.1	0.5	0.5	0.0
B (MC_{94})	23.2	56.0	8.2	1.2	0.2	0.1	0.9	6.9	0.5	0.5	0.0

Tabla A.11. *Composición de hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B (%) en JETSET*

(NOTA: Como *"c-onia"* entendemos aquellos estados $c\bar{c}$ que no son J/ψ, χ_{c1} ni ψ')

que corresponden a un $Br(b \rightarrow c) \approx 97.2\%$ para el Monte Carlo(00) y un $Br(b \rightarrow c) \approx 97.7\%$ para el Monte Carlo(94).

Estos valores son compatibles con un valor experimental de $Br(b \rightarrow c) \approx 97.7\%$, obtenido a bajas energías en el umbral de producción del $\Upsilon(4S)$ [A-24]. Los resultados de estos experimentos, en los que se producen casi exclusivamente hadrones B^+ y B^0, están resumidos en la tabla A.12, extraída de [A-22]:

	D^+	D^0	D_s^+	J/ψ	χ_{c1}	ψ'	bariones c
B^0/B^+	26 ± 4	54 ± 6	8.9 ± 1.1	1.30 ± 0.17	1.1 ± 0.4	$(4.6 \pm 2.0)\times 10^{-3}$	6.4 ± 1.1

Tabla A.12. *Composición experimental de hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B* (%)

En LEP, a diferencia de lo que pasa en los experimentos de bajas energías, se producen toda clase de hadrones con "belleza" y la información de la tabla A.12 resulta entonces demasiado reducida. En particular, los mesones D_s^+ proceden fundamentalmente de la desintegración de B_s^0 y los bariones Λ_c de la desintegración de bariones con "belleza" (fundamentalmente Λ_b). En [A-25] y, en especial, en [A-26], encontramos medidas indirectas en LEP de las fracciones de desintegración de hadrones B en hadrones D.

En cualquier caso, para el canal $b \rightarrow c \rightarrow l$ existe, como para $b \rightarrow l$, un valor inclusivo de su fracción de desintegración obtenido en LEP a partir del ajuste de los espectros leptónicos. Es habitual además separar la contribución debida al canal $b \rightarrow J/\psi \rightarrow l$, del que existen en LEP medidas directas de su fracción de desintegración. Veamos ambos canales por separado y escojamos los valores de las fracciones de desintegración, así como los de la vida media inclusiva, más adecuados en cada caso:

- Para el canal $b \to c \to l$, consideramos el valor obtenido en [A-9] $Br(b \to c \to l) = 8.36 \pm 0.52\%$.

  Para obtener el valor de la vida media de las hadrones D, que provienen de la desintegración de hadrones B, consideramos la composición dada en la tabla A.12 y una proporción entre el número de Λ_c y el número de "bariones c" de 7:1, como en JETSET, con una incertidumbre del 50%. El valor obtenido es $\tau_c(\mathrm{ps}) = 0.69 \pm 0.04$. Utilizando esta composición de hadrones D para calcular la fracción de desintegración $Br(b \to c \to l)$, obtenemos un valor de $Br(b \to c \to l) = 10.08 \pm 1.16\%$, algo más alto que el de [A-9] pero compatible estadísticamente.

  Estos resultados los resumimos en la tabla A.13:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to c \to eX)$ (%)	9.39 ± 0.01	9.31 ± 0.01	8.36 ± 0.52
$Br(b \to c \to \mu X)$ (%)	9.42 ± 0.01	9.34 ± 0.01	=
τ_c (ps)	0.7185 ± 0.0003	0.6880 ± 0.0002	0.69 ± 0.04

Tabla A.13. *Valores de* $Br(b \to c \to lX)$ *y* τ_c

- Para el canal $b \to \mathrm{J}/\psi \to l^+l^-$, suponiendo que los errores sistemáticos están completamente correlacionados, la media experimental combinada de [A-20] es $Br(b \to J/\psi) = 1.154 \pm 0.047 \pm 0.113\%$, compatible con el valor utilizado en JETSET.

  Teniendo en cuenta las fracciones de desintegración semileptónicas $Br(J/\psi \to l^+l^-)$ (tabla A.7), obtenemos un resultado experimental que, junto a los valores definidos en JETSET, mostramos en la tabla A.14:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to J/\psi \to e^+e^-)$ (%)	$(7.96 \pm 0.07)10^{-2}$	$(7.42 \pm 0.05)10^{-2}$	$(7.8 \pm 1.0)10^{-2}$
$Br(b \to J/\psi \to \mu^+\mu^-)$ (%)	=	$(7.07 \pm 0.05)10^{-2}$	=

Tabla A.14. *Valores de* $Br(b \to J/\psi \to l^+l^-)$

El valor del $\tau_{J/\psi}$ lo consideramos despreciable.

A.3.3.2. Canal b$\rightarrow$ $\bar{c}$ $\rightarrow$l.

La composición en JETSET de hadrones D en este canal, excluyendo los estados charmonium que hemos tenido en cuenta en el apartado anterior, la mostramos en la tabla A.15:

	D^+	D^0	D_s^+	Λ_c	c-hadrones
B (MC_{00})	1.8	3.8	9.4	0.0	0.0
B (MC_{94})	2.0	4.4	8.9	0.1	0.0

Tabla A.15. *Composición de hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B* (%)

que corresponden a un $Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}}) \approx 15\%$ para el $MonteCarlo(00)$ y un $Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}}) \approx 15.4\%$ para el $MonteCarlo(94)$. Estos valores coinciden, dentro del error, con el obtenido del cálculo del $Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}})$ utilizando el modelo de Quark Espectador.

Dado que no hay resultados experimentales, utilizamos el valor de JETSET como nominal del valor del $Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}})$ con un error del 25%. Este error es el que se obtiene al calcular la fracción de desintegración del canal $\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}}$ a partir de su anchura de desintegración dentro del modelo de Quark Espectador [A-12].

Considerando las fracciones de desintegración semileptónica, para cada uno de los hadrones D de la tabla A.15, obtenemos los siguientes valores de la tabla A.16:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}} \rightarrow \mathrm{e}X)$ (%)	1.306 ± 0.003	1.372 ± 0.003	1.35 ± 0.40
$Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}} \rightarrow \mu X)$ (%)	1.344 ± 0.003	1.408 ± 0.003	=
τ_c (ps)	0.588 ± 0.001	0.608 ± 0.001	0.60 ± 0.15

Tabla A.16. *Valores de* $Br(\mathrm{b} \rightarrow \bar{\mathrm{c}} \rightarrow lX)$ *y* τ_c

A.3.3.3. Canal b$\rightarrow$ τ $\rightarrow$ l.

En las tablas A.17 mostramos los valores de las fracciones de desintegración $Br(b \rightarrow \tau X)$ y $Br(D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau)$ utilizados en JETSET:

	B^0	B^+	B_s^+	B_c^+	Λ_b^0	b-hadrons	D_s
$Br(00)$ (%)	2.8	2.8	2.8	—	—	5.0	4.0
$Br(94)$ (%)	2.81	2.82	2.81	5.7	2.8	2.81	4.0

Tabla A.17. *Fracciones de desintegración de* $b \rightarrow \tau X$ *y* $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$

y unas fracciones de desintegración leptónicas $Br(\tau \rightarrow l\bar{\nu}_l\nu_\tau)$, dadas en las tabla A.18 por:

	MC_{00}	MC_{94}
$Br(\tau \to e\bar{\nu}_e\nu_\tau)$ (%)	17.7	17.91
$Br(\tau \to \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau)$ (%)	17.7	17.8

Tabla A.18. *Fracciones de desintegración leptónicas* $\tau \to l\bar{\nu}_l\nu_\tau$en JETSET

Las medidas experimentales del $Br(b \to \tau^+\nu X)$ que utilizamos son las que encontramos en [A-21] y su valor medio, considerando completamente correlacionados sus errores sistemáticos, resulta ser $Br(b \to \tau^+\nu X) = 3.17{\pm}0.51{\pm}0.72 \sim 3.2{\pm}0.9\%$. Combinando este valor con la medida experimental del $Br(\tau \to lX)$ [A-22] obtenemos, junto a las fracciones de desintegración utilizadas en JETSET, unos valores dados en la tabla A.19 de:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to \tau \to lX)$ (%)	0.53 ± 0.01	0.52 ± 0.005	0.57 ± 0.16
$Br(b \to D_s \to \tau \to lX)$ (%)	0.110 ± 0.003	0.120 ± 0.003	(0.12 ± 0.06)
$Br(D_s \to \tau \to lX)$ (%)	0.71 ± 0.03	0.72 ± 0.02	(0.71 ± 0.30)

Tabla A.19. *Valores de* $Br(b \to \tau \to lX)$, $Br(b \to D_s \to \tau \to lX)$ *y* $Br(D_s \to \tau \to lX)$

donde únicamente el valor del $Br(b \to \tau \to lX)$ es un resultado experimental. Los valores para los canales $Br(b \to D_s \to \tau \to lX)$ Y $Br(D_s \to \tau \to lX)$ son los de JETSET con un 50% de error.

El valor experimental de la vida media del τ lo encontramos de nuevo en [A-22].

Concluimos entonces con unos valores "efectivos" de las fracciones de desintegración y vidas medias dados por (tabla A.20)*:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to \tau \to lX)_{efec}$ (%)	0.64 ± 0.01	0.64 ± 0.01	0.69 ± 0.17
τ_τ (fs)	303.3	304.6	295.6 ± 3.1
$Br(D_s \to \tau \to lX)$ (%)	0.71 ± 0.03	0.72 ± 0.02	0.71 ± 0.30
$\tau_c(efec)$ (fs)	743.3	774.6	711 ± 5

Tabla A.20. *Valores de* $Br(b \to \tau \to lX)$, $Br(D_s \to \tau \to lX)$ *y correspondientes vidas medias*

El valor promedio τ_c, del canal inclusivo "$c \to lX$", no varía al incluir el de $D_s \to \tau \to lX$**.

* $Br(b \to \tau \to lX)_{efec} \equiv Br(b \to \tau \to lX) + Br(b \to D_s \to \tau \to lX)$, $\tau_c(efec) \equiv \tau_{D_s} + \tau_\tau$

** En la proporción $D_s : c$ descrita en la tabla A.8 para el Monte Carlo y, con un 50% de error, para los datos.

A.3.3.4. Resultado combinado.

En el ajuste de τ_B utilizamos un valor promedio de τ_c para el canal "$b \to c \to lX$". Este valor está detallado en la tabla A.21, junto a los valores de las fracciones de desintegración correspondientes:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to c \to eX)_{efec}$ (%)	11.495 ± 0.015	11.470 ± 0.015	10.56 ± 0.68
$Br(b \to c \to \mu X)_{efec}$ (%)	11.563 ± 0.015	11.529 ± 0.015	=
τ_c (ps)	0.670 ± 0.001	0.648 ± 0.001	0.64 ± 0.07

Tabla A.21. *Valores de $Br(b \to c \to lX)$ y vida media de los hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B, τ_c*

A.3.4. Tablas.

En las tablas A.22a y A.22b resumimos los valores de las fracciones de desintegración y vidas medias que utilizan ambos Monte Carlo y los resultados experimentales correspondientes:

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$Br(b \to lX)$ (%)	11.2	10.45	10.90 ± 0.39
$Br(c \to lX)$ (%)	9.67 (e) 9.71 (μ)	9.58 (e) 9.62 (μ)	9.78 ± 0.63
$Br(D_s \to \tau \to lX)$ (%)	0.71	0.72	(0.71 ± 0.30)
$Br(b \to c \to lX)$ (%)	9.39 (e) 9.42 (μ)	9.31 (e) 9.34 (μ)	8.36 ± 0.52
$Br(b \to J/\psi \to ll)$ (%)	$7.96 \cdot 10^{-2}$	$7.42 \cdot 10^{-2}$ (e) $7.07 \cdot 10^{-2}$ (μ)	$(7.8 \pm 1.0)10^{-2}$
$Br(\mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}} \to lX)$ (%)	1.306 (e) 1.344 (μ)	1.372 (e) 1.408 (μ)	1.35 ± 0.40
$Br(b \to \tau \to lX)$ (%)	0.64	0.64	0.69 ± 0.17

Tabla A.22a. *Valores finales de las fracciones de desintegración.*

	MC_{00}	MC_{94}	Datos
$\tau_B(b \to lX)$ (ps)	1.310	1.547	Este trabajo
$\tau_c(c \to lX)$ (ps)	0.712	0.702	0.679 ± 0.050
$\tau_c(b \to c \to lX)$ (ps)	0.670	0.648	0.64 ± 0.07

Tabla A.22b. *Valores finales de vidas medias.*

donde $\tau_c(b \to c \to lX)$ denota la vida media de los hadrones D que proceden de la desintegración de hadrones B.

A.4. Espectro de los leptones inclusivos.

En JETSET, el modelo escogido para describir las desintegraciones semileptónicas está excesivamente simplicado:

- El momento del leptón en las desintegraciones semileptónicas de sabores pesados se obtiene a partir de un elemento de matriz V-A simplicado (V-A es una forma de denotar la estructura de las corrientes débiles cargadas).

- En el caso de las desintegraciones b $\rightarrow$ c$l^-\bar{\nu}_l$ el quark c se combina con el antiquark o diquark espectador para formar un único hadrón, que puede ser una resonancia pseudoescalar, vectorial o tensorial (alrededor de un 30% para ser consistentes con los resultados experimentales actuales). En el caso de los hadrones D, a través de un sencillo esquema de combinación de sabores, la multiplicidad puede ser más elevada.

- En el modelo utilizado por JETSET no se tienen en cuenta correlaciones de *spin*, ni correcciones radiativas del estado final y, en el caso de los hadrones B, tampoco las desintegraciones suprimidas por el elemento de matriz CKM b $\rightarrow$ u$l^-\bar{\nu}_l$.

En lugar de este modelo excesivamente simplificado, vamos a utilizar la parametrización de los espectros semileptónicos que se ha obtenido en experimentos de baja energía utilizando diferentes modelos fenomenológicos.

A.4.1. Canal $b \rightarrow lX$.

En el capítulo 1 introducíamos los modelos ACCMM y ISGW, como modelos alternativos al del Quark Espectador, para describir la física de la desintegración semileptónica de sabores pesados.

El ajuste del modelo ACCMM, al espectro de los leptones que provienen de la desintegración débil de los mesones B^0/B^+, se ha llevado a cabo en CLEO [A-27] y se han obtenido unos valores de sus parámetros dados por: $p_F = 298$ MeV, $m_c = 1673$ MeV.

Considerando que la relación de proporcionalidad B^0:B^+ es la misma en LEP que en CLEO o que en cualquier caso, el espectro de los leptones en los que se desintegran es muy parecido, corregiremos el espectro que precide JETSET al descrito por los datos experimentales de CLEO.

La dependencia de la forma del espectro con el modelo, lo estimaremos utilizando los resultados de otras parametrizaciones. En concreto utilizando los resultados obtenidos con los modelos ISGW y ISGW**:

ACCMM como valor central : $p_F = 298$ MeV, $m_c = 1673$ MeV

ISGW como $+1\sigma$ (fracción de $D^{**} = 11\%$)

ISGW** como -1σ : fracción de $D^{**} = 32\%$

El espectro de los leptones para cada uno de estos modelos lo encontramos en la figura A.4:

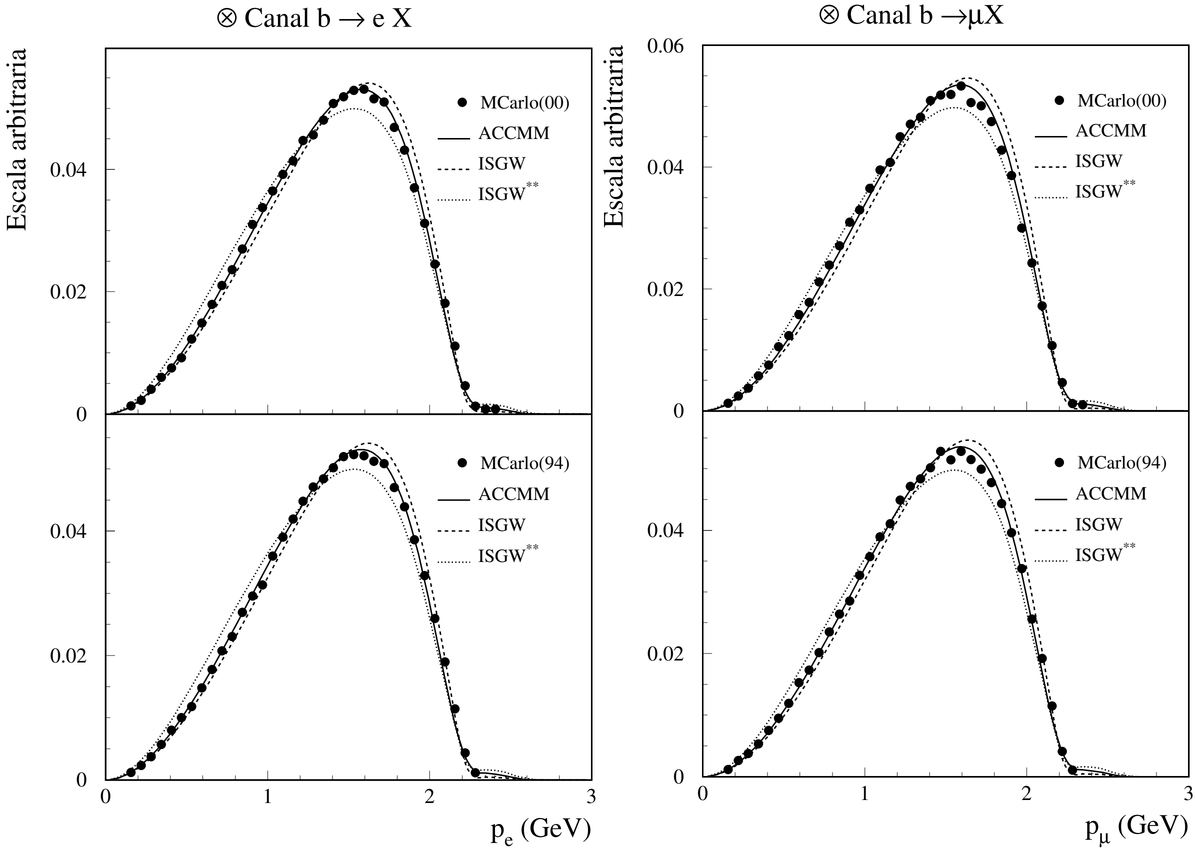


Fig.A.4: *Comparación del (a) momento del electrón y (b) momento del muón, para sucesos $b \rightarrow l$ en el sistema de referencia del hadrón B, entre JETSET y las parametrizaciones obtenidas, al ajustar los datos de CLEO, con los modelos ACCMM, ISGW, ISGW**.*

donde, han sido incluidas las correcciones radiativas del estado final [A-28] y la contribución de $b \rightarrow u$, descrita a través del modelo ACCMM, del 2.7%, 0.6% y 2.2% sobre la cantidad de $b \rightarrow l$ para los modelos ACCMM, ISGW y ISGW** respectivamente [A-27].

Para el espectro de leptones procedentes de mesones B_s no tenemos resultados experimentales. Dado que en JETSET el mecanismo de desintegración del mesón B_s es semejante al de los mesones B^0/B^+, asumiremos como valido el mismo espectro.

Para el caso de los bariones tampoco hay resultado experimentales. Considerando que constituyen únicamente un 10% de la muestra total de hadrones B, despreciamos la incertidumbre en la forma de su espectro semileptónico como posible fuente de error sistemático.

A.4.2. Canal $c \to lX$.

Para el espectro de los leptones que proceden de la desintegración de hadrones D utilizamos la parametrización del modelo ACCMM obtenida del ajuste a los datos de DELCO y MARKIII [A-29]. Éstos incluyen los espectros semileptónicos para los hadrones D^+ y D^0 [A-9][A-12]: $p_F = 0.467$ GeV, $m_s = 0.001$ GeV.

Consideramos que la variación en el valor de los parámetros p_F y m_s, que mostramos a continuación, es suficiente para estimar la dependencia del resultado de nuestro análisis con el modelo utilizado:

ACCMM1 como valor central : $p_F = 0.467$ MeV, $m_c = 0.001$ MeV

ACCMM2 como $+1\sigma$: $p_F = 0.353$ MeV, $m_c = 0.001$ MeV

ACCMM3 como -1σ : $p_F = 0.467$ MeV, $m_c = 0.001$ MeV

Las distribuciones resultantes se muestran en la figura A.5:

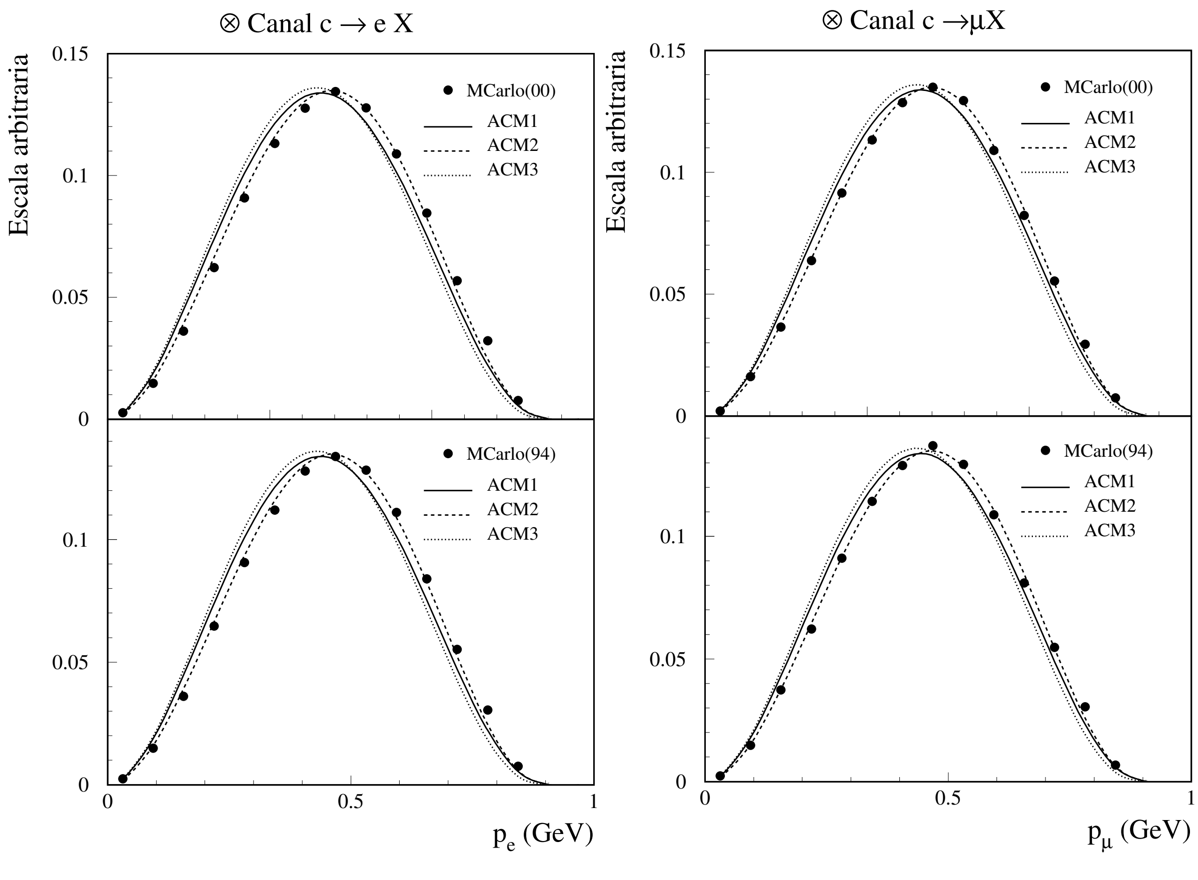


Fig.A.5: *Comparación del (a) momento del electrón y (b) momento del muón, para sucesos $c \to l$ en el sistema de referencia del hadrón D, entre JETSET y las parametrizaciones obtenidas, del ajuste y su desviación estándar, de los datos de DELCO y MARKIII con el modelo ACCMM.*

A.4.3. Canal b→ c → l.

Una vez descrito, en el apartado anterior, el espectro de los leptones en el sistema en reposo de los hadrones D, basta con estudiar el de los hadrones D en el sistema de los hadrones B para obtener el espectro leptónico correspondiente a la desintegración semileptónica $b \to c \to lX$.

Para ello disponemos de las medidas de ARGUS y CLEO de los espectros $B^0/B^+ \to D^0$, $B^0/B^+ \to D^+$ [A-30] y $B^0/B^+ \to D_s$ [A-31]. En las figuras A.6 contrastamos los espectros obtenidos en ARGUS y CLEO con los resultados de JETSET.

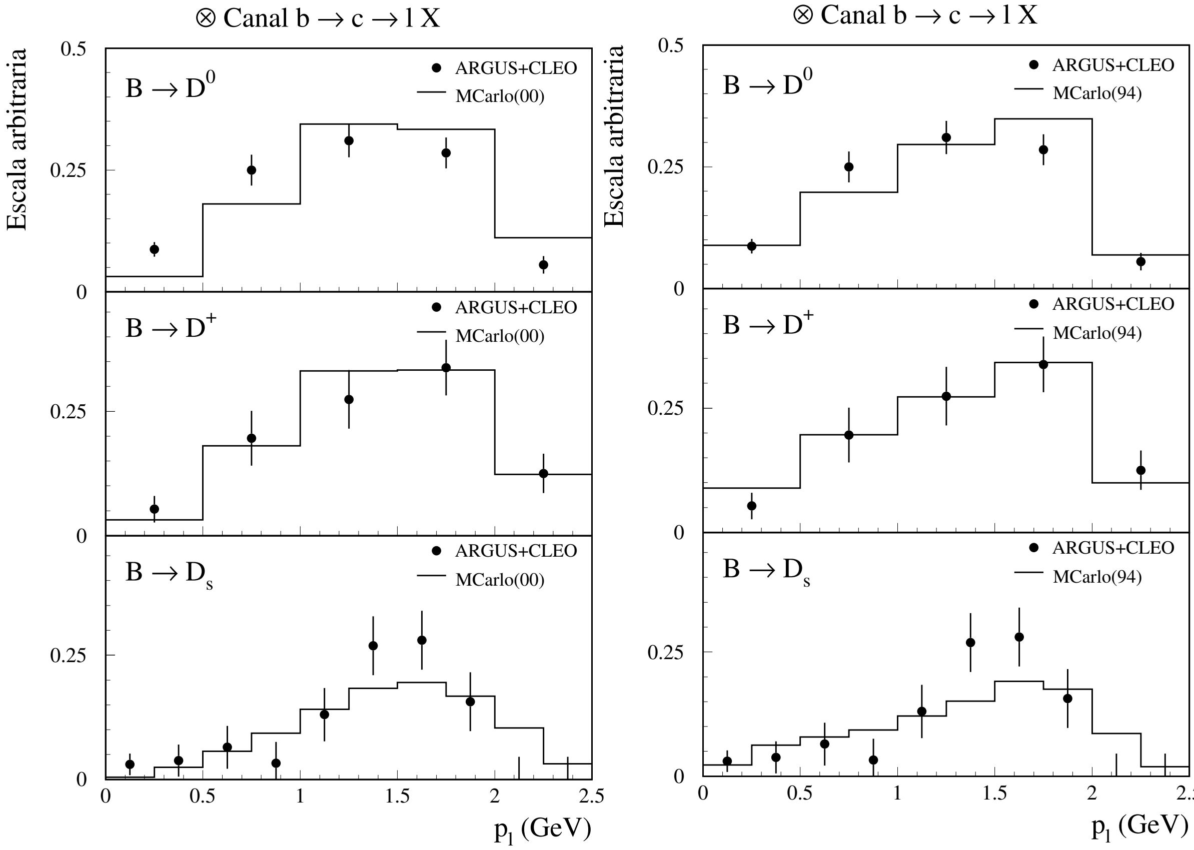


Fig.A.6: *Comparación del momento de los mesones D^0, D^+ y D_s, en el sistema de referencia del hadrón B, entre JETSET y los datos de CLEO.*

A.5. Comparación con los datos.

Repesamos el Monte Carlo de forma que tenga definidos los parámetros estimados de las tablas A.1, A.3 y A.22 y los espectros leptónicos descritos en el apartado anterior. El efecto en el análisis, de la variación de los valores de estos parámetros dentro de su error, se estudia en el capítulo 5.

El resultado obtenido (al repesar el Monte Carlo) lo presentamos para los datos del año 1993 en las figuras A.7, donde se comparan las formas (es decir, normalizando los histogramas al número de entradas) del Monte Carlo frente a los datos antes y después del repesado.

Para comparar datos frente al Monte Carlo hemos definido un χ^2 dado por:

$$\chi^2 = \sum \frac{(n_i - Np_i)^2}{Np_i} + \frac{(m_i - Mp_i)^2}{Mp_i} \qquad (A-5)$$

donde, $p_i \equiv (n_i + m_i)/(N + M)$ y, N y M corresponden al número de entradas de los dos histogramas que comparamos. La diferencia en %, $\Delta\chi^2$, entre el valor del χ^2 antes y después del repesado lo presentamos en la tabla A.23:

	$\Delta(\chi^2)$ (91)	$\Delta(\chi^2)$ (92)	$\Delta(\chi^2)$ (93)	$\Delta(\chi^2)$ (94)
p_e (GeV)	6.7%	10.8%	15.0%	-3.8%
$p_T(e)$ (GeV)	-1.5%	-5.6%	-8.7%	-9.4%
p_μ (GeV)	10.1%	21.5%	19.19%	-2.7%
$p_T(\mu)$ (GeV)	5.1%	8.7%	6.0 %	-4.1%

Tabla A.23. $\Delta\chi^2(\equiv \chi^2$ *(antes del repesado)* $-\chi^2$ *(después del repesado)) para las muestras de electrones y muones*

que se obtiene a partir de las diferencias, entre los valores de los χ^2, mostradas en la tabla A.24:

	χ^2 (91)	χ^2 (92)	χ^2 (93)	χ^2 (94)
p_e (GeV)	(60.9-52.7)/49	(81.0-63.7)/49	(54.5-43.1)/49	(36.3-37.8)/49
pt_e (GeV)	(45.0-45.7)/49	(69.1-75.5)/49	(35.7-38.8)/49	(46.7-51.1)/49
p_μ (GeV)	(46.8-38.3)/49	(66.5-41.3)/49	(81.0-54.6)/49	(33.3-34.2)/49
pt_μ (GeV)	(33.3-30.2)/49	(49.6-45.4)/49	(68.1-64.5)/49	(62.8-65.4)/49

Tabla A.24. χ^2 *antes y después del repesado ((*χ^2*(antes)-*χ^2*(después))/Número de grados de libertad)*

En general, el repesado mejora las distribuciones de momento para electrones y muones y las de momento transverso para muones.

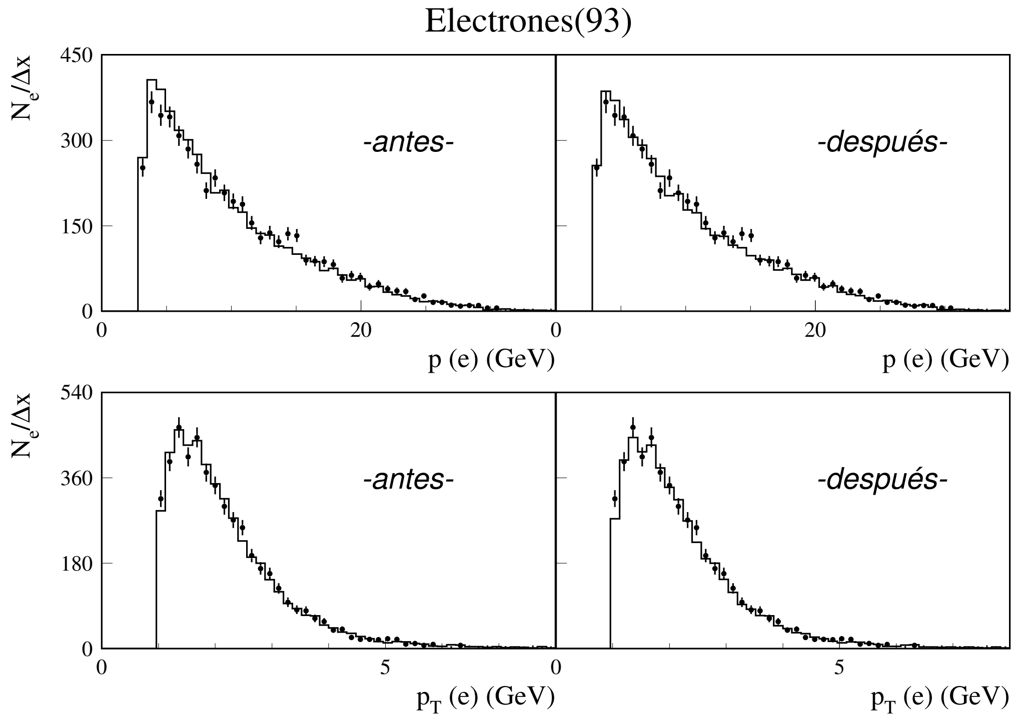


Fig.A.7a: *Comparación Datos-Monte Carlo de las distribuciones de momento y momento transverso para electrones del año 93, (a) antes y (b) después del repesado*

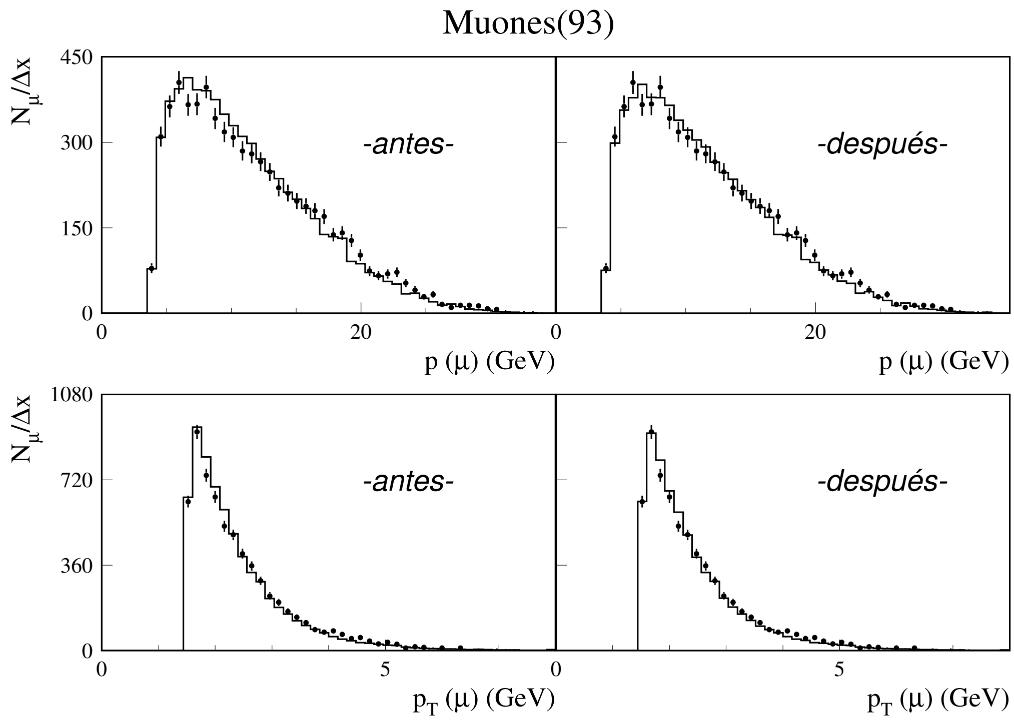


Fig.A.7b: *Comparación Datos-Monte Carlo de las distribuciones de momento y momento transverso para muones del año 93, (a) antes y (b) después del repesado*

Referencias:

[A- 1] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **56** (1992) 47;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 179;
OPAL Collab., M.Z.Akrawy *et al.,* Phys. Lett. **B 263** (1991) 311;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Zeit. für Phys. C **60** (1993) 199;
OPAL Collab., P.Acton *et al.,* Zeit. für Phys. C **58** (1993) 523;
L3 Collab., B.Adeva *et al.,* Phys. Lett. **B 261** (1991) 177.

[A- 2] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 281** (1992) 383;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 383;
L3 Collab., O.Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 307** (1993) 237.

[A- 3] OPAL Collab., P.Acton *et al.,* Zeit. für Phys. C **60** (1993) 579.

[A- 4] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **65** (1995) 555;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **66** (1995) 323;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 313** (1993) 535;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Zeit. für Phys. C **61** (1994) 357.

[A- 5] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 383.

[A- 6] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 179.

[A- 7] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **59** (1993) 533.

[A- 8] OPAL Collab., G.Alexander *et al.,* Zeit. für Phys. C **67** (1995) 27.

[A- 9] The LEP Experiments: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL. "Combining heavy flavours electroweak measurements at LEP", CERN-PPE/96-017.

[A- 10] M.H.Seymour, Nucl. Phys. B **436** (1995) 163;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Phys. Lett. **B 353** (1995) 595.

[A- 11] C. Peterson, D.Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, Phys. Rev. D **27** (1983) 105

[A- 12] P.Arce. "*Estudio de la física de los quarks con belleza a las energías del bosón Z*", Tesis Doctoral, Univ. Autónoma de Madrid (1994).

[A- 13] CLEO Collab. , D.Bortoletto *et al.,* Phys. Rev. D **37** (1988) 1719, pág. 1730.

[A- 14] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **57** (1992) 47;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **57** (1993) 181;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 179;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Zeit. für Phys. C **60** (1993) 199;
OPAL Collab., G.Alexander *et al.,* CERN-PPE/95-122;
OPAL Collab., G.Alexander *et al.,* CERN-PPE/95-153;
L3 Collab., B.Adeva *et al.,* Phys. Lett. **B 261** (1991) 177;
L3 Collab., O.Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 288** (1992) 412.

[A- 15] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 357** (1995) 699;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **68** (1995) 353.

[A- 16] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **59** (1993) 533;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 266** (1991) 218;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 1.

[A- 17] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 179.

[A- 18] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 311** (1993) 379;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **68** (1995) 541;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* CERN-PPE/95-54.

[A- 19] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 281** (1992) 383;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **57** (1992) 47;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Zeit. für Phys. C **66** (1995) 323;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Zeit. für Phys. C **62** (1994) 179;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Zeit. für Phys. C **60** (1993) 199;
L3 Collab., B.Adeva *et al.,* Phys. Lett. **B 261** (1991) 177.

[A- 20] OPAL Collab., G.Alexander *et al.,* CERN-PPE/95-153;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.,* Phys. Lett. **B 341** (1994) 109;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 396;
L3 Collab., O.Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 317** (1993) 467.

[A- 21] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 298** (1993) 479;
L3 Collab., M.Acciarri *et al.,* Phys. Lett. **B 332** (1994) 201.

[A- 22] Particle Data Group, L. Montanet *et al.,* Phys. Rev. D **50** (1992) 1.

[A- 23] ARGUS Collab. , H. Albrecht *et al.,* Phys. Lett. **B 278** (1992) 202

[A- 24] ARGUS Collab. , H. Albrecht *et al.,* Zeit. für Phys. C **52** (1991) 353;
CLEO Collab. , D.Bortoletto *et al.,* Phys. Rev. D **45** (1992) 21;
CLEO Collab. , D.Bortoletto *et al.,* Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2117.

[A- 25] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 294** (1992) 145;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 359** (1995) 236;
ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* Phys. Lett. **B 361** (1995) 221;
OPAL Collab., R.Acton *et al.,* Phys. Lett. **B 295** (1992) 357;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* CERN-PPE/95-090.

[A- 26] ALEPH Collab., D.Buskulic *et al.,* CERN-PPE/95-92;
OPAL Collab., R.Akers *et al.,* Zeit. für Phys. C **67** (1995) 57.

[A- 27] CLEO Collab. , S.Henderson *et al.,* Phys. Rev. D **45** (1992) 2212.

[A- 28] D.Atwood and W.J.Marciano, Phys. Rev. D **41** (1990) 1736.

[A- 29] DELCO Collab. , W.Bacino *et al.,* Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1073;
MARKIII Collab. , R.M.Baltrusaitis *et al.,* Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1976.

[A- 30] CLEO Collab. , D.Bortoletto *et al.,* Phys. Rev. D **45** (1992) 21;
ARGUS Collab. , H. Albrecht *et al.,* Zeit. für Phys. C **52** (1991) 353

[A- 31] CLEO Collab. , D.Bortoletto *et al.,* Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2117.

Adenda

Estimación de errores

a.1. Tratamiento de errores.

Aunque el tratamiento y la propagación de los errores estadísticos puede resolverse de forma estricta, los errores sistemáticos, que no dependen de la estadística recogida, no tienen un tratamiento definido y, en el mejor de los casos, éste resulta sólo "adecuado". Por eso, el tratamiento escogido debe concretarse a fin de permitir, si se desea, recuperar el resultado final o calcularlo de otra forma.

La existencia de errores sistemáticos, que suelen clasificarse por su origen, se debe al desconocimiento en alguno de los requisitos, ya sea teórico o experimental, sobre los que se desarrolla una determinada medida. Por ello, no pueden reducirse a no ser que se avance en un conocimiento más preciso de la causa que lo genera.

Dado que todas las medidas experimentales tienen en su error una componente estadística y otra sistemática, la primera discusión que se nos plantea es cómo calcular la media: debe o no darse significancia estadística a los errores sistemáticos. Es frecuente encontrar cálculos de medias ponderadas en los que se han introducido los errores sistemáticos (o parte de ellos) en los pesos. Nosotros hemos preferido considerar únicamente a los errores estadísticos en el cálculo de la media y separar los errores sistemáticos en un tratamiento independiente.

No hay ninguna ventaja especial por el hecho de elegir uno u otro criterio en el cálculo de las medias ponderadas. En todo caso, debe destacarse, que el criterio que hemos escogido permite separar de una forma clara y razonable los errores estadísticos y sistemáticos.

a.2. Cálculo de la media y error estadístico.

La media entre un conjunto de medidas x_i, con $i = 1, ..., N$, se obtiene minimizando el siguiente χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (\bar{x} - x_i) V_{ij}^{-1} (\bar{x} - x_j) \qquad \text{donde} \quad \begin{cases} \bar{x} = \text{valor medio} \\ x_i = \text{i} - \text{medida} \\ V_{ij} = \text{matriz de covarianza} \end{cases} \qquad (a-1)$$

y la varianza de la media a partir de :

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = 2 \left(\frac{\delta^2 \chi^2}{\delta \bar{x}^2} \right)^{-1} \qquad (a-2)$$

a.2.1. Cálculo de la media y error estadístico.

En el caso más general, en el que puede haber correlación entre las medidas realizadas, la minimización del χ^2 conduce a:

$$\frac{\delta\chi^2}{\delta\bar{x}} = 0 \quad \text{implica} \quad \bar{x} = \frac{1}{w}\sum_{ij} w_{ij}x_j \qquad (a-3)$$

donde los pesos vienen dados por:

$$w_{ij} \equiv (V^{-1})_{ij} \qquad (a-4)$$

y,

$$w \equiv \sum_{ij}(V^{-1})_{ij} = \sum_{ij} w_{ij} \qquad (a-5)$$

y su segunda derivada a una expresión para la varianza de la media dada por:

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \left(\sum_{ij}(V^{-1})_{ij}\right)^{-1} = \frac{1}{w} \qquad (a-6)$$

Veamos dos ejemplos:

- **Errores estadísticos no correlacionados:**
  En este caso : $w_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{\sigma_i^2}$ y $w = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}$ es decir, obtenemos las conocidas expresiones de
  - La media:

$$\bar{x} = \frac{1}{w}\sum_i w_i x_i \qquad \text{donde} \qquad \begin{aligned} w_i &\equiv \frac{1}{\sigma_i^2} \ : \ \text{peso de la medida } x_i \\ w &\equiv \sum_i w_i \ : \ \text{peso total} \end{aligned} \qquad (a-7)$$

  - La varianza:

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = 1/w \qquad (a-8)$$

- **Errores estadísticos correlacionados:**

  Si las medidas están estadísticamente correlacionadas, aparecen elementos no diagonales de la matriz de covarianza en la definición del χ^2.

  Veamos a continuación el ejemplo más sencillo posible: promedio de dos medidas estadísticamente correlacionadas. En este caso la media puede calcularse a través del estimador:

$$\bar{x} = \alpha x_1 + (1-\alpha)x_2 \qquad (a-9)$$

  donde el valor del peso α lo obtenemos al minimizar el χ^2 que define la media, y obtenemos:

$$V_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 \\ \rho\sigma_1\sigma_2 & \sigma_2^2 \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{\sigma_2^2 - \rho\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \qquad (a-10)$$

(NOTA: El método es equivalente a minimizar la varianza del valor medio: $\mathrm{d}\mathcal{V}/\mathrm{d}\alpha = 0$ donde, $\mathcal{V}\,(\alpha x_1 + (1-\alpha)x_2) = (\alpha,\ 1-\alpha)\,V_{ij}\,(\alpha,\ 1-\alpha) = \alpha^2\sigma_1^2 + (1-\alpha)^2\sigma_2^2 + 2\alpha(1-\alpha)\rho\sigma_1\sigma_2$)

a.2.2. Cálculo de los errores sistemáticos.

Consideremos un conjunto de medidas x_i sesgadas en una cantidad s_i. Si inicialmente, cuando no consideramos la existencia de este sesgo,

$$\bar{x}_0 = \frac{1}{w}\sum w_i x_i \qquad\qquad V(\bar{x}_0) = \frac{1}{w}$$

son los valores de la media y la varianza respectivamente, entonces,

$$\bar{x}_{0N} = \bar{x}_0 + \frac{1}{w}\sum w_i s_i \qquad (a-11)$$

es la media y,

$$V(\bar{x}_{0N}) = \frac{1}{w} + \frac{1}{w^2}\sum_{i,j} w_i V(s_i, s_j) w_j \qquad (a-12)$$

la varianza* cuando sumamos a los valores x_i el sesgo s_i.

Separamos ahora los dos casos que consideramos en nuestro análisis:

- **Errores sistemáticos no correlacionados:**

  En este caso,

$$V(s_i, s_j) = V(s_i)\delta_{ij} \ (= \sigma_{s_i}^2\delta_{ij}) \qquad (a-13)$$

  es decir,

$$V(\bar{x}_{0N}) = \frac{1}{w} + \frac{1}{w^2}\sum w_i^2 V(s_i) \qquad (a-14)$$

  Cuando consideramos que el error sistemático es gaussiano, la fórmula (a-14) pasa a ser:

$$\sigma_{\bar{x}_{0N}}^2 = \frac{1}{w} + \frac{1}{w^2}\sum w_i^2\sigma_{s_i}^2 \qquad (a-15)$$

  y el valor medio viene expresado por,

$$\bar{x}_{0N} = \bar{x}_0 \pm \frac{1}{\sqrt{w}} \pm \frac{1}{w}\sqrt{\sum w_i^2\sigma_{s_i}^2} \qquad (a-16)$$

---

* Asumimos que no hay correlación entre el valor medio x_0 y los sesgos s_i

- **Errores sistemáticos totalmente correlacionados:**

  En este caso,

$$V(s_i, s_j) = \sqrt{V(s_i)}\sqrt{V(s_j)}\ (= \sigma_{s_i}\sigma_{s_j}) \qquad (a-17)$$

  es decir,

$$\begin{aligned} V(\bar{x}_{0N}) &= \frac{1}{w} + \frac{1}{w^2}\left(\sum_i w_i V(s_i)\right)\left(\sum_j w_j V(s_j)\right) \\ &= \frac{1}{w} + \frac{1}{w^2}\left(\sum_i w_i V(s_i)\right)^2 \end{aligned} \qquad (a-18)$$

  De nuevo, si asumimos que el error sistemático es gaussiano, el valor medio vendrá dado por:

$$\bar{x}_{0N} = \bar{x}_0 \pm \frac{1}{\sqrt{w}} \pm \frac{1}{w}\sum_i w_i \sigma_{s_i} \qquad (a-19)$$

  que equivale a sumar a cada medida su sesgo correspondiente:

$$\bar{x}_{0N} = \frac{1}{w}\sum_i w_i (x_i \pm \sigma_{s_i}) \pm \frac{1}{\sqrt{w}}$$

Apéndice B

Parametrización de las trazas de la TEC (+SMD)

B.1. Parametrización de las trazas de la TEC (+SMD).

La descripción de una traza [B-1] viene dada por un conjunto de parámetros que hemos representado en las figuras B.1. La trayectoria de una partícula cargada en un campo magnético, paralelo al eje z o eje del haz*, viene dada por una circunferencia en el plano xy (o $r\phi$) y un desplazamiento en z proporcional a la longitud de arco, s, descrita en el plano xy. Este último resulta ser un desplazamiento rectilineo en el plano sz.

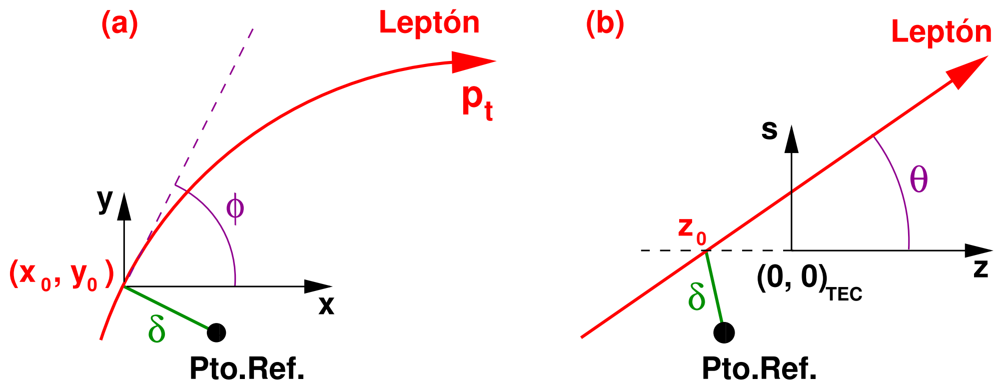


Fig.B.1: *Parámetros que describen las trazas, (a) en el plano xy, (b) en el plano sz (la variable s en el punto $(x,\ y,\ z)$, es el arco de circunferencia en el plano xy desde $(x_0,\ y_0)$ a $(x,\ y)$)*

Estos parámetros están referidos a un punto $(x_{ref},\ y_{ref},\ z_{ref})$, que en nuestro análisis coindice con el vértice de interacción**.

Salvo para el SMD, cuya capa externa $r\phi$ presenta un pequeño giro de 2^o, las medidas relativas al plano xy y z son independientes. Ello nos permite dividir en dos el problema de la descripción de la trayectoria helicoidal de las partículas: el ajuste a un circunferencia en el plano xy y a una linea recta en el plano sz.

En el plano xy (figura B.1(a)) se definen:

---

* La dirección positiva del eje z en L3 está definida como aquella que siguen los electrones del haz

** A excepción de la coordenada z, que en L3 está referida a la del centro geométrico del detector $z = 0$

- el momento transverso, p_t, que es inversamente proporcional a la curvatura de la traza, C:

$$C = \frac{0.3 \cdot B(\mathrm{T}) \cdot 10^3}{p_t(\mathrm{GeV})} \ \mathrm{mm} \qquad (B-1)$$

  donde B es el campo magnético medido en Teslas y p_t el momento transverso medido en GeV.

- el parámetro de impacto (2-dimensional), δ, definido como la mínima distancia al punto de referencia (vértice). Por convenio, lleva asociado un signo que permite determinar sin ambigüedad la posición del punto de mínima distancia (x_0, y_0) respecto del punto de referencia (x_{ref}, y_{ref}):

$$\begin{cases} x_0 & = x_{ref} - \delta \sin(\phi) \\ & \\ y_0 & = y_{ref} + \delta \cos(\phi) \end{cases} \qquad (B-2)$$

- el ángulo azimutal ϕ en el punto que define el parámetro de impacto, (x_0, y_0).

En el plano sz (figura B.1(b)) se definen:

- el ángulo polar θ, relacionado directamente con la pendiente en el plano sz:

$$z = z_0 + s \tan\lambda \qquad \text{donde} \qquad \tan\lambda \equiv \frac{dz}{ds} = \frac{1}{\tan\theta} = \frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \qquad (B-3)$$

  ((p_x, p_y, p_z) son las componentes del momento de la partícula cargada)

- la coordenada z, z_0, correspondiente al punto de mínima distancia en el plano xy, (x_0, y_0).

B.2. Calibración de la TEC.

Aquí sólo vamos a presentar las ideas más básicas de los diferentes procedimientos que se han desarrollado para calibrar la TEC. La idea central es simple: para calibrar la TEC necesitamos una predicción muy precisa, para cualquier hilo, de la trayectoria de las trazas.

Como sabemos, una traza se caracteriza por:

1) un punto por el que pasa

2) su ángulo ϕ en ese punto

3) su curvatura o momento transverso

Se han desarrollado fundamentalmente tres procedimientos para calibrar la TEC. El primero utiliza las fibras PSF, el segundo la geometría interna de la TEC y el tercero la información del SMD. Veamos cada uno por separado:

- Las *Plastic Scintillating Fibers* (PSF) se desarrollaron para obtener una calibración *online* de la TEC. Miden un punto en $r\phi$ para cada traza y conocida la posición del vértice primario permiten predecir la traza asociada a cada leptón. Debido a su resolución, cada fibra debe recoger una estadística relativamente elevada y no pueden ajustarse simultáneamente con precisión la posición en ϕ y la curvatura, o de otra forma, el parámetro de impacto y el momento transverso.

- La calibración *offline* que se ha venido utilizado hasta el año 1994, está basada en la minimización de residuos entre las predicciones en los sectores externos e internos de la TEC. Se utilizan sucesos de dimuones y la medida de su momento transverso en las cámaras de muones. El método es iterativo y está correlacionado con la posición del vértice, que además se utiliza como punto adicional en el ajuste de las trazas. El procedimiento permite obtener una calibración no sesgada del parámetro de impacto y el momento transverso, pero introduce pequeños sistemáticos debido a que el ajuste es poco sensible al valor del ángulo ϕ.

- El SMD permite realizar una predicción externa muy precisa de la trayectoria de las trazas. Esta predicción se construye, para sucesos de *dimuones* y *bhabhas*, a partir de la medida de la posición de cada una de las dos trazas en la capa interna $r\phi$ del SMD e imponer la curvatura que se deriva de la energía del haz. Se han obtenido así las mejores calibraciones de L3 simultáneamente en el parámetro de impacto, el momento transverso y el ángulo ϕ [B-2]. En particular la mejora en ϕ ha sido la más dramática, (0.4 mrad), lo cual no es de extrañar dado que era uno de los puntos débiles del anterior método de calibración.

  El alineamiento interno del SMD es totalmente independiente de la TEC. Sólo hay una dependencia en su alineamiento global, pero en este caso la sistemática se promedia por sectores y los errores sistemáticos son inferiores a 10 micras.

Referencias:

[B- 1] J. Alcaraz, "*Formulae for helicoidal tracks*, L3 internal note 1666 (1994).

[B- 2] D. Bourilkov ,"*TEC calibration with the SMD*", L3 internal note 1870 (1995).

Apéndice C

Método de los momentos

Introducción.

Como método alternativo vamos a presentar en este apéndice el basado en los momentos de la distribución de parámetro de impacto, δ.

Si $f_{mc}(\delta)$ es la distribución de δ a nivel generador, el mejor estimador para la vida media de los hadrones B, τ_B, viene dado a partir del ajuste de $f_{mc}(\delta)$ por máxima verosimilitud:

$$< \frac{d\log(f_{mc}(\delta))}{d\tau_B} >= 0 \qquad (C-1)$$

donde "$< \ . \ >$" denota el valor medio en los datos.

En el caso en el que la distribución $f_{mc}(\delta)$ sea una exponencial:

$$f_{mc}(\delta)\ d\delta = \lambda\ \exp(-\lambda\delta)\ d\delta \Rightarrow \tau_B = \tau_{mc}\ \frac{< \delta >}{< \delta >_{mc}} \qquad (C-2)$$

donde τ_{mc} es el valor de la vida media de los hadrones B definido en el generador.

Es decir cuando la distribución de δ es exponencial el mejor estimador viene dado por el valor medio $< \delta >$. Cuando la función de distribución teórica deja de ser exponencial, bien porque los hadrones B presentan un espectro de momento no monocromático, o porque la resolución experimental no es infinita, el valor medio $< \delta >$ deja de ser el mejor estimador. Sin embargo, su independencia con la forma detallada de la distribución teórica y de la función de resolución permite desarrollar un método simple y rápido que, en ocasiones, si la forma de estas distribuciones no se conoce con suficiente exactitud (como de hecho ocurre en nuestro análisis), permite estimar, con una precisión comparable a la obtenida mediante un ajuste por máxima verosimilitud, el valor de τ_B.

De hecho el valor medio (momento de primer orden) ha sido ya utilizado en análisis anteriores [C-1]. En ocasiones se ha ensayado truncando la distribución de parámetro de impacto y eliminado las colas de la distribución (método *trimmed mean* [C-2]). Aunque se consigue aumentar la sensibilidad estadística, con este último método se obtiene sin embargo un valor sesgado de la medida de la vida media.

La mayor ventaja de este método es que es completamente independiente de la forma de la función de resolución. Permite además, de una forma rápida y simple a partir de expresiones sencillas, comprobar la calidad de los datos.

C.1. Método de los momentos.

Definido el signo del parámetro de impacto δ de acuerdo al *jet* reconstruido, consideramos su distribución para una muestra de trazas que contienen información de la vida media y están caracterizadas por ciertos parámetros (δ, p, ϕ, ...). Imponemos entonces tres hipótesis generales de trabajo que, al menos en parte, ya han sido de hecho utilizadas en nuestro ajuste por máxima verosimilitud para obtener el valor de la vida media τ_B:

- Asumimos que a nivel generador la distribución de δ, $f(\delta) \equiv f(\delta_{gen})$, se puede describir a partir de una función *universal* en la variable $y = \frac{\delta_{gen}}{c\tau_B}$:

$$dy\ dp\ d\phi\ d\ldots\ f(y,\ p,\ \phi,\ \ldots) \equiv d\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right)\ dp\ d\phi\ d\ldots f\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}, p, \phi, \ldots\right) \qquad (C-3)$$

- La distribución experimental $\mathcal{F}(\delta)$ resulta de una convolución entre la función f anterior y una función de resolución gaussiana $G(\delta_{gen} - \delta,\ \sigma)$ de media δ_{gen} y varianza $\sigma \equiv \sigma(p,\ \phi,\ ...)$, esto es, una varianza que no depende del valor de δ_{gen}:

$$d\delta\ dp\ d\phi\ d\ldots\ \mathcal{F}(\delta,\ p,\ \phi,\ \ldots) = d\delta\ dp\ d\phi\ d\ldots \int G(\delta_{gen} - \delta, \sigma)\ f\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}, p, \phi, \ldots\right)\ d\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right) \qquad (C-4)$$

luego,

$$\begin{aligned} < \delta^N > &= \int d\delta\ \delta^N \int d\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right)\ f\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right)\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\delta_{gen}-\delta)^2}{2\sigma^2}} \\ &= \int d\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right)\ f\left(\frac{\delta_{gen}}{c\ \tau_B}\right) \int dx\ (x\sigma + \delta_{gen})^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-x^2}{2}} \\ &= \sum_{k=0}^{Int(N/2)} \binom{N}{2k} \frac{2^k}{\sqrt{\pi}} \Gamma(k+1/2) < \delta_{gen}^{N-2k} \sigma^{2k} > \end{aligned} \qquad (C-5)$$

- Debido a nuestra segunda hipótesis no hay una dependencia directa entre el valor de σ y el de δ. Sin embargo existe una correlación indirecta dado que tanto δ como σ tienden a crecer cuando el valor del momento de la traza decrece. Dado que es un efecto "físico" y se supone que es pequeño asumimos que puede extraerse de la simulación. Ésta es nuestra tercera hipótesis.

Utilizando las tres hipótesis anteriores obtenemos las siguientes relaciones:

$$< \delta > = \mathrm{f_b}\ \frac{\tau_\mathrm{B}}{\tau_\mathrm{mc}}\ < \delta_\mathrm{mc} >_\mathrm{b}\ +\ \mathrm{f_{nob}}\ < \delta_\mathrm{mc} >_\mathrm{nob} \qquad (C-6)$$

$$< \delta^2 > = < \sigma^2 >\ +\ \mathrm{f_b} \left(\frac{\tau_\mathrm{B}}{\tau_\mathrm{mc}}\right)^2 < \delta^2_\mathrm{mc} >_\mathrm{b}\ +\ \mathrm{f_{nob}}\ < \delta^2_\mathrm{mc} >_\mathrm{nob} \qquad (C-7)$$

$$< \delta^3 > = 3\ C_{\delta\sigma\sigma}\ < \delta > < \sigma^2 >\ +\ \mathrm{f_b} \left(\frac{\tau_\mathrm{B}}{\tau_\mathrm{mc}}\right)^3 < \delta^3_\mathrm{mc} >_\mathrm{b}\ +\ \mathrm{f_{nob}}\ < \delta^3_\mathrm{mc} >_\mathrm{nob} \qquad (C-8)$$

donde el momento de orden N de la distribución de δ a nivel generador, $< \delta_{gen}^N >$, lo hemos expresado como:

$$< \delta_{gen}^N >= \left(\frac{\tau_B}{\tau_{mc}}\right)^N < \delta_{mc}^N >_b + < \delta_{mc}^N >_{nob}$$

y hemos definido,

$$\mathrm{f_b} \equiv \text{Fraccion de sucesos “b” en la muestra}$$

$$\mathrm{f_{nob}} \equiv \text{Fraccion de sucesos “no} - \text{b” en la muestra}$$

$$< \delta > \equiv \text{Valor medio de } \delta \text{ observado en los datos}$$

$$< \delta_{mc} >_b \equiv \text{Valor medio de } \delta \text{ para sucesos “b” a nivel generador}$$

$$< \delta_{mc} >_{nob} \equiv \text{Valor medio de } \delta \text{ para sucesos “no} - \text{b” a nivel generador}$$

$$\mathrm{C}_{\delta\sigma\sigma} \equiv \frac{< \delta\sigma^2 >}{< \delta >< \sigma^2 >}$$

(NOTA: Tanto $< \delta_{mc}^N >_b$ como $< \delta_{mc}^N >_{nob}$ se obtienen para un valor dado de la vida media τ_{mc}.)

A partir de estas ecuaciones pueden extraerse interesantes conclusiones:

1. La ecuación (C-6) contiene el conocido resultado de que la vida media puede obtenerse utilizando únicamente el valor medio de la distribución de δ, independientemente de la función de de resolución (siempre que ésta sea simétrica y no mueva el valor de $< \delta >$).

2. La ecuación (C-7) contiene el importante hecho de que en el límite en el que las medidas son suficientemente precisas, $< \sigma^2 > \lll < \delta^2 > - < \delta >^2$, el conocimiento preciso del valor de σ^2 no es muy importante (puede determinarse por ejemplo a partir del Monte Carlo), y tenemos una segunda ecuación para determinar τ_B que no depende del signo de δ, es decir, de la resolución angular del *jet*. Éste es el caso de L3, en el que tenemos unos valores típicos de $< \delta^2 > - < \delta >^2 = 0.20\ mm^2$ y $< \sigma^2 >= 0.02\ mm^2$ *.

3. No necesitamos la forma funcional de la distribución de δ a nivel generador. Bastan los valores medios. Esto representa una enorme simplificación tanto del análisis como de la estimación de los errores sistemáticos.

4. Puede “medirse” el valor de $< \sigma^2 >$ en los datos.

5. A partir de una estimación de $< \sigma^2 >$ de la simulación obtenemos un grado de libertad adicional y la posibilidad de medir otras cantidades directamente de los datos (como las purezas por ejemplo).

6. Si la correlación entre δ y σ^2 es conocida tenemos tres ecuaciones para determinar τ_B, $< \sigma^2 >$ y algún otro parámetro adicional. Puede por ejemplo determinarse la pureza f_b sin asumir un valor previo de τ_B y de la función de resolución.

* Notar que la comparación relevante es entre los valores medios de los valores cuadráticos, y no, como podría pensarse en un principio, la de los valores de $< \delta >$ y $< \sigma >$

C.2. Resultados con el Monte Carlo. Consistencia.

En este apartado vamos a comprobar, como prueba de consistencia, que el resultado que obtenemos al aplicar nuestro método al Monte Carlo es el mismo que el valor nominal que éste tiene definido.

Como ya hemos comentado en otros capítulos, utilizamos dos muestras Monte Carlo con valores definidos de la vida media diferentes: 1.31 ps (1991-1993 MC, sin SMD) y 1.55 ps (1994 MC, con SMD). Los resultados obtenidos a partir de las fórmulas C-6, C-7 y C-8 se encuentran en las tablas C.1, C.2 y C.3, donde los errores corresponden a las varianzas de δ, δ^2 y δ^3 respectivamente. La incertidumbre en el valor de las purezas y en la verosimilitud de la simulación no los hemos considerado aquí.

En la estimación de τ_B con el momento de segundo orden hemos comprobado que, definido $< \sigma^2 >$ como:

$$< \sigma^2 >=< (\delta_{rec} - \delta_{gen})^2 >$$

donde δ_{rec} es el parámetro de impacto con signo reconstruido y δ_{gen} el generado, un cambio del 10% en el valor de $< \sigma^2 >$ produce una variación en la medida de la vida media de ± 0.01 ps en el Monte Carlo sin SMD ($\tau_B = 1.31$ ps), y ± 0.002 (electrones) y ± 0.003 (muones) en el Monte Carlo con SMD ($\tau_B = 1.55$ ps). Es decir, como ya habíamos comentado anteriormente, el peso del valor de σ^2 es prácticamente irrelevante en nuestro caso.

En la estimación de τ_B con el momento de tercer orden hemos comprobado que la incertidumbre en el valor de la correlación $C_{\delta\sigma\sigma}$ es también despreciable. En efecto, definida la correlación en el Monte Carlo como:

$$C_{\delta\sigma\sigma} = \frac{< \delta_{rec}(\delta_{rec} - \delta_{gen})^2 >}{< \delta_{rec} >< (\delta_{rec} - \delta_{gen})^2 >}$$

hemos obtenido un valor de τ_B que discrepa en $+0.004$ ps (sin SMD) y $+0.001$ ps (con SMD) con respecto al valor que se obtiene al despreciar la correlación ($C_{\delta\sigma\sigma} = 1$).

Canal	Valor inicial (ps)	Estimación momento de primer orden (ps)
Electrones	1.31	1.306 ± 0.019
Muones	1.31	1.322 ± 0.018
Electrones	1.55	1.554 ± 0.016
Muones	1.55	1.543 ± 0.015

Tabla C.1: *Estimación de τ_B con el momento de primer orden en el Monte Carlo, junto al valor nominal de τ_B que tiene definido.*

Canal	Valor inicial (ps)	$\sqrt{< \sigma^2 >}$ (mm)	Estimación momento de segundo orden (ps)
Electrones	1.31	0.171	1.309 ± 0.020
Muones	1.31	0.175	1.314 ± 0.020
Electrones	1.55	0.126	1.539 ± 0.017
Muones	1.55	0.115	1.537 ± 0.018

Tabla C.2: *Estimación de τ_B con el momento de segundo orden en el Monte Carlo, junto al valor nominal de τ_B y $< \sigma^2 >^{-1/2}$ que tiene definido.*

Canal	Valor inicial (ps)	$\sqrt{<\sigma^2>}$ (mm)	$C_{\delta\sigma\sigma}$	Estimación momento de tercer orden (ps)
Electrones	1.31	0.171	1.215	1.309 ± 0.027
Muones	1.31	0.175	1.388	1.311 ± 0.031
Electrones	1.55	0.126	0.623	1.572 ± 0.022
Muones	1.55	0.115	1.159	1.536 ± 0.028

Tabla C.3: *Estimación de τ_B con el momento de tercer orden en el Monte Carlo, junto al valor nominal de τ_B, $<\sigma^2>^{-1/2}$ y $C_{\delta\sigma\sigma}$ que tiene definido.*

C.3. Resultados con los datos.

En este apartado aplicamos el método de los momentos en datos reales para los años 1991 a 1994. Los valores que necesitamos y obtenemos del Monte Carlo son las purezas (f_b), los promedios a nivel generador de $<\delta_{mc}^N>_b$ y $<\delta_{mc}^N>_{nob}$, la resolución $<\sigma^2>$ y el valor de la correlación $C_{\delta\sigma\sigma}$. Para los datos 1991-1993 utilizamos el Monte Carlo sin SMD, y para 1994 el Monte Carlo reconstruido con el SMD incluido. Para contrastar resultados, junto a los valores que obtenemos para los diferentes momentos, mostramos los obtenidos con el ajuste por máxima verosimilitud*. En las tablas C.4, C.5 y C.6 mostramos estos resultados:

Canal	Estimación momento de primer orden (ps)	Max.verosimilitud (ps)
Electrones 91	1.578 ± 0.067	1.579 ± 0.064
Electrones 92	1.431 ± 0.040	1.412 ± 0.041
Electrones 93	1.392 ± 0.039	1.420 ± 0.038
Electrones 94	1.415 ± 0.028	1.436 ± 0.033
Promedio Electrones	1.426 ± 0.019	
Muones 91	1.660 ± 0.072	1.672 ± 0.071
Muones 92	1.580 ± 0.043	1.592 ± 0.047
Muones 93	1.519 ± 0.040	1.537 ± 0.042
Muones 94	1.594 ± 0.029	1.602 ± 0.034
Promedio Muones	1.578 ± 0.020	
Promedio (Todo)	1.498 ± 0.014	

Tabla C.4: *Estimación de τ_B con el momento de primer orden en los datos. El acuerdo con la estimación del ajuste por máxima verosimilitud es muy bueno. La incertidumbre para 1994 es mejor con el método del momento porque hemos utilizado todas las trazas (con y sin SMD)*

* Consideramos el resultado de nuestro ajuste sin dejar la fracción de fondo como parámetro libre

Canal	Estimación momento de segundo orden (ps)	Max.verosimilitud (ps)
Electrones 91	1.581 ± 0.068	1.579 ± 0.064
Electrones 92	1.441 ± 0.043	1.412 ± 0.041
Electrones 93	1.462 ± 0.041	1.420 ± 0.038
Electrones 94	1.515 ± 0.032	1.436 ± 0.033
Promedio Electrones	1.490 ± 0.021	
Muones 91	1.773 ± 0.076	1.672 ± 0.071
Muones 92	1.622 ± 0.046	1.592 ± 0.047
Muones 93	1.588 ± 0.042	1.537 ± 0.042
Muones 94	1.589 ± 0.028	1.602 ± 0.034
Promedio Muones	1.608 ± 0.020	
Promedio (Todo)	1.552 ± 0.014	

Tabla C.5: *Estimación de τ_B con el momento de segundo orden en los datos. El acuerdo con la estimación del ajuste por máxima verosimilitud es muy bueno. La incertidumbre para 1994 es mejor con el método del momento porque hemos utilizado todas las trazas (con y sin SMD)*

Canal	Estimación momento de tercer orden (ps)	Max.verosimilitud (ps)
Electrones 91	1.547 ± 0.086	1.579 ± 0.064
Electrones 92	1.428 ± 0.062	1.412 ± 0.046
Electrones 93	1.456 ± 0.057	1.420 ± 0.038
Electrones 94	1.504 ± 0.043	1.436 ± 0.033
Promedio Electrones	1.481 ± 0.028	
Muones 91	1.686 ± 0.116	1.672 ± 0.071
Muones 92	1.584 ± 0.074	1.592 ± 0.047
Muones 93	1.432 ± 0.073	1.537 ± 0.042
Muones 94	1.474 ± 0.038	1.602 ± 0.034
Promedio Muones	1.499 ± 0.030	
Promedio (Todo)	1.489 ± 0.020	

Tabla C.6: *Estimación de τ_B con el momento de tercer orden en los datos. El acuerdo con la estimación del ajuste por máxima verosimilitud es muy bueno.*

A partir de estos resultados pueden extraerse las siguientes conclusiones:

- En general hay muy buen acuerdo entre el ajuste por máxima verosimilitud y los resultados con el método de los momentos.

- La vida media para electrones es sistemáticamente más baja que para muones.

- La vida media para electrones en los años 1992 y 1993 es baja comparada con los otros valores obtenidos. El efecto es especialmente dramático para 1993. Ya que el valor del momento de primer orden no depende de la resolución en la medida del parámetro de impacto, y el momento de segundo momento no depende de la resolución del *jet*, excluimos que el problema pueda deberse a un tratamiento inadecuado de la resolución en la medida de δ o en la resolución calorimétrica en la definición del signo de δ. Consideramos entonces como causa más probable el valor de las purezas y/o de las distribuciones de las variables utilizadas en la selección.

- En 1994 el resultado del momento de primer orden para electrones es significativamente más bajo que el obtenido con el momento de segundo orden. Ello señala la resolución del *jet* como posible fuente del problema.

- El momento de tercer orden es muy sensible a fluctuaciones estadísticas. Estas fluctuaciones son muy asimétricas. Un ejemplo son los valores bajos para los muones en 1993 y 1994.

C.4. Errores sistemáticos.

La estimación de errores sistemáticos en el método de los momentos es muy simple, ya que todos los efectos de “modelaje” y ”diferencias Monte Carlo - datos” son absorbidos en una redefinición de las purezas y los valores medios a nivel generador. La resolución del detector aparece sólo en $<\sigma^2>$ y la resolución angular del *jet* sólo en los estimadores de momento impares.

Conclusiones.

La determinación de la vida media τ_B, a partir del método de los momentos, es simple, rápida y permite, al desarrollar las expresiones para distintos momentos, aislar problemas concretos en los datos. El método no depende de la descripción detallada de las distribuciones a nivel generador ni de la función de resolución. Por ello, está libre de algunos errores sistemáticos que aparecen en el ajuste por máxima verosimilitud y sus resultados pueden llegar a ser comparables e incluso mejores.

En nuestro trabajo presentamos sin embargo los resultados obtenidos con el método de los momentos como comprobación de los obtenidos con el ajuste de máxima verosimilitud. Hay dos razones fundamentalmente para preferir el análisis del ajuste por máxima verosimilitud. La primera es que dá el mejor estimador*. La segunda es que permite obtener un resultado gráfico de la distribución ajustada, lo que siempre representa una importante comprobación de nuestro resultado.

Si el error estadístico del ajuste por máxima verosimilitud ha resultado ser comparable o peor que el obtenido con el método de los momentos, se debe a que entre el conjunto de parámetros ajustados hemos incluido parte de la descripción de la función de resolución y la fracción de fondo. Es decir, para reducir el el error sistemático hemos decidido no limitar el ajuste únicamente a τ_B, aunque ello haya supuesto perder sensibilidad estadística. De un análisis menos flexible en el ajuste final, obtendríamos errores estadísticos apreciablemente inferiores a los obtenidos con el método de los momentos, aunque con mayor error sistemático [C-3].

---

* Ajustamos la forma completa de la distribución, lo que equivale al cálculo a todo orden de los momentos de la distribución

Referencias:

[C- 1] G.P. Yost, "*Maximum likelihood aproach to lifetime estimation in the presencie of large experimental errors*", Nucl. Instr. and Meth. A **224** (1984) 489;
L. Lyons and D.H. Saxon: "*Measurement of short lived particles in high-energy physics*", Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1015.

[C- 2] OPAL Collaboration, P.D. Acton *et al.,* Phys. Lett. **B 273** (1991) 355.

[C- 3] L3 Collab., O. Adriani *et al.,* Phys. Lett. **B 317** (1993) 474.