FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Medida de los momentos dipolares débiles del leptón τ

Memoria presentada por
D. Eusebio Sánchez Álvaro
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por el
Dr. Manuel Aguilar-Benítez de Lugo

Madrid, 1997

Índice

Prefacio

Es el pensamiento lo que hace al hombre. (F. Rabelais)

La descripción actual de los constituyentes fundamentales de la materia es el Modelo Estándar. Los experimentos que se han realizado para probar su validez van desde las medidas sobre violación de la conservación de la paridad en átomos a una transferencia de momento efectiva de $Q^2 \sim 10^{-10}$ GeV, hasta los colisionadores $e^+e^-, p\bar{p}$ y ep a $Q^2 \sim 10^4$ GeV. En ninguno de ellos se han encontrado desviaciones respecto de las predicciones del Modelo Estándar. De todos estos experimentos, los más precisos son las colisiones e^+e^- en la resonancia Z en LEP (CERN) y el SLC (SLAC).

En los primeros momentos de LEP se midieron los observables fundamentales del Modelo Estándar: secciones eficaces, asimetrías "forward-backward", fracciones de desintegración, polarización del τ... Todos ellos mostraron un perfecto acuerdo con las predicciones teóricas. Después de coleccionar una gran cantidad de sucesos, se consigue una altísima sensibilidad experimental en la medida de los observables electrodébiles, al nivel de efectos cuánticos. Esto hace que, puesto que no hay ninguna señal directa de nueva física, actualmente se realicen medidas de alta precisión. Estas medidas buscan tanto obtener los mejores valores posibles para los observables básicos como la existencia de efectos indirectos de esa posible nueva física a través de desviaciones de los resultados experimentales respecto de las predicciones teóricas del Modelo Estándar.

En este trabajo se presenta la medida de los momentos dipolares débiles del leptón τ utilizando los datos recogidos por el detector L3 de LEP entre 1991 y 1995. Es decir, todos los datos tomados a energías del orden de la masa del Z (LEP I)[(1)]. El trabajo se estructura de la siguiente forma:

En el primer capítulo se da una descripción del Modelo Estándar en general y de las propiedades del leptón τ en particular, para fijar el marco teórico en el que se mueve actualmente la física de partículas.

En el capítulo 2 se describe el dispositivo experimental utilizado para realizar las medidas, y se presenta cómo se identifica cada tipo de partícula en él. Además, se dan los criterios utilizados para seleccionar la muestra de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau$ que después se utilizan para realizar las medidas, así como los resultados obtenidos en esta selección.

El capítulo 3 se dedica a la presentación de la medida de los momentos dipolares débiles del leptón τ. Se da una introducción teórica del método que permite parametrizar las contribuciones

[1] Esta fue la primera fase de LEP. Desde 1995 se ha ido aumentando la energía de funcionamiento del colisionador, con el objetivo principal de obtener pares de bosones W para estudiar sus propiedades. Esta fase se llama LEP II.

de la nueva física a estas cantidades y obtener los observables apropiados para medirlas. Después se describe el método de medida y se dan los resultados obtenidos.

El capítulo 4 está dedicado a la realización de una prueba de validez de la mecánica cuántica frente a teorías de variables ocultas locales, en un experimento del tipo Einstein-Podolski-Rosen utilizando LEP. Se aprovecha la muestra seleccionada para realizar el análisis expuesto en el capítulo anterior, ya que ofrece esta posibilidad.

Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones obtenidas en el trabajo.

Capítulo 1

Introducción

El lenguaje de la verdad es sencillo. (L. A. Séneca)

La teoría aceptada actualmente para describir las interacciones fuertes y electrodébiles entre partículas elementales se conoce como Modelo Estándar [1, 2, 3, 4]. El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos invariante gauge bajo el grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, y que explota la noción de que esta simetría gauge determina las características de las interacciones. Por otra parte, la teoría se basa en la identificación de un conjunto de constituyentes fundamentales de la materia que son sensibles a las interacciones anteriores. Estos constituyentes son los leptones y los quarks (tabla 1.1). Según toda la evidencia experimental actual no tienen estructura interna, ni factores de forma, ni estados excitados.

Los constituyentes fundamentales de la materia están estructurados en tres generaciones o familias. Toda la materia ordinaria está constituida por partículas de la primera generación. La existencia de las otras dos generaciones es uno de los temas que el Modelo Estándar no explica completamente, de ahí el interés de realizar estudios sobre las características de las partículas de las generaciones segunda y tercera. Este trabajo se concentra en el estudio de algunas propiedades del leptón cargado de la tercera generación, el τ. A continuación se da una breve descripción del Modelo Estándar y de las propiedades conocidas del leptón τ.

QUARKS	quarks tipo u	u^α	c^α	t^α
	quarks tipo d	d^α	s^α	b^α
LEPTONES	neutrinos	ν_e	ν_μ	ν_τ
	leptones cargados	e^-	μ^-	τ^-

Tabla 1.1: *Constituyentes fundamentales de la materia según el Modelo Estándar.* $\alpha = 1, 2, 3$ *es el índice de color.*

1.1 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar ha superado hasta el momento todas las pruebas experimentales a las que ha sido sometido, y describe la interacción entre partículas elementales [(1)] desde energía cero hasta al menos $\sim 10^2$ GeV. El Modelo Estándar está estructurado en tres sectores: interacciones, materia y sector de rotura de simetría.

1.1.1 Interacciones

Interacción fuerte: Está descrita por la teoría invariante gauge bajo $SU(3)_C$, conocida como QCD ("Quantum ChromoDynamics", Cromodinámica Cuántica). Los bosones gauge (gluones) G^a_μ, $(a = 1, ...8)$ son ocho y de masa nula. Su acoplo es vectorial. El lagrangiano que describe esta interacción es:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a \tag{1.1}$$

donde

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^{abc} G_{\mu;b} G_{\nu;c} \tag{1.2}$$

$SU(3)$ está generado por los operadores $t^a = \frac{1}{2}\lambda^a$, donde λ^a son las matrices de Gell-Mann. Sus relaciones de conmutación son:

$$[t^a, t^b] = i f^{abc} t_c$$

Interacción electrodébil: Se describe mediante una teoría invariante gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, generada por los operadores de isospín $T^i, i = 1, ...3$ - $SU(2)$ - y la hipercarga Y - $U(1)$ -.

$$\begin{aligned} T^i &= \frac{\sigma^i}{2} \qquad \sigma^i = \mathrm{Matrices\ \ de\ \ Pauli} \\ \left[T^i, T^j\right] &= i\epsilon^{ijk} T_k \quad \epsilon = \mathrm{Tensor\ \ de\ \ Levi-Civita} \\ \left[T^i, Y\right] &= \left[T^j, t^a\right] = [t^a, Y] = 0 \end{aligned}$$

Cada una de estas cargas está asociada a un campo vectorial: el isotriplete W al isospín y el isosinglete B a la hipercarga. La interacción débil es quiral, es decir, los cuantos sólo se acoplan a la materia levógira. El lagrangiano que describe la interacción es:

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.3}$$

donde

$$\begin{aligned} W^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g_2 \epsilon^{abc} W_{\mu;b} W_{\nu;c} && (1.4) \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu && (1.5) \end{aligned}$$

y g_1, g_2 son las constantes de acoplo $U(1)$ y $SU(2)$ respectivamente.

[1] Exceptuando la gravitación.

1.1.2 Materia

Está descrita mediante los campos fermiónicos: quarks y leptones (tabla 1.1). Los quarks son tripletes $SU(3)$, así que son sensibles a la interacción fuerte. No ocurre así con los leptones, que son singletes $SU(3)$. Ambos son sensibles a la interacción electrodébil. Las partes levógiras son dobletes $SU(2)$ y las partes dextrógiras son singletes. Cada multiplete (levógiro y dextrógiro) es un autoestado de hipercarga. Denotamos:

$$\begin{aligned} \mathcal{U} &= (u^\alpha, c^\alpha, t^\alpha), \quad \alpha = \textit{índice de color.} \\ \mathcal{D} &= (d^\alpha, s^\alpha, b^\alpha) \\ \mathcal{N} &= (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) \\ \mathcal{E} &= (e^-, \mu^-, \tau^-) \end{aligned}$$

y

$$Q = \begin{bmatrix} \mathcal{U} \\ \mathcal{D} \end{bmatrix} \qquad L = \begin{bmatrix} \mathcal{N} \\ \mathcal{E} \end{bmatrix}$$

Los valores del isospín T_3 y de la hipercarga Y se eligen de tal forma que se verifica la relación de Gell-Mann-Nishijima[(2)]: $q = T_3 + Y$, donde q es la carga eléctrica (ver tabla 1.2).

	$\mathcal{U}_R$	$\mathcal{U}_L$	$\mathcal{D}_R$	$\mathcal{D}_L$	$\mathcal{N}_L$	$\mathcal{E}_R$	$\mathcal{E}_L$
hipercarga Y	2/3	1/6	−1/3	1/6	−1/2	−1	−1/2
3^a componente de isospín T_3	0	1/2	0	−1/2	1/2	0	−1/2
Carga eléctrica q	2/3	2/3	−1/3	−1/3	0	−1	−1

Tabla 1.2: *Asignaciones de hipercarga e isospín en el Modelo Estándar.*

El lagrangiano que describe la interacción de la materia con los campos gauge es:

$$\mathcal{L}_m = i\bar{Q}\gamma^\mu D_{Q\mu} Q + i\bar{L}\gamma^\mu D_{L\mu} L \tag{1.6}$$

donde

$$\begin{aligned} D_{Q\mu} &= \partial_\mu + G_\mu + W_\mu P_L + (Y_L^Q P_L + Y_R^Q P_R)\hat{B}_\mu \\ D_{L\mu} &= \partial_\mu + W_\mu P_L + (Y_L^L P_L + Y_R^L P_R)\hat{B}_\mu \end{aligned} \tag{1.7}$$

con $G_\mu = -ig_s t_a G^a_\mu$, $W_\mu = -ig_2 T_a W^a_\mu$, $\hat{B}_\mu = -ig_1 B_\mu$ y P_L, P_R son los proyectores sobre la parte levógira y dextrógira respectivamente. Su acción se denotará con el subíndice L o R respectivamente.

La suma de los lagrangianos de las interacciones y la materia es invariante bajo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pero aun falta dotar de masa a los bosones de la interacción débil y a los fermiones. Para hacer esto se introduce el tercer sector de la teoría.

[2] Estas asignaciones de hipercarga e isospín no son arbitrarias, sino que están fijadas para que la teoría no tenga anomalías.

1.1.3 Sector de rotura de simetría

Se introduce un doblete de campos escalares complejos (campo de Higgs) $\Phi = \begin{bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{bmatrix}$ con $Y = 1/2$, ya que es la elección más sencilla que permite obtener la relación de masas experimentalemente correcta entre los $W^{\pm}$ y el Z. El campo de Higgs es un singlete $SU(3)_C$, pero interacciona según $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El lagrangiano que describe su dinámica es

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{1.8}$$

donde

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - i g_2 T_a W_\mu^a + i \frac{g_1}{2} B_\mu & (1.9) \\ V(\Phi) &= -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi) \quad \textit{con} \quad \mu^2 > 0 & (1.10) \end{aligned}$$

y la interacción con la materia (acoplos de Yukawa) es:

$$\mathcal{L}_{YKW} = -\bar{Q}_L \hat{\Phi} H_Q Q_R - \bar{L}_L \hat{\Phi} H_L L_R + h.c. \tag{1.11}$$

donde se han definido $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$; $\hat{\Phi} = \sqrt{2}\left[\tilde{\Phi}, \Phi\right]$ y $H_Q = \begin{bmatrix} H_{\mathcal{U}} & 0 \\ 0 & H_{\mathcal{D}} \end{bmatrix}$; $H_L = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & H_{\mathcal{E}} \end{bmatrix}$ contienen las constantes de acoplo.

Si se ignoran los campos gauge y los acoplos de Yukawa, el sector de Higgs tiene una rotura espontánea de simetría global $SU(2)_L \times SU(2)_R \to SU(2)_{L+R}$ al caer al mínimo de potencial: $\Phi^\dagger \Phi = \mu^2/2\lambda$, $\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ v \end{bmatrix}$ con $v = \mu^2/\lambda$. Cuando se introducen los campos gauge, esta rotura de simetría del sector de Higgs induce en el sector gauge la rotura de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{QED}$, y al tomar Φ_{min} para el vacío aparecen los términos de masa: $m_{\mathrm{W}} = v g_2/2$; $m_{\mathrm{Z}} = m_{\mathrm{W}}/\cos\theta_W$; $m_\gamma = 0$ (θ_W es el ángulo de Weinberg, que se define según la relación $\tan\theta_W = g_1/g_2$).

Para la materia, al tomar $\hat{\Phi} = \begin{bmatrix} v & 0 \\ 0 & v \end{bmatrix}$, los términos de masa resultan ser $M_Q = vH_Q + h.c.$; $M_L = vH_L + h.c.$, y en el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{YKW} = -\bar{Q}_L M_Q Q_R - \bar{L}_L M_L L_R + h.c.$$

Pero las matrices de masa no son diagonales, así que hay que diagonalizarlas para encontrar los estados físicos. Estas matrices se diagonalizan mediante una transformación biunitaria. El problema surge al introducir esta transformación en el resto del lagrangiano del Modelo Estándar. Se comprueba que los acoplos a las corrientes neutras no cambian al expresarlos en términos de los autoestados de la masa. Por lo tanto, no hay corrientes neutras que cambien el sabor (FCNC) en el Modelo Estándar (mecanismo de GIM [3]). Sin embargo, la forma de los acoplos a las corrientes cargadas sí cambia. Para los leptones esto no es relevante, puesto que por ser los neutrinos de masa nula (y por tanto autoestados degenerados de masa) siempre pueden redefinirse de tal manera que los acoplos recuperen su forma original. El sabor leptónico se conserva para el Modelo Estándar sin neutrinos dextrógiros. Pero para los quarks no es posible hacer esto, de forma que aparece una matriz de mezcla de sabores, la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, que es observable. Siguiendo el PDG [5] esta matriz puede escribirse:

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \tag{1.12}$$

con $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $i,j \equiv$ índices de generación.

En esta matriz aparecen constantes de acoplo complejas por la fase δ_{13}, de lo que se sigue que hay violación de CP en el Modelo Estándar. Así pues, para que la violación de CP exista tiene que haber al menos tres generaciones.

Después de la rotura de simetría, los campos gauge físicos son:

$$W^\mu_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^\mu_1 \mp iW^\mu_2) \tag{1.13}$$

$$\begin{bmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W^\mu_3 \\ Y^\mu \end{bmatrix} \tag{1.14}$$

donde $W^\mu_\pm \equiv$ bosones W$^\pm$, $Z^\mu \equiv$ bosón Z, $A^\mu \equiv$ fotón. El doblete de Higgs Φ contiene una componente física, el bosón de Higgs, H. Los acoplos de H a los campos gauge están fijados por la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, pero su masa es arbitraria.

Utilizando el ángulo de Weinberg θ_W y los campos físicos (W$^\pm$, Z, A) el lagrangiano de interacción débil materia-gauge puede reescribirse, después de la rotura espontánea de simetría:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m = & \textstyle\sum_i \bar{\psi}_i(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_i - \frac{g_2 m_i H}{2m_w})\psi_i - \frac{g_2}{2\sqrt{2}}\sum_i \bar{\psi}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)(T^+W^+_\mu + T^-W^-_\mu)\psi_i \\ & -g_1\cos\theta_W \textstyle\sum_i q_i\bar{\psi}_i\gamma^\mu\psi_i A_\mu - \frac{g_1}{2\cos\theta_W}\sum_i \bar{\psi}_i\gamma^\mu(g^i_V - g^i_A\gamma^5)\psi_i Z_\mu \end{aligned} \tag{1.15}$$

con $g^i_V = T_3(i) - 2q_i\sin^2\theta_W$, $g^i_A = T_3(i)$ y ψ_i son los campos de materia (fermiones). $T_3(i)$ es la tercera componente de isospín del fermión levógiro i y $T^\pm = T^1 \pm iT^2$ (tabla 1.2).

En esta expresión pueden hacerse varias identificaciones:

- Los acoplos electromagnéticos al campo del fotón A_μ.
- Análogamente, el acoplo de este campo identifica la carga eléctrica e como la combinación $e = g_1\cos\theta_W = g_2\sin\theta_W$.
- La corriente neutra de acoplo al bosón Z_μ.
- El acoplo quiral es de la forma $V - A$ para la corriente débil cargada y una mezcla de V y A para la corriente neutra, con la mezcla determinada por la constante θ_W a través de g^i_V y g^i_A.

1.1.4 Problemas del Modelo Estándar

A pesar de la gran exactitud con la que el Modelo Estándar describe los datos experimentales recogidos (entre el uno por cien y el uno por mil), hay argumentos muy fuertes para considerarlo incompleto.

El Modelo Estándar contiene dieciocho [3] parámetros libres: cinco para las constantes de acoplo ($g_s, g_1, g_2, \mu^2, \lambda$), nueve masas, tres ángulos y una fase de mezcla. Esta situación no es muy satisfactoria. De estos parámetros, los cinco primeros corresponden a los sectores gauge y de materia, que son los que han sido comprobados experimentalmente, mientras que el resto están relacionados con el sector de rotura de simetría, que permanece sin verificaciones experimentales.

La mayoría de las cuestiones que deja abiertas el Modelo Estándar están, pues, relacionadas con el sector de rotura de simetría. Algunas de estas cuestiones son:

- ¿ Por qué hay tres generaciones?
- ¿ Por qué las masas y las mezclas son las que son? ¿ Son las masas la única diferencia entre generaciones?
- ¿ Cuál es el origen de la estructura de sabores? ¿ Qué dinámica es la responsable de la violación de CP observada?

Es importante entonces realizar todas las posibles medidas experimentales que den información sobre estas cuestiones.

1.2 El leptón τ

Desde su descubrimiento en 1975, el leptón τ ha sido muy importante para comprobar diferentes aspectos del Modelo Estándar. En particular, al ser el leptón cargado de la tercera generación, la comprensión de sus propiedades puede arrojar luz sobre los problemas relacionados con la replicación de generaciones, que es uno de los puntos oscuros del Modelo Estándar, como se ha visto en la sección anterior. Por otra parte, es el leptón más pesado, cosa que lo hace especialmente sensible a la nueva física, puesto que su acoplo a la dinámica responsable de la generación de masas, cualquiera que ésta sea, es más intenso. Además, es el único leptón suficientemente pesado como para desintegrarse en hadrones, lo cual hace de él un sistema especialmente adecuado para estudiar QCD a bajas energías.

A continuación se da una breve descripción de las propiedades conocidas hasta el momento del leptón τ: sus acoplos a la corriente neutra, sus acoplos a la corriente cargada y las medidas sobre QCD relacionadas con el leptón τ.

1.2.1 Acoplos a la corriente neutra

Los acoplos del leptón τ al bosón Z se han medido con gran precisión en LEP, el SLC y otros experimentos [8]. En estos experimentos los τ's se producen mediante el proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma, \mathrm{Z} \rightarrow \tau^+\tau^-$, y los acoplos a la corriente neutra se estudian midiendo la sección eficaz de producción, la distribución angular y la polarización de los τ's a energía centro de masas del orden de la masa del Z [4]. A continuación se verá cómo.

[3] Diecinueve si se cuenta la fase CP del vacío QCD.

[4] Existe un observable más, la asimetría izquierda-derecha, A_{LR}, que se mide en el SLD con haces polarizados.

Suficientemente lejos del umbral de producción de τ's, la sección eficaz a nivel Born para $e^+e^- \to f\bar{f}$ puede escribirse:

$$\sigma^0(s) = \sigma^0_\gamma + \sigma^0_{\mathrm{Z}} + \sigma^0_{\gamma\mathrm{Z}} \tag{1.16}$$

El término puramente electromagnético es:

$$\sigma^0_\gamma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \tag{1.17}$$

con $\alpha \equiv$ constante de estructura fina y $\sqrt{s} \equiv$ energía en el centro de masas.

La contribución debida al intercambio del Z se puede escribir en términos de las anchuras parciales:

$$\sigma^0_{\mathrm{Z}} = \frac{12\pi}{M^2_{\mathrm{Z}}}\frac{\Gamma_e}{\Gamma_{\mathrm{Z}}}\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_{\mathrm{Z}}}\frac{s\Gamma^2_{\mathrm{Z}}}{(s-M^2_{\mathrm{Z}})^2 + M^2_{\mathrm{Z}}\Gamma^2_{\mathrm{Z}}} \tag{1.18}$$

donde $\Gamma_f = G_F M^3_{\mathrm{Z}}(g^2_V(f) + g^2_A(f))/6\pi\sqrt{2}$.

El término de interferencia es:

$$\sigma^0_{\gamma\mathrm{Z}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3}J_f\frac{s-M^2_{\mathrm{Z}}}{(s-M^2_{\mathrm{Z}})^2 + s^2\Gamma^2_{\mathrm{Z}}/M^2_{\mathrm{Z}}} \tag{1.19}$$

con $J_f \approx (G_F M^2_Z/\alpha\sqrt{2pi})g^2_V$, y tiene una contribución muy pequeña a la sección eficaz.

En particular, para $f = \tau$, la sección eficaz diferencial a nivel Born puede escribirse:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}[a_0(1+\cos^2\theta) + a_1\cos\theta] \tag{1.20}$$

con $\theta \equiv$ ángulo entre el e^- y el τ^-, y a_0, a_1 dependen de los acoplos. El término lineal en $\cos\theta$ produce una asimetría "forward-backward":

$$A_{FB} = \frac{\int_0^1 d\sigma/d\Omega d\cos\theta - \int_{-1}^0 d\sigma/d\Omega d\cos\theta}{\int_0^1 d\sigma/d\Omega d\cos\theta + \int_{-1}^0 d\sigma/d\Omega d\cos\theta} = \frac{3a_1}{8a_0} \tag{1.21}$$

Que en el polo del Z es:

$$A_{FB}(s = M^2_Z) = \frac{3}{4}A_e A_\tau \tag{1.22}$$

con $A_f = \frac{2g_v g_A}{g^2_v + g^2_A}$.

Por otra parte, y puesto que, como se ha visto antes, en el Modelo Estándar los acoplos levógiros y dextrógiros son diferentes, en los procesos dominados por el intercambio de bosones Z se produce violación de la conservación de la paridad. Como consecuencia, los τ's producidos en el estado final estarán polarizados, incluso partiendo de electrones y positrones no polarizados. Entonces, se puede definir la asimetría de helicidad:

$$A_\tau(\theta) = \frac{\sigma^{h_\tau=+1/2}(\theta) - \sigma^{h_\tau=-1/2}(\theta)}{\sigma^{h_\tau=+1/2}(\theta) + \sigma^{h_\tau=-1/2}(\theta)} \tag{1.23}$$

que mide la diferencia de producción relativa de τ's con helicidad positiva y τ's con helicidad negativa. A nivel Born y en el polo del Z resulta ser:

$$A_\tau(\theta) = \frac{A_\tau(1+\cos^2\theta) + 2A_e\cos\theta}{(1+\cos^2\theta) + 2A_e A_\tau\cos\theta} \tag{1.24}$$

De hecho, la conservación de paridad se viola dos veces, en la producción del Z y en su desintegración. Estas dos violaciones de paridad pueden distinguirse. Al integrar $A_\tau(\theta)$ en ángulo:

$$\int_{-1}^{+1} A_\tau(\theta) d\cos\theta = -\mathcal{P}_\tau = A_\tau \tag{1.25}$$

que depende sólo de los acoplos del τ al Z. Si se integra separadamente en las regiones "forward" y "backward" y se calcula la correspondiente asimetría se tiene:

$$A^{FB}_{POL} = \frac{\int_0^1 A_\tau(\theta) d\cos\theta - \int_{-1}^0 A_\tau(\theta) d\cos\theta}{\int_0^1 A_\tau(\theta) d\cos\theta + \int_{-1}^0 A_\tau(\theta) d\cos\theta} = -\frac{3}{4}A_e \tag{1.26}$$

que sólo depende de los acoplos del electrón al Z.

En la tabla 1.4 se dan los valores experimentales actuales para los acoplos del τ al Z. Todos son compatibles con el Modelo Estándar.

1.2.2 Acoplos a la corriente cargada

Mientras la producción de pares $\tau^+\tau^-$ en colisisonadores e^+e^- como LEP permite explorar el sector de corriente neutra del Modelo Estándar a una escala de energía definida por la masa del Z, la desintegración del leptón τ permite estudiar el sector de corrientes cargadas, pero a la escala mucho menor que define m_τ.

Las desintegraciones del leptón τ se producen mediante el intercambio de un bosón W. De acuerdo con la hipótesis de universalidad leptónica del Modelo Estándar, el proceso es exactamente igual que la desintegración del muón, salvo que para el τ hay varios estados finales permitidos (a causa de la diferencia de masas entre el μ y el τ, figura 1.1).

Para la desintegración del muón, el momento transferido por el W ($\approx m_\mu$) es muy pequeño comparado con m_W. Por tanto, se puede hacer la siguiente aproximación en el propagador del W:

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu/M_W^2}{q^2 - M_W^2} \stackrel{q^2 \ll M_W^2}{\rightarrow} \frac{g_{\mu\nu}}{M_W^2} \tag{1.27}$$

Entonces, la desintegración puede describirse mediante el hamiltoniano efectivo:

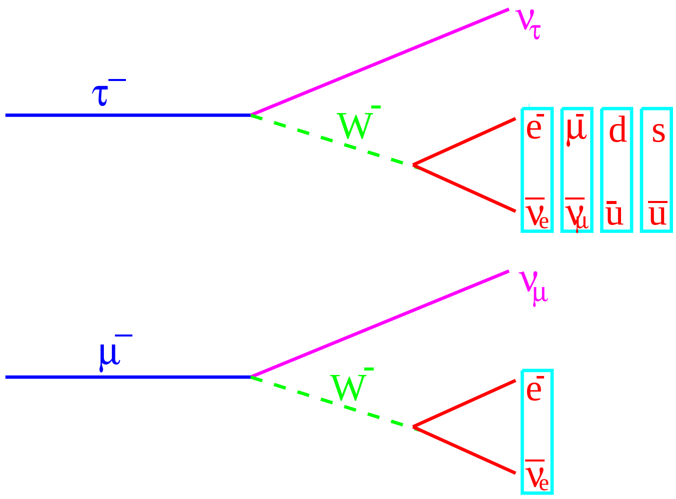


Figura 1.1: *Diagramas de Feynman del orden más bajo para las desintegraciones del μ y del τ*

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}(\bar{e}\gamma^{\alpha}(1-\gamma_5)\nu_e)(\bar{\nu}_{\mu}\gamma_{\alpha}(1-\gamma_5)\mu) \tag{1.28}$$

donde $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$, G_F es la constante de acoplo de Fermi, que se mide mediante la anchura total de desintegración (o la vida media) del muón:

$$\frac{1}{\tau_{\mu}} = \Gamma(\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_{\mu}) = \frac{G_F^2 m_{\mu}^5}{192\pi^3}(1+\delta_{RC})f(m_e^2/m_{\mu}^2) \tag{1.29}$$

con $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x\ln x$, y $(1+\delta_{RC}) = 0.9958$ da cuenta de las correcciones dominantes [9]. La vida media medida del muón [5], $\tau_{\mu} = (2.19703 \pm 0.00004) \times 10^{-6}$ s, implica:

$$G_F = (1.16639 \pm 0.00002) \times 10^{-5}\mathrm{GeV}^{-2} \sim \frac{1}{(293\mathrm{GeV})^2} \tag{1.30}$$

Para el τ [10] se puede aplicar el mismo razonamiento, pero teniendo en cuenta que ahora los estados finales permitidos son: $\tau^- \to \nu_{\tau}e^-\bar{\nu}_e$, $\tau^- \to \nu_{\tau}\mu^-\bar{\nu}_{\mu}$, $\tau^- \to \nu_{\tau}d\bar{u}$, $\tau^- \to \nu_{\tau}s\bar{u}$. Según la universalidad de los acoplos del W e ignorando las masas de los fermiones finales y las interacciones QCD, todos estos modos tienen amplitudes iguales salvo un factor $N_C|V_{ui}|^2$ $(i = d, s)$ en los canales hadrónicos, siendo $N_C = 3$ el número de colores. Si se hacen los cambios cinemáticos triviales en la ecuación 1.29, tenemos la predicción:

$$\frac{1}{\tau_{\tau}} \equiv \Gamma(\tau) = \Gamma(\mu)(\frac{m_{\tau}}{m_{\mu}})^5(2 + N_C(|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2)) \sim \frac{5}{\tau_{\mu}}(\frac{m_{\tau}}{m_{\mu}})^5 \tag{1.31}$$

donde se ha usado la relación de unitariedad $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 = 1 - |V_{ub}|^2 \sim 1$. Si se usa el valor dado antes para la vida media del muón, se tienen las predicciones que se muestran en la tabla 1.3 comparadas con los valores experimentales.

	Predicción	Valor medido
τ_τ	$\sim 3.3 \times 10^{-13} s$	$(2.9021 \pm 0.0115) \times 10^{-13} s$
$B_e = \mathrm{Br}(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)$	$\sim 1/5 = 20\%$	$17.786 \pm 0.072\%$
B_e/B_μ	$\sim \frac{f(m_\mu^2/m_\tau^2)}{f(m_e^2/m_\mu^2)} = 0.97256$	$0.9736 \pm 0.0059\%$
$\mathrm{Br}(\tau^- \to \nu_\tau h^-)$	11.73 ± 0.11	11.70 ± 0.11
$\mathrm{Br}(\tau^- \to \nu_\tau h^- \pi^0)$	25.1 ± 0.6	25.58 ± 0.18
R_τ	$\sim N_C = 3$	3.647 ± 0.024
$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)$	$\sim \frac{1}{\tau_\mu}(\frac{m_\tau}{m_\mu})^5 = 6.12 \times 10^{11} s^{-1}$	$(6.10 \pm 0.05) \times 10^{11} s^{-1}$

Tabla 1.3: *Algunas predicciones teóricas para las desintegraciones del* τ *y los valores experimentales medidos* [5].

Los números están en relativo buen acuerdo con las medidas para las desintegraciones leptónicas, pero se desvían hasta un 20% para las desintegraciones hadrónicas. Esto se explica por el efecto de las correcciones debidas a las interacciones fuertes, que aquí se han ignorado. Estas correcciones se deben a la presencia de gluones en el estado final y sólo afectan a los modos hadrónicos. Sin embargo, el problema de qué hadrones pueden producirse en la desintegración de un τ puede resolverse mediante argumentos sencillos:

- Por conservación de momento angular, estos hadrones tienen que ser mesones cargados con spin $J = 0, 1$. Por ser cargados, su isospín no puede ser cero.
- Las desintegraciones que producen hadrones con extrañeza están suprimidas en un factor 20 respecto de las que contienen quarks u y d. Esto se debe al valor del ángulo de Cabibbo, $\sin\theta_C = 0.22$, que aparece en los elementos de la matriz CKM.
- En el límite de quarks sin masa se verifica la llamada conservación de corrientes vectoriales (CVC) [7]. La consecuencia de ésto es que no se encuentran escalares en las desintegraciones del τ (el candidato sería la resonancia a_0).

En resumen, las desintegraciones hadrónicas pueden ser de tres tipos:

- $J^P = 0^+$: En este grupo están los pseudoscalares como el π o el K. La fracción de desintegración a este tipo de partículas es de un 12%.
- $J^P = 1^-$: Este tipo de hadrones incluye las resonancias vectoriales como el ρ o el K^* y da cuenta de un 26% de las desintegraciones del τ.
- $J^P = 1^+$: Estas partículas son pseudovectoriales; por ejemplo el a_1 o el K_1. La fracción de desintegración correspondiente es del 20%.

La fracción de desintegración $\tau \to \pi\nu$ puede calcularse a partir de la fracción de desintegración $\pi \to \mu\nu$ [11], [30]:

$$\frac{Br(\tau \to \pi\nu)}{BR(\pi \to \mu\nu)} = (\frac{g_\tau}{g_\mu})^2 \frac{\tau_\tau}{\tau_\pi} \frac{m_\tau^3}{2m_\pi m_\mu^2} \frac{(1 - m_\pi^2/m_\tau^2)^2}{(1 - m_\mu^2/m_\pi^2)} \tag{1.32}$$

Por su parte, la fracción de desintegración $\tau \to \pi\pi^0\nu$ se puede calcular utilizando la hipótesis CVC y la sección eficaz medida para $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ [12]. Las predicciones se muestran, comparadas con los valores medidos, en la tabla 1.3. Se observa que la teoría está en excelente acuerdo con los resultados experimentales. Las propiedades generales del leptón τ se dan en la tabla 1.4.

Propiedades estáticas [5]	
m_τ	$1777.00^{+0.30}_{-0.27}$ MeV
τ_τ	291 ± 1.5 fs
B_e	17.83 ± 0.08 %
B_μ	17.35 ± 0.10 %
B_π	11.31 ± 0.15 %
B_ρ	25.24 ± 0.16 %
Acoplos a la corriente neutra [6]	
g_v^τ	-0.0367 ± 0.0016
g_a^τ	-0.50117 ± 0.00074
Acoplos a la corriente cargada [5]	
ρ	0.741 ± 0.014
η	0.047 ± 0.076
ξ	1.04 ± 0.09
$\xi\delta$	0.73 ± 0.07
QCD [5]	
$\alpha_s(m_\tau^2)$	0.33 ± 0.03
$\alpha_s(m_Z^2)$	0.122 ± 0.003

Tabla 1.4: *Principales propiedades del leptón τ medidas hasta la fecha. No se observan desviaciones respecto de las predicciones del Modelo Estándar. Los acoplos a la corriente cargada son los parámetros de Michel* [5], *que confirman la estructura $V - A$ de la misma.*

1.2.3 QCD en las desintegraciones del τ

Puesto que el leptón τ se desintegra en hadrones y su masa es mucho mayor que Λ_{QCD}, tiene sentido determinar la evolución de la constante de acoplo α_s de QCD con la energía a partir de las desintegraciones hadrónicas. El mejor observable para ésto es la anchura hadrónica R_τ, puesto que, aunque tiene importantes contribuciones perturbativas de QCD, los detalles de la hadronización en el estado final no juegan un papel muy importante. La serie perturbativa para este observable se ha calculado hasta orden $O(\alpha^3)$ y se han estimado las contribuciones no perturbativas [13].

Experimentalmente, la anchura hadrónica se obtiene a partir de la anchura total y de las fracciones de desintegración leptónicas:

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \to \nu_\tau + hadrones)}{\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = \frac{1 - Br(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) - Br(\tau^- \to \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{Br(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} \quad (1.33)$$

$$R_\tau = N_C(|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2))\delta_{ew}[1 + \delta_p(\alpha_s(m_\tau)) + \delta_{np} + \delta'_{ew}] \quad (1.34)$$

con $\delta_{ew} = 1.0194$, $\delta'_{ew} = 0.01$ [14].

Los resultados obtenidos para α_s se dan en la tabla 1.4 y están en buen acuerdo con lo que se espera de QCD al aplicar la evolución de α_s con la energía y comparar con los valores obtenidos en el polo del Z.

Capítulo 2

El experimento L3. Selección de la muestra

El verdadero peligro no es que las máquinas empiecen a pensar como los humanos, sino que los humanos empiecen a pensar como las máquinas. (S. J. Harris)

Las distribuciones de las variables físicas relevantes en cualquier experimento se miden siempre mediante un aparato de resolución finita. Por tanto, para inferir la verdadera distribución a partir de la distribución medida es necesario conocer el comportamiento del detector durante el proceso de medida y cómo este comportamiento afecta a las distribuciones físicas que se desea medir.

A continuación se dará, pues, una breve descripción del acelerador LEP y del experimento L3, que permita entender cómo se selecciona la muestra que después se utilizará para obtener los resultados que aquí se presentan.

2.1 LEP

LEP ("Large Electron Positron Collider") [15] es el mayor colisionador e^+e^- construido hasta la fecha. Los objetivos fundamentales para los que se construyó son dos. En su primera fase (1989-1996), la máquina acumuló una gran estadística para el estudio de las propiedades del bosón Z, operando con una energía del haz alrededor de 45 GeV. A partir de 1996, el objetivo ha sido la producción de bosones $W^{\pm}$, lo que requiere una energía del haz superior a 80 GeV. Las exigencias en la energía del haz fijan el tamaño de la máquina. LEP tiene una circunferencia de aproximadamente 27 km, y está localizado a una profundidad media de 100 m en un túnel situado en las proximidades de la frontera franco-suiza cerca de Ginebra (figura 2.1).

En realidad, LEP es el último de una cadena de aceleradores (figura 2.2). El sistema de inyección de LEP consta de dos aceleradores lineales (LIL,"Linear Inyector of LEP") de 0.2 GeV y 0.6 GeV, seguidos por un anillo acumulador (EPA,"Electron Positron Acumulator") para aumentar la intensidad de electrones y , especialmente, la de positrones. Las partículas acumuladas se inyectan en el PS ("Proton Synchrotron"), que opera como sincrotrón e^+e^- de 3.5 GeV. Después, el PS inyecta el haz en el SPS ("Super Proton Synchrotron"), que a su vez opera como inyector de electrones y positrones de 20 GeV en LEP. Finalmente, LEP actúa como

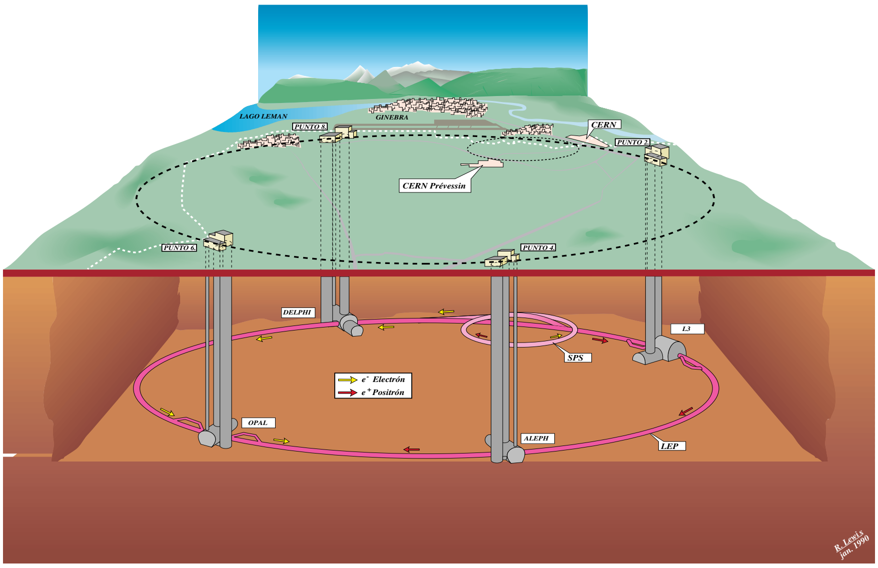


Figura 2.1: *Visión de LEP con sus puntos experimentales y posición en la superficie.*

acelerador para aumentar la energía de las partículas hasta el valor fijado para las colisiones, y a partir de este momento, como anillo de almacenamiento para mantener dichas colisiones.

LEP está formado por ocho tramos rectos conectados por arcos de circunferencia. Todos los tramos rectos (P1,...,P8) contienen áreas experimentales, pero sólo se han instalado detectores en las áreas pares: L3(P2), ALEPH(P4), OPAL(P6), DELPHI(P8). A ambos extremos de cada detector, imanes cuadrupolares superconductores focalizan los haces en el punto de interacción, incrementando la luminosidad en las regiones experimentales.

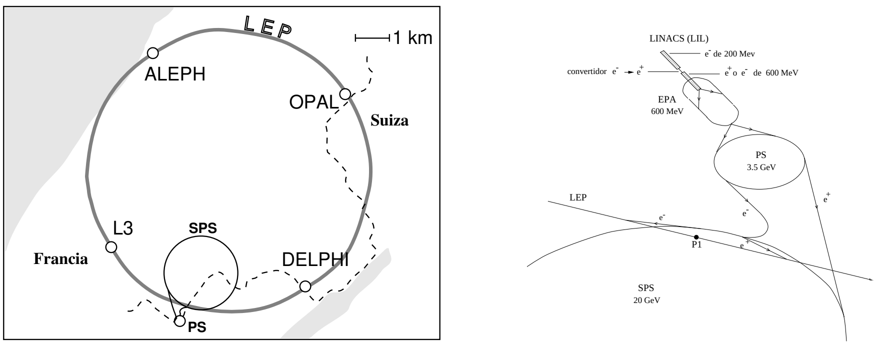


Figura 2.2: *Plano de situación del anillo de LEP (izda.) y sistema de inyección (dcha.).*

Los electrones y positrones que circulan por LEP están concentrados en cuatro [1] pequeños paquetes ("bunches") con una intensidad del orden de 450μA ($\sim 10^{11}$ partículas) cada uno. El cruce de haces de electrones y positrones se produce cada 22μs. A 45 GeV, los electrones y positrones pierden alrededor de 0.12 GeV por vuelta debido a la emisión de radiación de

[1] También se han usado ocho, y otras configuraciones.

sincrotrón. Esta pérdida de energía se compensa mediante cavidades de radiofrecuencia. La luminosidad instantánea típica recogida por los experimentos es del orden de $10^{31}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$.

2.2 El experimento L3

Los detectores de LEP: ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL, están diseñados especialmente para operar en el rango de energía centro de masa alcanzado por el colisionador. En principio, los detectores intentan cubrir todos los aspectos de la física de LEP. Sin embargo, cada experimento se construyó para realizar ciertas medidas de forma más precisa, lo que implica diferentes diseños. Por ejemplo, ALEPH y OPAL tienen grandes cámaras centrales (3 m de diámetro) y DELPHI identifica hadrones cargados mediante detectores Cherenkov. L3 fue diseñado expresamente para medir de forma muy precisa electrones, muones y fotones.

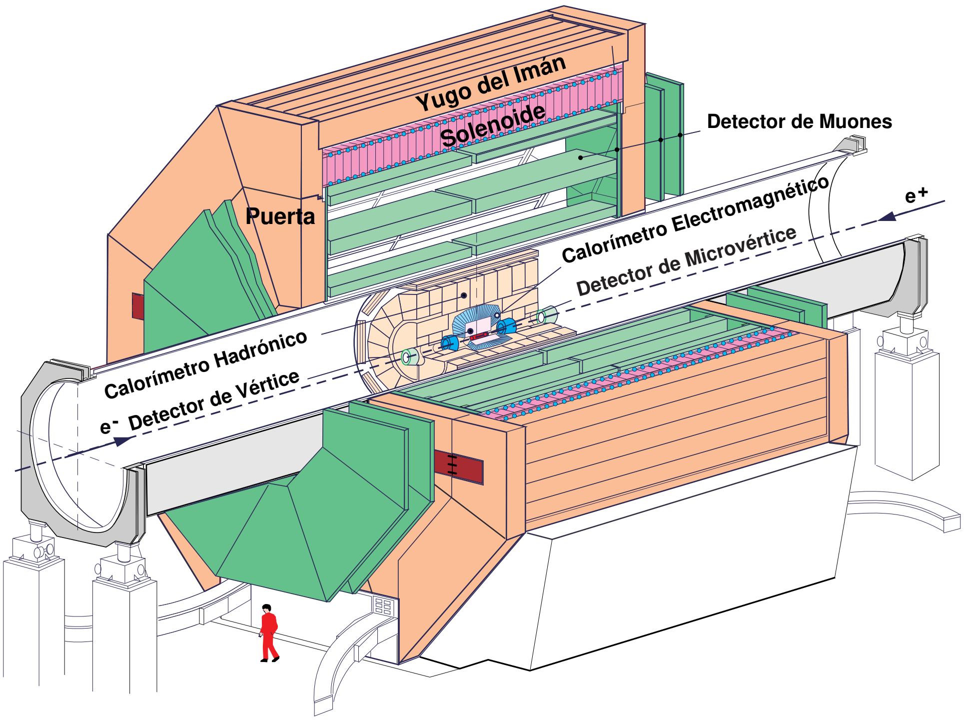


Figura 2.3: *Visión en perspectiva del detector L3 y sus componentes.*

El diseño de L3 está condicionado por esta elección. La resolución en la medida del momento de los muones mejora linealmente con el campo magnético, pero cuadráticamente con la longitud, de forma que en L3 se optó por una configuración basada en cámaras de deriva muy separadas del punto de interacción e inmersas en un campo magnético relativamente débil. Por otra parte, la identificación y medida precisa de electrones y fotones se consigue mediante un calorímetro electromagnético basado en cristales de BGO (germanato de bismuto) que proporciona una resolución en energía muy alta. El espacio disponible para el resto de los subdetectores está supeditado a esta configuración (figura 2.4).

Los principales componentes de L3 son, siguiendo a una partícula que escapa desde el punto de interacción:

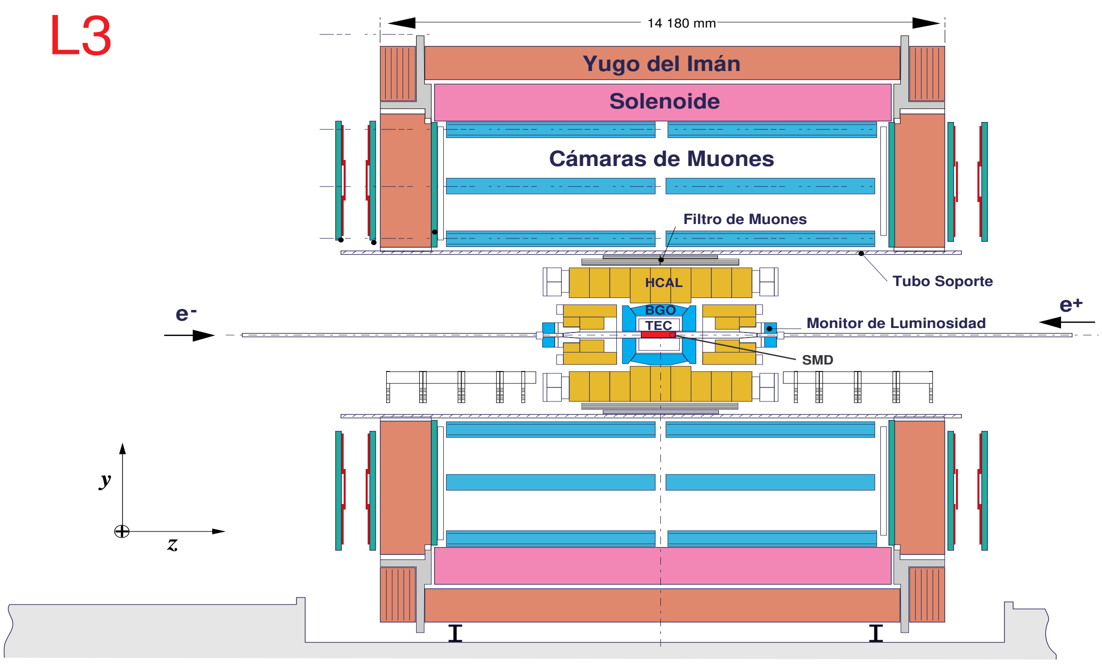


Figura 2.4: *Sección longitudinal de L3 y sus diferentes subdetectores.*

- El sistema central de detección de trazas, que mide el momento de las partículas cargadas.
- El calorímetro electromagnético, que mide la energía de las partículas que interaccionan electromagnéticamente.
- El calorímetro hadrónico, que mide la energía depositada por las partículas sensibles a la interacción fuerte.
- El espectrómetro de muones, que mide el momento de los muones.

Todos estos subdetectores están situados dentro de un imán que proporciona un campo magnético uniforme de 0.5 Tesla paralelo al eje del haz (figura 2.3).

La figura 2.5 muestra cómo se observan las diferentes partículas en el detector:

- FOTONES: Atraviesan el sistema central sin interacción, y producen una cascada electromagnética contenida en el calorímetro BGO. Este subdetector proporciona una información muy precisa acerca de la energía del fotón así como de los ángulos azimutal y polar.
- ELECTRONES: Los electrones se observan como una traza en la cámara de vértice apuntando a una deposición de energía en el BGO, completamente contenida en este calorímetro. La información combinada de ambos subdetectores proporciona medidas muy precisas de la energía y la orientación, así como la identificación de la carga.
- HADRONES: Como en el caso de los electrones, pueden dejar trazas en el detector central (si son cargados) y cascadas en el BGO. Pero atraviesan este detector y depositan una

parte de su energía en el calorímetro hadrónico. Su energía no se mide de manera tan precisa como la de los electrones, pero se consigue una muy buena cobertura de ángulo sólido y hay suficientes longitudes de absorción como para contener completamente las cascadas hadrónicas.

- MUONES: Se comportan como partículas de mínima ionización en todos los detectores. Por tanto, producen una traza en el detector central, que proporciona la información angular. También pierden energía en el calorímetro BGO, y producen una cascada en el calorímetro hadrónico, que permite seguir la pérdida de energía de los muones. Finalmente, son las únicas partículas (excepto los neutrinos) que alcanzan el espectrómetro de muones, donde se mide su momento con precisión.

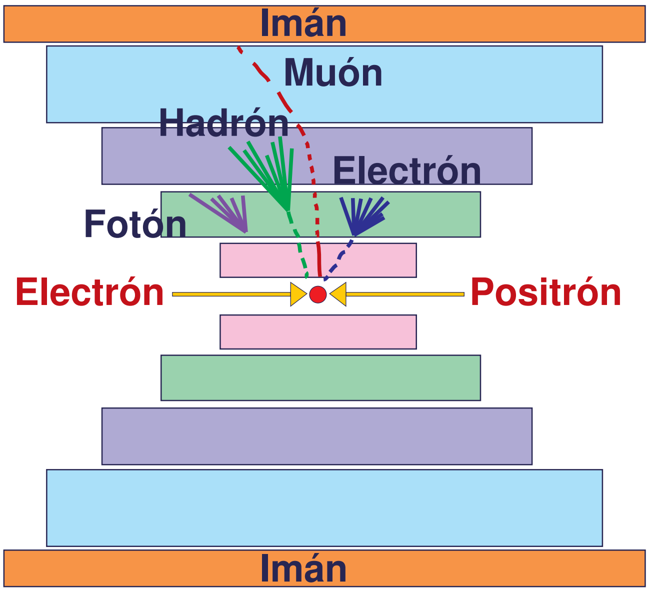


Figura 2.5: *Señal que dejan las diferentes partículas en el detector L3.*

A continuación se dará una breve descripción de cada uno de los subsistemas que componen L3. Una descripción mucho más detallada puede encontrarse en la referencia [16].

Todos los subdetectores están soportados por un tubo cilíndrico de acero de 32 m de longitud y 4.45 m de diámetro, el tubo soporte. En su interior se encuentran los calorímetros y el sistema de detección de trazas, y en el exterior el espectrómetro de muones (figura 2.3).

2.2.1 El imán

El campo magnético de L3 está proporcionado por un imán solenoidal convencional (es decir, no superconductor), de sección octogonal, por el cual circula una intensidad de 30000 A. Su dimensión transversal es de 11.4 m, siendo la longitudinal de 11.9 m.

2.2.2 Sistema central de detección de trazas

Consta de un detector de microvértice (SMD) [17], una cámara de deriva (TEC) [18] y dos cámaras proporcionales (cámaras Z) [18]. Su función es medir la dirección, el momento y la carga de las partículas cargadas que la atraviesan.

El elemento principal del sistema es la TEC (figura 2.6), que mide el momento y la dirección de una traza cargada en el plano $r-\phi$. Radialmente ocupa la región que va desde 9 hasta 49 cm a partir del punto de interacción y cubre un ángulo polar de $12^o < \theta < 168^o$ ($45^o < \theta' < 135^o$ si se requiere medida de la coordenada z).

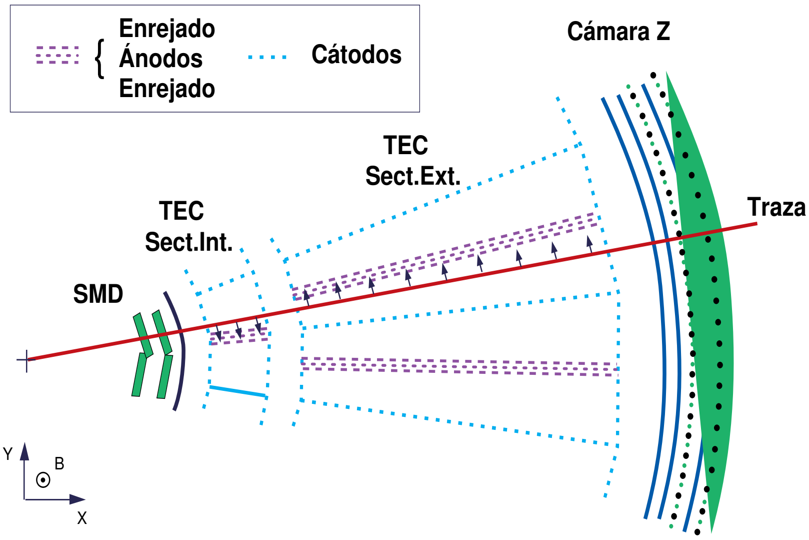


Figura 2.6: *Sección transversal de la TEC y señal que deja en la misma una traza.*

La TEC está dividida radialmente en dos cilindros concéntricos. Planos de hilos catódicos perpendiculares al plano XY dividen cada uno de ellos en sectores. En el centro de cada sector, un total de 62 hilos de señal determina la trayectoria de las partículas cargadas (figura 2.6). Opera mediante el principio de expansión temporal (de ahí su nombre, "TEC:Time Expansion Chamber"), que consiste en la división de cada sector, por medio de una malla, en dos regiones. Una de deriva lenta ($v_d \sim 6\mu$m/s) y otra de deriva rápida ($v_d \sim 50\mu$m/s) próxima al ánodo (figura 2.7). La cámara utiliza una mezcla de isobutano (20%) y dióxido de carbono (80%) de baja difusión longitudinal.

La resolución de la TEC en la medida del momento transverso es $\sigma(1/p_t) = 0.022\text{GeV}^{-1}$. Además, la cámara resuelve dos trazas próximas cuando éstas están separadas una distancia mínima de $\sim 650\mu$m.

Las cámaras Z proporcionan una medida precisa de la coordenada z de la traza. Este detector cubre el cilindro externo de la TEC y consiste en dos cámaras proporcionales cilíndricas coaxiales con lectura de cátodo (figura 2.7). Los "strips" de cátodo están inclinados respecto del eje z 69^o y 90^o para la cámara interna y -69^o y -90^o para la externa. Opera con una mezcla de 80%

de argón y 20% de dióxido de carbono y su resolución en la medida de la coordenada θ es de 2 mrad.

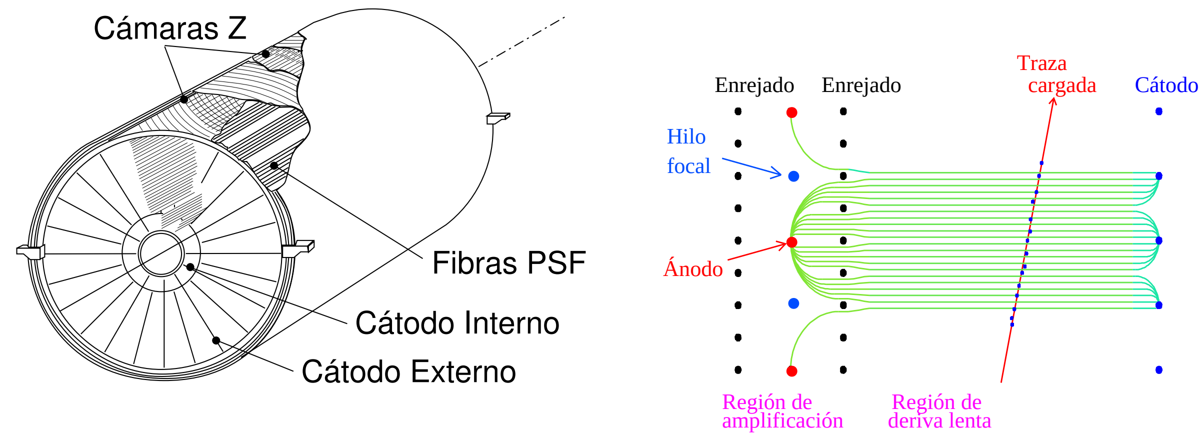


Figura 2.7: *Visión en perspectiva de la TEC y el campo en su interior.*

El SMD ("Silicon Microvertex Detector") se instaló en 1993, pero no fue operativo hasta 1994. Está situado entre el tubo del haz y el borde interno de la TEC (figura 2.8). Es el detector más próximo al vértice de interacción. Su instalación ha permitido mejorar la medida de las trazas descritas por las partículas cargadas que atraviesan el detector central. Consta de dos capas cilíndricas con doce "ladders" cada una (figura 2.8). Cada "ladder" tiene cuatro "wafers" de silicio en ambas caras. Cada "wafer" tiene "strips" de lectura para la coordenada $r-\phi$ en la cara externa y para la coordenada z en la cara interna. La resolución es de 10μm en la medida de $r-\phi$ y 25μm en la medida de z.

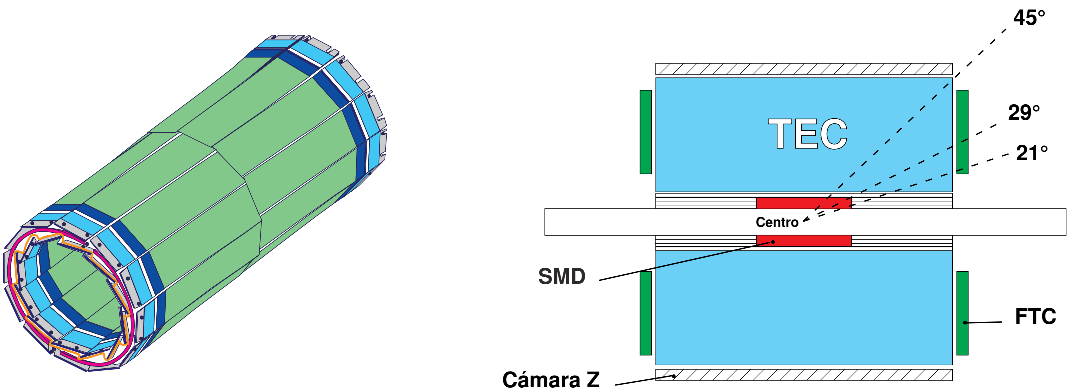


Figura 2.8: *Visión en perspectiva del SMD (izda.) y la sección longitudinal del detector de vértice de L3 (dcha.), donde se ve la TEC y el SMD y su cobertura angular.*

2.2.3 El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [19] está situado envolviendo la TEC, y es una matriz de unos 11000 cristales de BGO (germanato de bismuto, $Bi_4Ge_3O_{12}$). Los cristales tienen forma de pirámide truncada y apuntan hacia el vértice de interacción, con una pequeña desviación angular en ϕ de 10 mrad para evitar la fuga de fotones (figura 2.9).

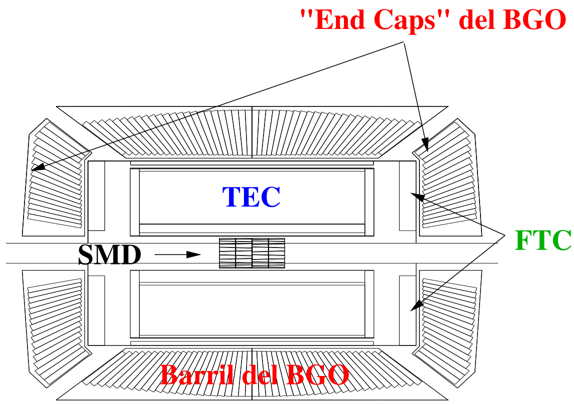


Figura 2.9: *Sección longitudinal donde se ven las diferentes partes del calorímetro BGO, y su posición respecto del sistema de detección de trazas.*

El calorímetro está dividido en dos regiones claramente diferenciadas, el "barrel" y los "end caps"[(2)] (figura 2.9). El "barrel" cubre la región angular $-0.72 < \cos\theta < 0.72$ y los "end caps" cubren las regiones $0.80 < |\cos\theta| < 0.98$. El calorímetro fue diseñado para medir con precisión la energía y posición de electrones y fotones en un amplio rango de energías. La resolución es del 5% a 100 MeV y mejor que el 2% desde 1 GeV a 100 GeV.

El calorímetro está segmentado muy finamente (esto es, la dimensión de cada cristal es menor que el radio de Molière del BGO), de forma que la cascadas electromagnéticas se extienden normalmente en nueve o más cristales. Esto permite una reconstrucción muy exacta de los centroides de las cascadas. Asimismo, la segmentación también hace posibles análisis muy precisos de las formas transversales de las deposiciones de energía en el calorímetro, permitiendo así discriminar entre electrones y hadrones (figura 2.10).

2.2.4 Monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad se utiliza para detectar sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$ con ángulos de scattering muy pequeños para el electrón y el positrón. A bajo ángulo, este proceso tiene una sección eficaz grande y está dominado por el intercambio de un fotón en canal t. Este es un proceso QED y su sección eficaz teórica es conocida con mucha precisión. El número de sucesos medido se compara con los cálculos teóricos para deducir la luminosidad. El error sistemático en la medida de la luminosidad es menor que el 1%.

[2] En 1995 se instaló el EGAP, un calorímetro diseñado para cubrir el hueco existente entre el "barrel y los "end caps".

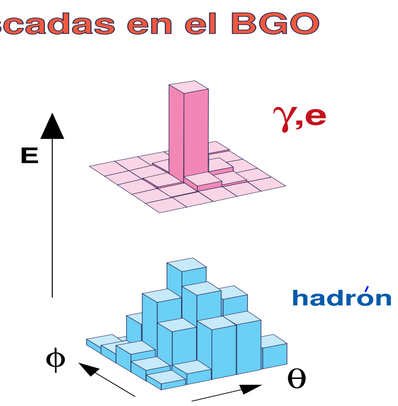


Figura 2.10: *Forma de la cascada en el BGO de las partículas electromagnéticas (arriba) y hadrónicas (abajo).*

El monitor de luminosidad consta de dos módulos de BGO situados simétricamente a ambos lados del punto de interacción (figura 2.11). El rango angular cubierto es 31 mrad $< \theta <$ 62 mrad.

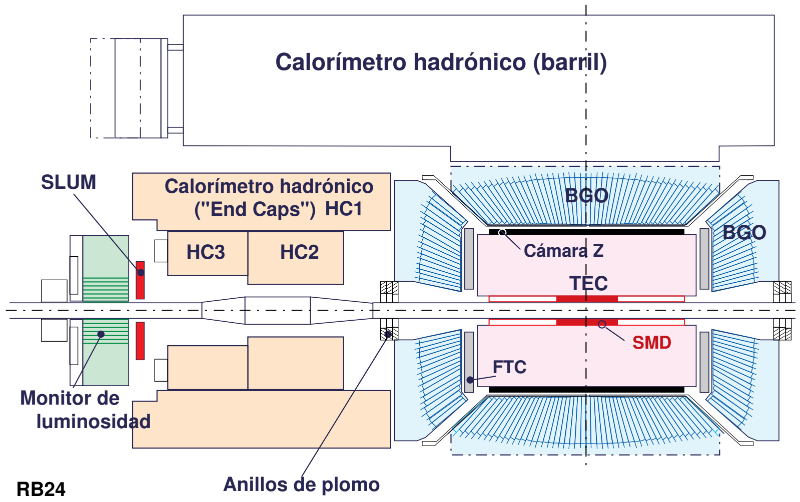


Figura 2.11: *Sección longitudinal de L3 donde se puede apreciar la posición del monitor de luminosidad. Hay otra parte colocada simétricamente respecto de la que se ve en la figura.*

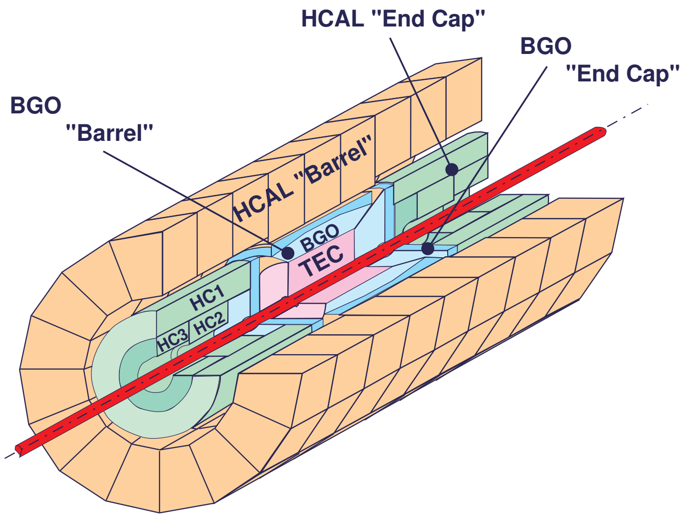
2.2.5 Contadores de centelleo

Los contadores de centelleo miden el tiempo de paso de una partícula cargada respecto del tiempo de cruce de los haces. Su propósito fundamental es identificar sucesos procedentes de rayos cósmicos que pasan cerca del vértice de interacción pero que están descorrelacionados con el cruce de haces. La diferencia estimada en tiempo de vuelo medido en los centelleadores es cero para dimuones y aproximadamente 5.8 ns para un muón cósmico. Los contadores de centelleo están situados entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico. Su cobertura angular es $|\cos\theta| < 0.90$. La resolución de los centelleadores es de ~ 0.4 ns.

2.2.6 El calorímetro hadrónico

La energía de los hadrones producidos en colisiones e^+e^- se mide en L3 mediante la técnica de absorción total utilizando la información combinada dada por el calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico. El calorímetro hadrónico (HCAL) [20] también ayuda en la identificación de muones a partir de su signatura de partículas mínimamente ionizantes.

El HCAL consiste en una región central ("barrel") que cubre el rango angular $34^o < \theta < 145^o$ y dos "end caps" que cubren $5.5^o < \theta < 35^o$ y $145^o < \theta < 174.5^o$ (figura 2.12). Está compuesto por módulos en los que se intercalan capas de cámaras proporcionales como material activo con capas de uranio como material absorbente (figura 2.12). La elección del uranio se debe a que tiene una longitud de absorción pequeña, lo que le hacía adecuado para utilizarse en el espacio limitado de que se disponía en L3.



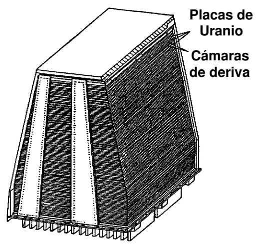


Figura 2.12: *Visión en perspectiva del calorímetro hadrónico (izda.) y uno de los módulos que lo componen (dcha.).*

Entre el tubo soporte y el HCAL se encuentra el filtro de muones, que añade 1.03 longitudes de absorción. Está constituido por seis capas de latón intercaladas con cinco capas de cámaras proporcionales como componente activo. En total, teniendo en cuenta los calorímetros, los centelleadores, el filtro de muones y el tubo soporte hay alrededor de seis longitudes de absorción para piones (figura 2.13)

La resolución angular para jets en el sistema calorimétrico es alrededor de 2.5^o. La resolución en energía combinando la TEC con los calorímetros para piones cargados es mejor que el 20% por encima de 15 GeV.

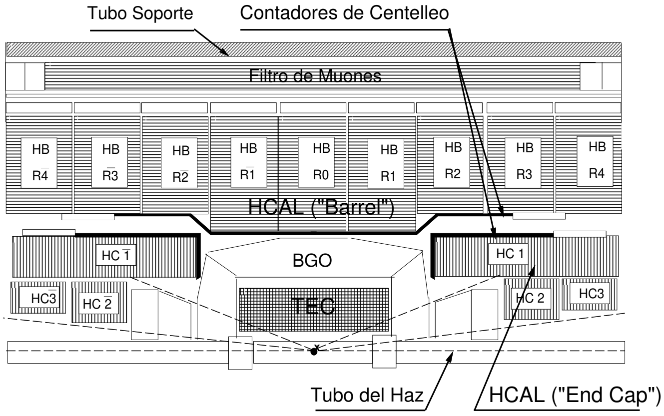


Figura 2.13: *Sección longitudinal del calorímetro hadrónico, donde se ven los "endcaps", el "barrel" y el filtro de muones.*

2.2.7 Las cámaras de muones

El espectrómetro de muones de L3 [21] se diseñó para medir el momento de muones de alta energía ($\sim$ 50 GeV) con una precisión $\Delta p/p \sim 2\%$. El espectrómetro está formado por dos ruedas. Cada rueda está constituida por ocho unidades u octantes (figura 2.14). Cada octante posee cinco cámaras P que miden el momento en el plano $r-\phi$ y seis cámaras Z que se encargan de medir la coordenada z (figura 2.15). El rango angular que cubre el espectrómetro es $|\cos\theta| < 0.75$.

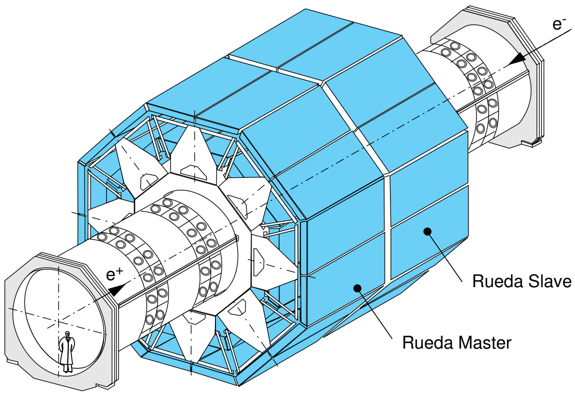


Figura 2.14: *Visión en perspectiva de las cámaras de muones en la que se pueden ver las dos ruedas que las forman.*

Las cámaras P están segmentadas en celdas separadas por planos de hilos catódicos (figura 2.15). En el centro de cada celda se encuentra el plano de hilos de señal. Las cámaras operan con una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%). Las cámaras Z constan de dos capas de tubos de

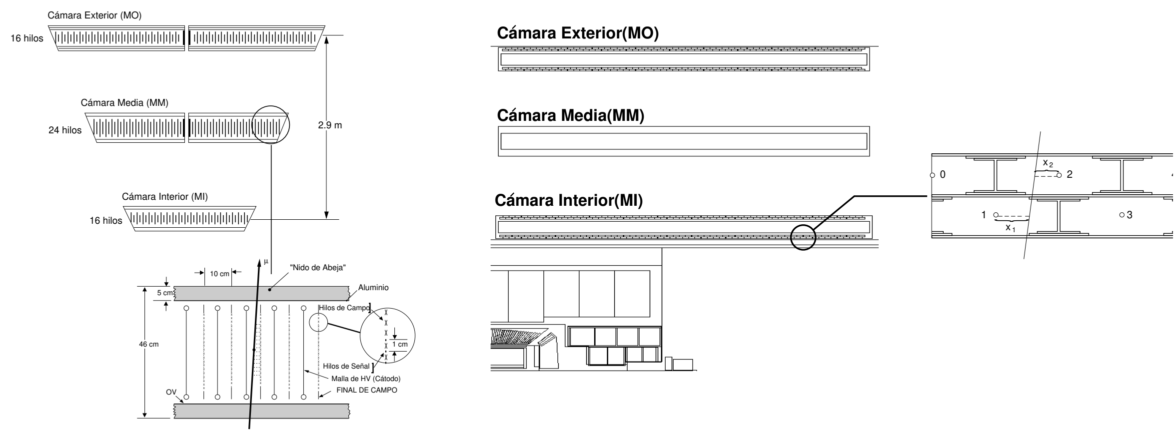


Figura 2.15: *Sección transversal (izda.) y sección longitudinal (dcha.) con detalles sobre la estructura de las cámaras P y Z respectivamente.*

deriva. Cada celda está delimitada por vigas en forma de I conectadas a potencial negativo. En el centro de la celda se encuentra el ánodo (figura 2.15). Las cámaras Z utilizan una mezcla de argón (91.5%) y metano (8,5%).

La resolución de las cámaras P es de unas 200μm por hilo, mientras que la de las cámaras Z es del orden de 500μm.

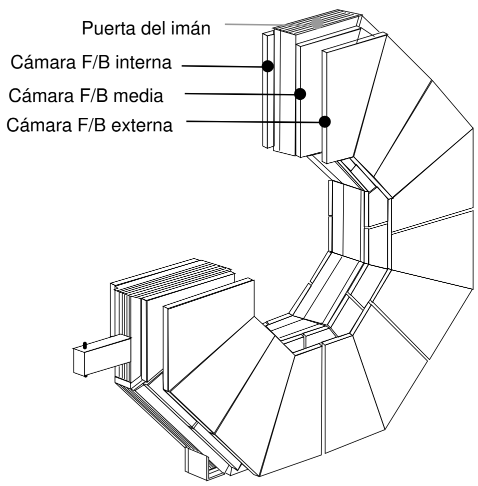


Figura 2.16: *Visión en perspectiva de las cámaras "forward-backward" y de su posición respecto de la puerta del imán.*

En 1995 se finalizó la instalación del detector de muones "forward-backward" [22] (figura 2.16), que incrementa la aceptancia en el rango $24^o < \theta < 44^o$. El detector consiste en 16 módulos montados en las puertas del imán. Cada módulo contiene 3 capas de cámaras de deriva. En el rango $36^o < \theta < 44^o$ la resolución está entre el 4 y el 23% asumiendo una precisión de 120μm en el alineamiento. En esta zona intervienen en la medida tanto en la zone central como el detector “forward-backward”. En el rango $24^o < \theta < 36^o$ los muones se miden sólo en el detector ”forward-backward” con una resolución del 34% (esta resolución está limitada por el múltiple “scattering”).

2.2.8 El sistema de adquisición de datos

Los haces de LEP se cruzan en las áreas experimentales cada 22μs [3]. El sistema de “trigger” de L3 lleva a cabo un análisis rápido de la respuesta de los subdetectores cada cruce de haces, para determinar si se ha producido un suceso de interacción e^+e^-. El propósito es seleccionar sucesos procedentes de interacciones e^+e^- con alta eficiencia y rechazar contaminación procedente de rayos cósmicos, interacciones entre el haz y el gas residual del tubo de vacío, ruido electrónico, etc. El sistema de “trigger” está dividido en tres niveles. En cada uno de ellos se aplican diferentes criterios de selección de complejidad creciente:

- Nivel 1: Hay cinco “subtriggers” diferentes: calorimetría, monitor de luminosidad, centelleadores, cámaras de muones y TEC. Un resultado positivo en cualquiera de ellos hace que el suceso pase al nivel siguiente.
- Nivel 2: Su propósito fundamental es rechazar contaminaciones que hayan pasado el primer nivel de selección, principalmente ruido electrónico, interacciones haz-gas residual o haz-pared del tubo de vacío y radiación de sincrotrón.
- Nivel 3: Si el resultado del nivel 2 es positivo, el suceso pasa al nivel 3, donde se utilizan criterios más refinados de selección, y se correlacionan las informaciones procedentes de los diferentes subdetectores. La eficiencia total del sistema de “trigger” es superior al 99.9%.

2.3 Selección de la muestra

Los canales de desintegración que se desea seleccionar para el análisis son aquellos en los que ambos τ’s se desintegran en un hadrón cargado. Esto es, $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau$, con $h = \rho, \pi$.

La selección se realiza en dos pasos. En el primero se selecciona una muestra de dileptones y en el segundo se clasifican los diferentes modos de desintegración del leptón τ. La preselección consiste en la aplicación de unos cortes muy suaves a la muestra total de datos. De esta forma se consigue eliminar casi completamente la contaminación de sucesos hadrónicos, que es el objetivo fundamental de la preselección. La sección eficaz de producción de sucesos hadrónicos es mucho mayor que la de sucesos leptónicos. Por tanto, los sucesos hadrónicos son una fuente potencial de contaminación muy importante. Sin embargo, sus características topológicas son muy diferentes de las de los sucesos leptónicos, cosa que permite separar ambos tipos de suceso. Posteriormente, se realiza la clasificación de los diferentes modos de desintegración del leptón τ. El detector se divide en dos regiones (hemisferios) mediante un plano perpendicular al eje del “thrust” [4] del suceso. Cada hemisferio se trata de forma independiente en la selección. La identificación de los canales de desintegración de los leptones τ se realiza utilizando las propiedades topológicas

[3] En modo 4x4 “bunches”. En modo 8x8 el cruce es cada 11μs

[4] El “thrust” T se define como $T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n}\cdot\vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$ y el eje del “thrust” viene dado por el vector $\vec{n}$ que maximiza T.

de las deposiciones de energía del suceso en los calorímetros, así como en la consistencia de las medidas de momento de las trazas de partículas cargadas en la TEC con dichas deposiciones de energía.

2.3.1 Preselección

Los sucesos $Z \to \tau^+\tau^-$ se caracterizan por tener baja multiplicidad y velocidades ultrarrelativistas de los τ's. Los τ's se desintegran en 1, 3 o 5 partículas cargadas, y como resultado de su comportamiento relativista, los ángulos entre trazas en el mismo hemisferio son pequeños. Los sucesos $Z \to$ hadrones se caracterizan por producir muchas trazas separadas por ángulos grandes. La figura 2.17 muestra las diferencias entre ambos tipos de suceso, así como con sucesos $Z \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$.

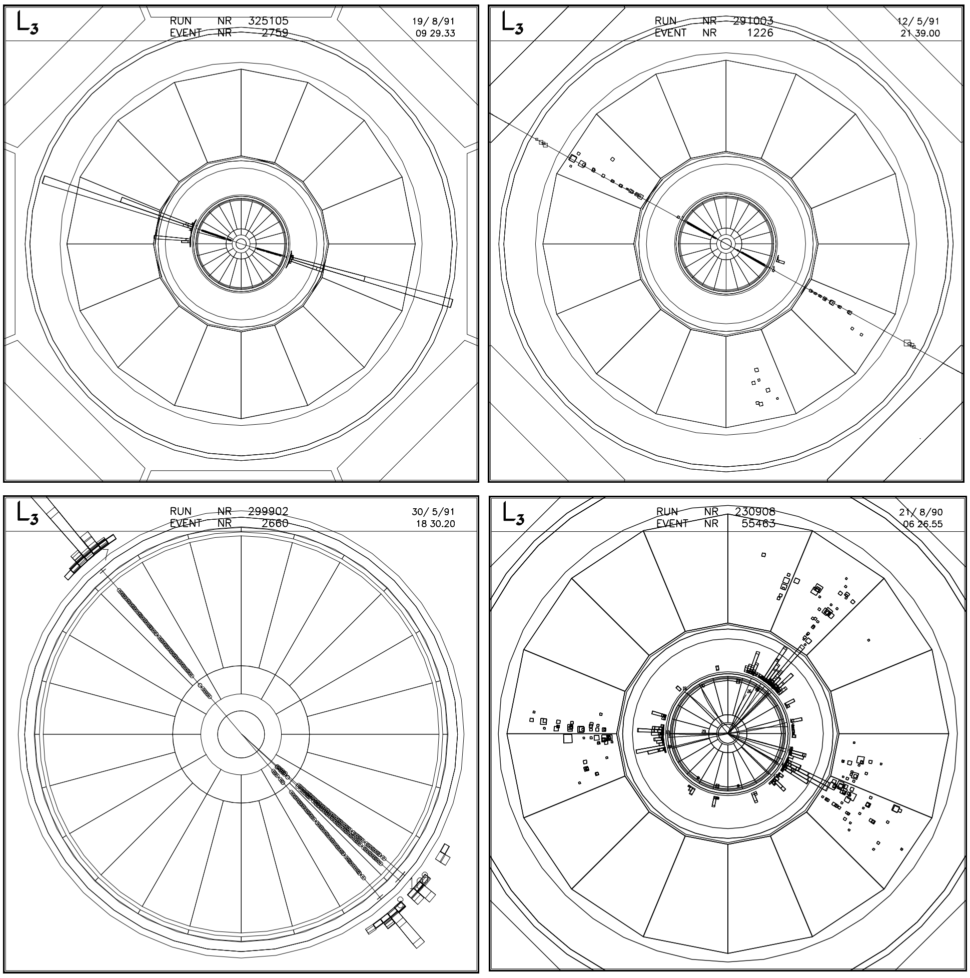


Figura 2.17: *Ejemplos de sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ y $q\bar{q}$ (de izquierda a derecha y de arriba a abajo) tomados en L3. El suceso $\tau^+\tau^-$ se representa a escala de la cámara de vértice; los demás a escala del calorímetro hadrónico.*

Utilizando estas características, se aplican los siguientes cortes para rechazar sucesos Z $\rightarrow$ hadrones:

- No más de 6 trazas en el suceso y no más de 5 trazas por hemisferio (figura 2.18).
- Acoplanaridad [5] $\leq 20^\circ$ y menos de 20 "clusters" en el BGO (figura 2.18).

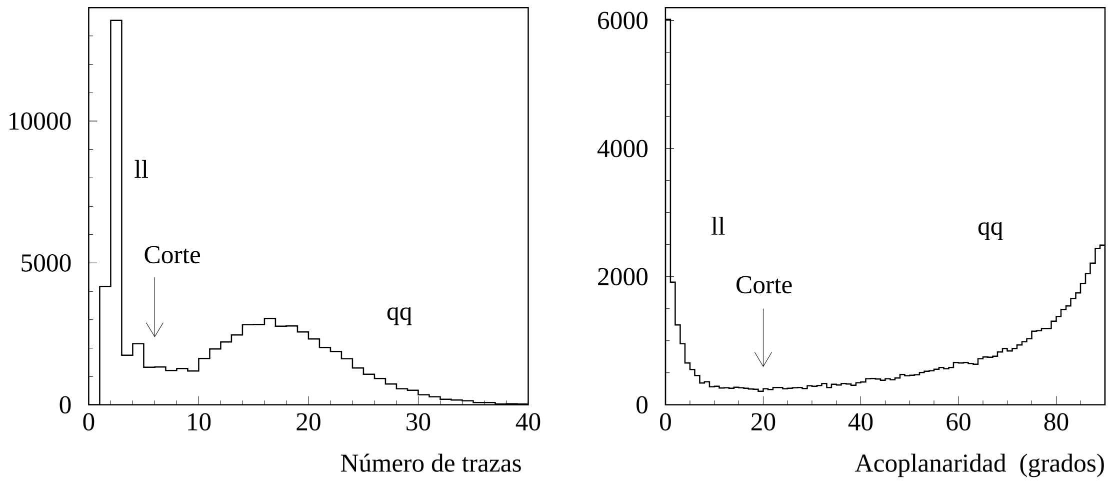


Figura 2.18: *Comparación entre el comportamiento de la señal y el de la contaminación para algunas variables utilizadas en la preselección (multiplicidad, a la izda. y acoplanaridad, a la dcha.)*

Los muones procedentes de los rayos cósmicos se rechazan exigiendo que haya en cada hemisferio al menos una traza cargada que pase como máximo a 2 mm del vértice de interacción y que la señal correspondiente de los centelleadores no difiera en tiempo en más de 2 ns.

Asimismo, la preselección reduce la contaminación de sucesos de dos fotones ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$) exigiendo que haya al menos una traza con momento transverso mayor que 0.5 GeV.

A partir de la simulación Monte Carlo se estima que con estos cortes la eficiencia en la selección de dileptones es del orden del 98% para todos los canales leptónicos cargados, y la contaminación total es de orden del 5%, compuesta por muones cósmicos y sucesos de dos fotones en su práctica totalidad.

2.3.2 Selección de desintegraciones hadrónicas del τ

La selección se lleva a cabo en la región central del detector: $|\cos(\theta_{thrust})| < 0.7$. Se exige que los dos hemisferios de cada suceso seleccionado sean identificados bien como $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ bien como $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$. Los criterios de identificación de estos canales se dan a continuación.

[5] Acop.$= ||\phi_1 - \phi_2| - \pi|$, donde ϕ_1 y ϕ_2 son los ángulos azimutales de las trazas más energéticas en los hemisferios 1 y 2 respectivamente.

2.3.3 Identificación de piones neutros

Los modos de desintegración relevantes para el análisis que se describirá aquí ($\tau \to \pi\nu_\tau$, $\tau \to \rho\nu_\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$) y otros (tales como $\tau \to a_1\nu_\tau \to \pi 2\pi^0\nu_\tau$) se diferencian en el número de piones neutros que intervienen. Por consiguiente, tanto para su identificación como para la determinación de las variables dinámicas, como energías y ángulos, es fundamental la reconstrucción de estos piones neutros. Como se ha señalado antes, los τ's se producen en el régimen ultrarrelativista, de forma que los piones se separan entre sí entre 40 y 100 mrad., produciendo deposiciones de energía superpuestas en el BGO.

Para encontrar la energía y el número de piones neutros, se aplica el siguiente algoritmo de reconstrucción [23]:

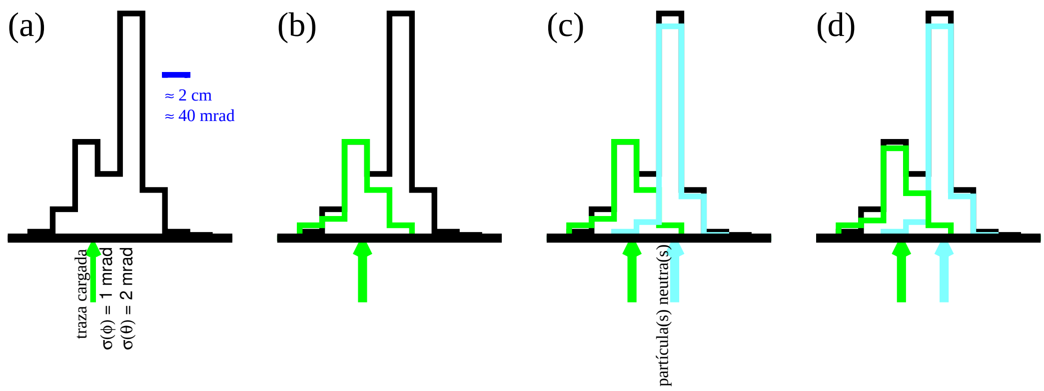


Figura 2.19: *Algoritmo de reconsrucción de piones neutros. Se muestra el caso con un hadrón cargado y un "cluster" neutro.*

(a) Se determina el punto de impacto en el BGO del hadrón cargado extrapolando la correspondiente traza de la TEC (figura 2.19.a).

(b) Se sustrae la deposición de energía esperada del hadrón cargado de la energía total depositada en el BGO (figura 2.19.b).

(c) Se identifican las partículas neutras con los máximos locales de la energía restante tras la sustracción (figura 2.19.c).

En esta situación se pueden dar varios casos:

(c-1) Sólo se encuentra un "cluster" neutro en el calorímetro electromagnético cerca del candidato a pión cargado. Para que el "cluster" neutro se considere π^0 debe verificar los siguientes criterios:

La energía del "cluster" neutro debe ser mayor que 1 GeV. Además, o bien su perfil transversal es consistente con ser de origen electromagnético, o bien su masa invariante (obtenida a partir del ajuste de la forma del "cluster" neutro a la suma de dos perfiles electromagnéticos) está entre 0.1 GeV y 0.2 GeV. Por supuesto, el "cluster" neutro tiene que estar localizado en una región activa del calorímetro electromagnético.

(c-2) Se encuentran dos "clusters" neutros cerca del candidato a pión cargado. Entonces, para que sean considerados π^0 tienen que cumplir los siguientes requisitos: La energía de cada uno de ellos debe ser más de 0.5 GeV y la masa invariante de los dos "clusters" neutros debe estar en una ventana de 40 MeV alrededor de la masa del π^0.

(c-3) Si hay más de dos "clusters" neutros, se van combinando, usando los criterios anteriores, para encontrar el número total de piones neutros. No se discutirá cómo, puesto que estos modos de desintegración no se utilizan en este análisis.

La distribución de masa invariante para los sucesos con un solo candidato a π^0 puede verse en la figura 2.20. La suma de las energías de los "clusters" neutros reconstruidos se sustrae entonces de la energía total en el calorímetro electromagnético y la energía restante se asigna al hadrón cargado. Esta medida de la energía calorimétrica del hadrón cargado se combina con la medida, independiente de ésta, del momento en la TEC, maximizando la verosimilitud de que estas dos medidas provengan de un único hadrón.

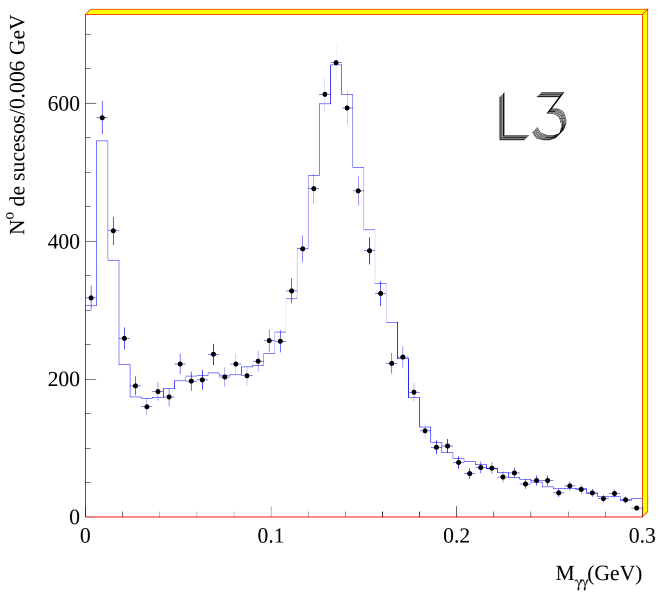


Figura 2.20: *Distribución de masa invariante de los "clusters" neutros para sucesos candidatos a ρ.*

(d) Se iteran los puntos (b) y (c) hasta obtener deposiciones estables de energía para cada partícula (figura 2.19.d).

Selección del canal $\tau^\pm \to \pi^\pm \nu_\tau$

La selección de sucesos pertenecientes a este canal es diferente de la selección de otros modos hadrónicos, en los que el número de piones neutros da la signatura. Para seleccionar piones, se exige que el momento medido en la TEC sea compatible con la energía calorimétrica. Se exige que las cascadas calorimétricas de la traza identificada en la TEC no sean compatibles con las que desarrollarían electrones o muones. Por tanto, las partículas (e o μ) que se comportan de forma anómala pueden confundirse con piones. Esto puede ocurrir por tener interacciones secundarias en los calorímetros o atravesar regiones ineficientes. Entonces, se deben aplicar algunos cortes adicionales para eliminar estos sucesos que pueden llevar a aceptar contaminación no deseada. No puede haber candidatos a π^0 ni "clusters" neutros con energía superior a 0.5 GeV. Estos "clusters" de muy baja energía pueden producirse en desintegraciones $\tau^\pm \to \pi^\pm \nu_\tau$ por fluctuaciones en la cascada del π.

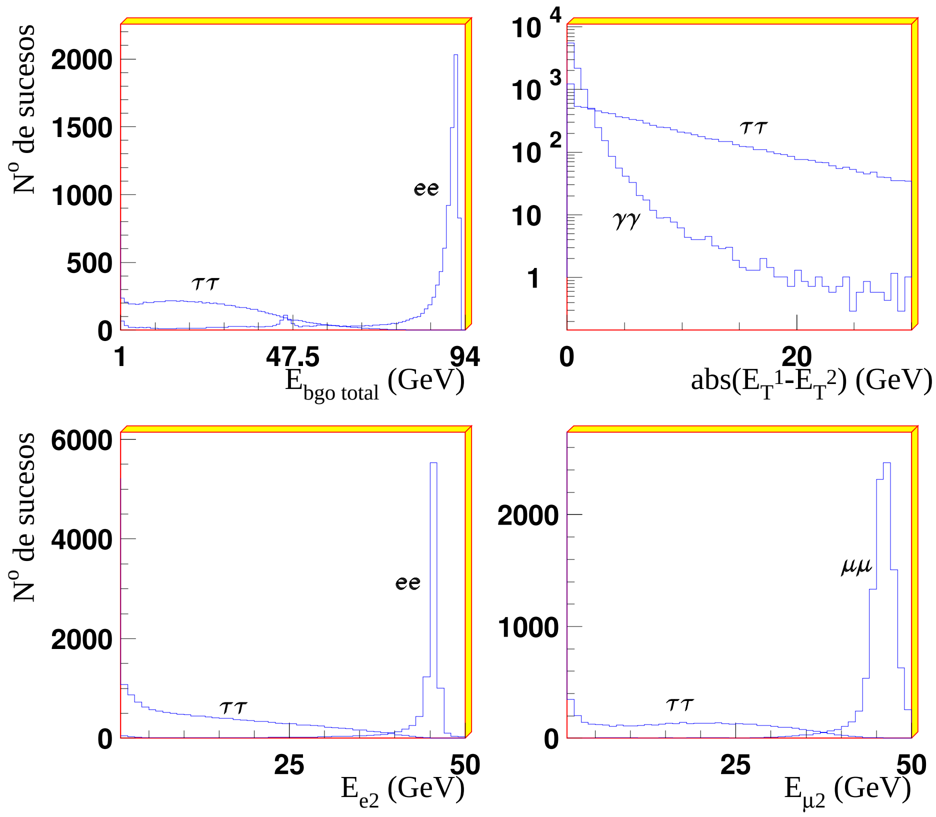


Figura 2.21: *Distribuciones para señal y contaminación de algunas variables utilizadas en la selección.*

Para rechazar sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$ y $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, se pide que si existe un muón o un electrón identificado en el hemisferio opuesto ($e2, \mu2$), su energía ($E_{e2}, E_{\mu2}$) no sea próxima a la energía del haz. Los sucesos de dos fotones se rechazan al aceptar sólo aquellos sucesos en los que las partículas en ambos hemisferios no están balanceadas en momento transverso (E_t), véase la figura 2.21:

- $E_{e2} < 40$ GeV
- $E_{\mu2} < 40$ GeV

- $E_{BGOtotal} < 0.68\sqrt{s}$
- $|E_T^1 - E_T^2| > 1$ GeV

Si hay señal en las cámaras de muones del hemisferio opuesto, se exige que las cascadas calorimétricas en ambos hemisferios sean incompatibles con las que desarrollaría un muón:

- $E_{BGO}^{1,2} > 2$ GeV
- $E_{HCAL}^{1,2} > 5$ GeV

Un candidato a este tipo de desintegración puede verse en el hemisferio inferior en la figura 2.22.

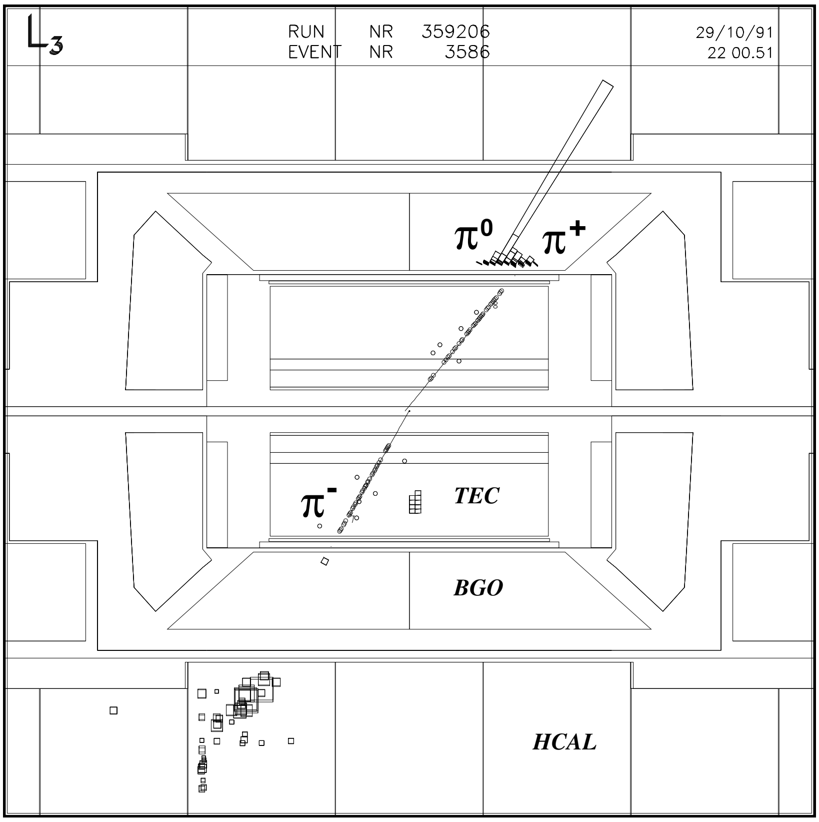


Figura 2.22: *Suceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en el que el τ del hemisferio inferior de desintegra en $\pi\nu$ y el del hemisferio superior en $\rho\nu$. El pion deja una traza en la TEC, y deposita mucha energía en el calorímetro hadrónico. En el hemisferio superior se puede ver que la traza (que corresponde al pión cargado) no apunta al máximo de energía en el calorímetro electromagnético, que corresponde al π^0.*

Selección del canal $\tau^\pm \to \rho^\pm \nu_\tau$

Para seleccionar un hemisferio como $\tau^\pm \to \rho^\pm \nu_\tau$ se exige exactamente un candidato a π^0. La masa invariante del sistema $\pi\pi^0$ debe estar en el rango $0.45 - 1.20$ GeV (figura 2.23). La energía en el BGO del hemisferio tiene que ser menor que 44 GeV. Además, la probabilidad de que el momento de la traza y la energía calorimétrica asociada al π cargado tras la aplicación del algoritmo de reconstrucción de piones neutros provengan de un único hadrón debe ser mayor que 0.001.

Como en el caso anterior, hay que rechazar los sucesos en los que un e o un μ sean mal identificados, por lo que si la partícula identificada en el hemisferio opuesto es un electrón o un muón, su energía no debe ser próxima a la del haz (figura 2.21):

- $E_{e2,\mu 2} < 42$ GeV
- $E_{BGOtotal} < 0.82\sqrt{s}$

Y si hay señal en las cámaras de muones en el hemisferio opuesto, las cascadas calorimétricas en ambos hemisferios han de ser incompatibles con las que dejaría un muón:

- $E^{1,2}_{BGO} > 2$ GeV
- $E^{1,2}_{HCAL} > 5$ GeV

Un candidato puede verse en el hemisferio superior en la figura 2.22.

Eficiencia de la selección

Los sucesos seleccionados después del proceso quedan clasificados en uno de los siguientes tipos:

- Tipo 1: $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \rho^+\bar{\nu}_\tau\rho^-\nu_\tau$.
- Tipo 2: $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\bar{\nu}_\tau\rho^-\nu_\tau$.
- Tipo 3: $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \rho^+\bar{\nu}_\tau\pi^-\nu_\tau$.
- Tipo 4: $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\bar{\nu}_\tau\pi^-\nu_\tau$.

Tipo	Eficiencia (%)	Contaminación (%)	N^o de sucesos
1	43.0	24.8	3696
2	32.2	28.9	1857
3	31.9	29.3	1927
4	50.9	33.7	1141

Tabla 2.1: *Eficiencias y contaminaciones para la muestra seleccionada.*

La muestra total utilizada está formada por los datos tomados por L3 entre 1991 y 1995. El número total de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ recogido en el volumen fiducial fue de ~ 120000

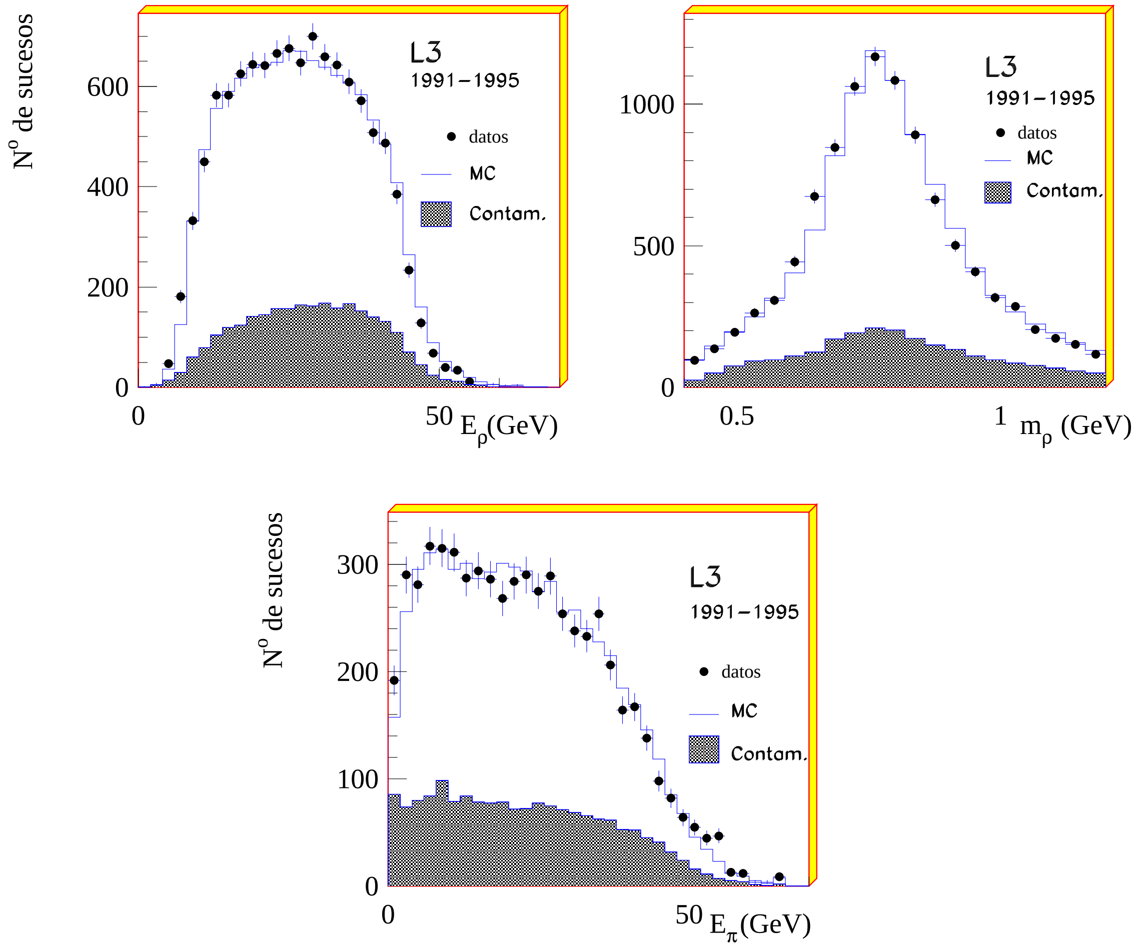


Figura 2.23: *Comparación de algunas variables entre la muestra seleccionada en datos y la simulación Monte Carlo.*

		1991	1992	1993	1994	1995	Total
	Lum.(pb^{-1})	13.34	22.72	32.97	49.57	30.06	148.66
Tipo 1	suc. esp.	371 ± 17	697 ± 55	704 ± 52	1391 ± 152	631 ± 65	3794 ± 183
	suc. sel.	371	683	644	1416	582	3696
Tipo 2	suc. esp.	166 ± 23	253 ± 27	322 ± 38	701 ± 92	250 ± 40	1692 ± 113
	suc. sel.	155	337	328	752	285	1857
Tipo 3	suc. esp.	145 ± 19	260 ± 33	278 ± 31	676 ± 86	255 ± 35	1614 ± 105
	suc. sel.	153	323	361	783	307	1927
Tipo 4	suc. esp.	99 ± 15	219 ± 31	212 ± 29	478 ± 87	196 ± 39	1204 ± 105
	suc. sel.	75	204	221	464	177	1141

Tabla 2.2: *Número de sucesos esperado y número de sucesos seleccionado. El número de sucesos esperado se ha calculado dentro del volumen fiducial.*

a energías en centro de masas del orden de la masa del Z. La eficiencia de la selección en el volumen fiducial y la contaminación en cada una de estas muestras se dan en la tabla 2.1.

Estas eficiencias son menores que las que se obtienen al seleccionar hadrones individualmente, es decir, independientemente del estado final en el hemisferio opuesto. Es al exigir que haya un hadrón en cada hemisferio cuando se obtienen los valores dados. Toda la contaminación proviene de desintegraciones de τ's mal identificadas. La contaminación proviniente de sucesos que no son $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ es despreciable. La mayor parte de la contaminación procede de la mezcla de tipos de sucesos señal, con contribución de otros canales con hadrones, fundamentalmente K^*, a_1 y K. Todos los valores se obtienen de la simulación Monte Carlo [24], pero se observa (figura 2.23) que los datos y la simulación están en buen acuerdo. También están en buen acuerdo el número de sucesos seleccionados y el número de sucesos esperados (tabla 2.2), calculado éste utilizando los valores de la luminosidad recogida en L3, la sección eficaz teórica de producción de τ's , las fracciones de desintegración medidas [5] y los valores de eficiencia y contaminación anteriores (tabla 2.1). Esto sirve como test adicional a dichos valores de eficiencias y contaminaciones.

Capítulo 3

Medida de los momentos dipolares débiles

No hay nada nuevo bajo el sol, pero cuántas cosas viejas hay que no conocemos. (A. Bierce)

3.1 Momentos dipolares débiles y observables

Como se ha visto en el capítulo 1, el Modelo Estándar ha sido contrastado experimentalmente con una precisión altísima. Hasta hoy, se han llegado a comprobar las correcciones cuánticas puramente débiles hasta un "loop". Precisamente en este nivel de precisión se encuentran algunos de los momentos dipolares débiles de los fermiones. En particular, en este trabajo se realizan medidas de los momentos dipolares débiles del leptón τ. Con el nivel de conocimiento actual de las propiedades del leptón τ, no es posible excluir desviaciones respecto del Modelo Estándar en estos parámetros. Además, los momentos dipolares débiles aumentan con la masa del fermión, lo que hace del τ un candidato apropiado para su estudio, por ser el leptón más masivo.

Los momentos dipolares débiles se definen por analogía con los electromagnéticos. En términos precisos, estos momentos dipolares electromagnéticos son los factores de forma que invierten la quiralidad en el vértice fotón-fermiones a transferencia de momento cero. El vértice Z-fermiones tiene factores de forma análogos, a los que se llama momentos dipolares débiles cuando la transferencia de momento es cero, aunque, en un abuso de lenguaje, se les sigue llamando así también a otras energías. En teorías renormalizables, estos momentos no pueden aparecer como acoplos elementales, pero se inducen como correcciones cuánticas.

El momento dipolar débil magnético (a_τ^w) se genera mediante un mecanismo de inversión de quiralidad. Es por esto que se espera que sea proporcional a alguna potencia de la masa de la partícula. Es una propiedad que viola conservación de paridad, pero es invariante bajo inversión temporal, y está relacionada con el carácter elemental de la partícula a la que se refiere.

El momento dipolar débil eléctrico (d_τ^w) es una cantidad que viola conservación de CP. En el Modelo Estándar su valor es muy pequeño, así que una señal no nula sería una indicación clara de nueva física más allá del Modelo Estándar.

Para estudiar estos momentos dipolares hay que tener en cuenta la predicción que da el Modelo Estándar para su valor, así como las modificaciones que podría introducir la existencia de nueva física. El mejor modo de describir estas últimas es el uso de lagrangianos efectivos, de forma que los momentos dipolares aparecen como contribuciones a baja energía de una cierta nueva física en una escala de energías superior.

3.1.1 Momentos dipolares débiles en el Modelo Estándar

Los momentos dipolares débiles aparecen como correcciones cuánticas de los elementos de matriz a nivel árbol. El momento dipolar débil magnético aparece ya al nivel de un "loop". El momento dipolar débil eléctrico, sin embargo, por ser una magnitud que viola conservación de CP, sólo recibe contribución no nula a través del mecanismo de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, lo cual significa que está suprimido hasta tres "loops" [25].

El valor de a_τ^w en el Modelo Estándar ha sido calculado en la referencia [26], con el resultado:

$$a_\tau^w = -(2.10 + 0.61\ i)^{-6}$$

Análogamente, se ha estimado el valor en el Modelo Estándar de d_τ^w [27], con el resultado:

$$d_\tau^w \sim 1.6 \ \ (\frac{m_\tau}{\mathrm{MeV}}) \times 10^{-40} \mathrm{e\ cm}$$

3.1.2 Lagrangiano efectivo

En esta aproximación, se propone un lagrangiano efectivo que describe el efecto de los momentos dipolares débiles, y que se suma al del Modelo Estándar. Por tanto, y a la hora de la verificación experimental, a_τ^w tendrá contribuciones tanto de las correcciones electrodébiles como de la posible nueva física, mientras que d_τ^w, por su valor despreciable en el Modelo Estándar, será sensible a la nueva física.

El lagrangiano efectivo de interacción que se considera, pues, es el siguiente [28]:

$$\mathcal{L}_{int}^{eff} = -\frac{i}{2}\frac{eF_3^w}{2m_\tau}\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\psi Z_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\frac{eF_2^w}{2m_\tau}\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi Z_{\mu\nu} \tag{3.1}$$

con $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$, $d_\tau^w = \frac{eF_3^w}{2m_\tau}$, $a_\tau^w = F_2^w$ y $\sigma^{\mu\nu} = \gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu$. La ventaja de este planteamiento es su independencia del modelo. Las contribuciones que vienen de nueva física pueden describirse por cualquier modelo. Algunos ejemplos pueden verse en las referencias [29, 31].

En este caso, tanto a_τ^w como d_τ^w son magnitudes complejas. Sin embargo, la parte imaginaria de d_τ^w sólo toma valores no nulos si se viola la conservación de CPT [29]. Esto significa que su valor tiene que ser mucho menor que el de la parte real, que ya está suprimida en el Modelo Estándar, de forma que esta parte imaginaria no se considerará en lo sucesivo.

3.1.3 Observables relacionados con los momentos dipolares débiles

En este trabajo se utiliza el proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en LEP I para la medida de los momentos dipolares débiles. Para la discusión de estas propiedades a energía del orden de la masa del Z, es legítimo ignorar los términos no resonantes [25], de forma que sólo hay sensibilidad a los momentos dipolares débiles.

Por otra parte, es posible medir la polarización del leptón τ en el proceso anterior en el pico del Z, utilizando los productos de desintegración del τ como analizadores. La información está contenida en las distribuciones angulares de estos productos de desintegración. Y se puede probar [28] que las componentes normal (al plano de la colisión) y transversa (dentro del plano de la colisión) según el sistema de referencia de la figura 3.1 de la polarización de cada τ contienen la información suficiente para la determinación de los momentos dipolares débiles.

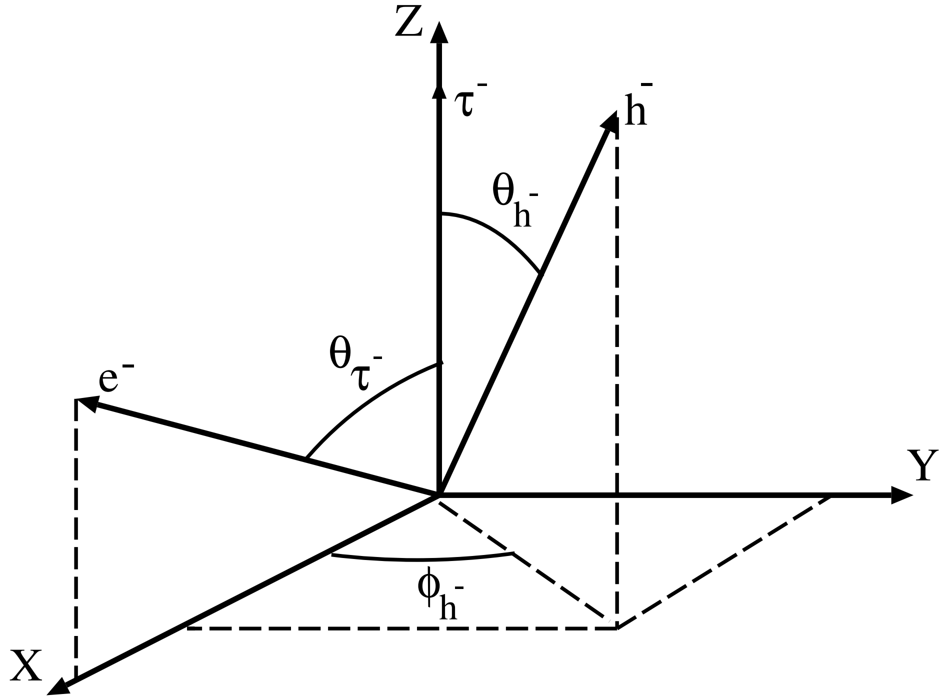


Figura 3.1: *Sistema de referencia utilizado para la descripción del proceso* $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h_1^+\bar{\nu}_\tau h_2^- \nu_\tau$.

Para calcular la sección eficaz de $e^+e^- \to \mathrm{Z} \to \tau^+\tau^-$ teniendo en cuenta el efecto de a_τ^w y d_τ^w, hay que sumar el lagrangiano efectivo anterior al del Modelo Estándar. La sección eficaz se escribe [28], también en el sistema de referencia de la figura 3.1:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\tau^-}} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega_{\tau^-}} + \frac{d\sigma^S}{d\Omega_{\tau^-}} + ... \tag{3.2}$$

donde

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^0}{d\Omega_{\tau^-}} &= \tfrac{\alpha^2\beta}{(4s_wc_w)^4}\tfrac{1}{\Gamma_Z^2}\{\beta^2a^4(1+\cos^2\theta_{\tau^-}) + 2a^2v^2(1+4\beta\cos\theta_{\tau^-} \\ &+\beta^2\cos^2\theta_{\tau^-}) + v^4(1+\cos^2\theta_{\tau^-} + \tfrac{\sin^2\theta_{\tau^-}}{\gamma^2})\}\end{aligned} \tag{3.3}$$

da cuenta de los términos independientes del spin, mientras que

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^S}{d\Omega_{\tau^-}} &= \tfrac{\alpha^2\beta}{128 s_w^3 c_w^3}\tfrac{1}{\Gamma_Z^2}\{(s_- + s_+)_x X_+ + (s_- - s_+)_y Y_- \\ &+(s_- + s_+)_y Y_+ + (s_- + s_+)_z Z_+\}\end{aligned} \tag{3.4}$$

con $s_\pm$ los vectores polarización de $\tau^\pm$ en su sistema de referencia propio, y

$$\begin{aligned}X_+ = \quad & a \sin\theta_{\tau^-}\{-\left[2v^2 + (v^2+a^2)\beta\cos\theta_{\tau^-}\right]\tfrac{v}{\gamma s_w c_w} \\ &+2\gamma\left[2v^2(2-\beta^2) + (v^2+a^2)\beta\cos\theta_{\tau^-}\right] Re(a_\tau^w)\},\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$Y_- = 2a\gamma\beta\sin\theta_{\tau^-}\left[2v^2 + (v^2+a^2)\beta\cos\theta_{\tau^-}\right](2m_\tau d_\tau^w/e)\ , \tag{3.6}$$

$$Y_+ = -2v\gamma\beta\sin\theta_{\tau^-}\left[2a^2 + (v^2+a^2)\beta\cos\theta_{\tau^-}\right] Im(a_\tau^w)\ , \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}Z_+ = \quad & -\tfrac{va}{s_w c_w}\left[(v^2+a^2)\beta(1+\cos\theta_{\tau^-}) + 2(v^2+\beta^2 a^2)\cos\theta_{\tau^-}\right] \\ &+2a\left[4v^2\cos\theta_{\tau^-} + (v^2+a^2)\beta(1+\cos^2\theta_{\tau^-}\right] Re(a_\tau^w)\ ,\end{aligned} \tag{3.8}$$

donde α es la constante de estructura fina, Γ_Z es la anchura del Z, $\gamma = M_Z/2m_\tau$, $\beta = \sqrt{1-(1/\gamma^2)}$, v y a son los acoplos vectorial y axial y s_w y c_w son el seno y el coseno del ángulo de Weinberg, contiene los términos lineales en el spin.

En la ecuación 3.4 se puede ver que las componentes transversa (proporcional a X_+) y longitudinal (proporcional a Z_+) de la polarización del τ no contienen términos que violen CP (que son los proporcionales a $(s_- - s_+)_{xyz}$), mientras que la componente normal (proporcional a Y_-,Y_+) contiene la violación de CP inducida por d_τ^w, aunque también contribuye la parte absortiva de a_τ^w.

En LEP I, y como se ha visto en el capítulo 2, los τ's se desintegran antes de llegar a los detectores, de forma que sólo se miden los productos de la desintegración. Si cualquiera de los τ's se desintegra leptónicamente, toda la información sobre la dirección de vuelo de los τ's se pierde, debido a que en el suceso hay al menos tres neutrinos indetectados. Sin embargo, cuando los dos τ's se desintegran en hadrones (π o ρ), la dirección de los τ's puede reconstruirse (ver sección 3.2) salvo una ambigüedad de signo. Puesto que se quiere construir observables que aíslen las componentes normal y transversa del vector polarización, y para esto es necesario (como se verá a continuación) conocer la dirección del τ, sólo se pueden usar para esta medida los sucesos en los que ambos τ's se desintegran en hadrones (π o ρ).

Puede extraerse una medida (límite) de d_τ^w a partir de la anchura de desintegración del Z en τ's, $\Gamma_{\tau\tau}$ y de M_Z, ya que la existencia de d_τ^w contribuye de la siguiente forma a $\Gamma_{\tau\tau}$:

$$\Delta\Gamma_{\tau\tau} = \frac{|d_\tau^w|^2}{24\pi} M_Z^3 (1 - \frac{4m_\tau^2}{M_Z^2})^{3/2}$$

que con los valores medidos actualmente resulta en $|d_\tau^w| < 2.3 \times 10^{-17} e \cdot cm$. Sin embargo, esta medida no es una prueba real sobre la conservación de CP, sino una estimación indirecta. Si hubiese efectos de una nueva física, estos podrían incluir también contribuciones a la anchura parcial que conserven CP, y esto cancelaría parcialmente el efecto de d_τ^w. Además, no se tiene acceso a la medida de a_τ^w. Por tanto, es más adecuado obtener estimaciones directas a través de observables relacionados con las distribuciones angulares de los productos de desintegración, y por ende, con el vector polarización del τ. De hecho, en el pico del Z pueden encontrarse observables que separan las contribuciones de $Re(a_\tau^w)$, $Im(a_\tau^w)$, d_τ^w.

En efecto, a partir de las expresiones para las secciones eficaces 3.2 y siguiendo el procedimiento habitual [30] es directo obtener:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau)}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_{h^-}} &= Br(\tau^- \to h^-\nu_\tau)Br(\tau^+ \to h^+\bar{\nu}_\tau)\\ \times(2\frac{d\sigma^0}{d\Omega_{\tau^-}} &+ \frac{\alpha^2\beta\pi}{128 s_w^3 c_w^3 \Gamma_Z^2}\alpha_{h^-}(X_+\cos\phi_{h^-} + (Y_- + Y_+)\sin\phi_{h^-}))\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau)}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_{h^+}} &= Br(\tau^- \to h^-\nu_\tau)Br(\tau^+ \to h^+\bar{\nu}_\tau)\\ \times(2\frac{d\sigma^0}{d\Omega_{\tau^-}} &+ \frac{\alpha^2\beta\pi}{128 s_w^3 c_w^3 \Gamma_Z^2}\alpha_{h^+}(-X_+\cos\phi_{h^+} + (Y_- - Y_+)\sin\phi_{h^+}))\end{aligned} \tag{3.10}$$

donde ϕ_h es el ángulo azimutal del hadrón en el sistema de referencia definido previamente (figura 3.1), los demás ángulos se han integrado y α_h es el analizador de polarización definido para la distribución angular en la desintegración del τ en reposo. Su valor en los canales que aquí se analizan es $\alpha_\pi = 1$ y $\alpha_\rho = 0.46$. La reconstrucción de la dirección del τ es necesaria, como se ve, tanto para la determinación de θ_{τ^-} como de ϕ_h.

Utilizando las dependencias angulares de los términos que contienen los momentos dipolares en las ecuaciones 3.9, 3.10, es posible definir las siguientes asimetrías, que son sensibles a los parámetros que se desea medir:

$$\textbf{Definición 1}: \; A_{cc}^{\pm} = \frac{\sigma_{cc}^{\pm}(+) - \sigma_{cc}^{\pm}(-)}{\sigma_{cc}^{\pm}(+) + \sigma_{cc}^{\pm}(-)} \tag{3.11}$$

donde

$$\sigma_{cc}^{\pm}(+) = \left[\int_0^1 d(\cos\theta_{\tau^-})\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi_{h^\pm} + \int_{-1}^0 d(\cos\theta_{\tau^-})\int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\phi_{h^\pm}\right]\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_{h^\pm}} \tag{3.12}$$

$$\sigma_{cc}^{\pm}(-) = \left[\int_0^1 d(\cos\theta_{\tau^-})\int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\phi_{h^\pm} + \int_{-1}^0 d(\cos\theta_{\tau^-})\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi_{h^\pm}\right]\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_{h^\pm}} \tag{3.13}$$

que resulta ser

$$\begin{aligned} A_{cc}^{+} &= -A_{cc}^{-} && (3.14)\\ A_{cc}^{\pi^-} &= 0.0007 + 10.6\ Re(a_\tau^w) && (3.15)\\ A_{cc}^{\rho^-} &= 0.0003 + 5.0\ Re(a_\tau^w) && (3.16) \end{aligned}$$

$$\textbf{Definición}\ \ \mathbf{2}: \ A_s^{\pm} = \frac{\int_0^\pi d\phi_{h^\pm} d\sigma/d\phi_{h^\pm} - \int_\pi^{2\pi} d\phi_{h^\pm} d\sigma/d\phi_{h^\pm}}{\int_0^\pi d\phi_{h^\pm} d\sigma/d\phi_{h^\pm} + \int_\pi^{2\pi} d\phi_{h^\pm} d\sigma/d\phi_{h^\pm}} \tag{3.17}$$

que, tras cierta álgebra,

$$\begin{aligned} A_{s}^{+} &= -A_{s}^{-} && (3.18)\\ A_{s}^{\pi^-} &= 3.6\ Im(a_\tau^w) && (3.19)\\ A_{s}^{\rho^-} &= 1.7\ Im(a_\tau^w) && (3.20) \end{aligned}$$

$$\textbf{Definición}\ \ \mathbf{3}: \ A_{sc}^{\pm} = \frac{\sigma_{sc}^{\pm}(+) - \sigma_{sc}^{\pm}(-)}{\sigma_{sc}^{\pm}(+) + \sigma_{sc}^{\pm}(-)} \tag{3.21}$$

siendo

$$\sigma_{sc}^{\pm}(+) = \left[\int_0^1 d(\cos\theta_{\tau^-}) \int_0^\pi d\phi_{h^\pm} + \int_{-1}^0 d(\cos\theta_{\tau^-}) \int_\pi^{2\pi} d\phi_{h^\pm}\right] \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\tau^-}) d\phi_{h^\pm}} \tag{3.22}$$

$$\sigma_{sc}^{\pm}(-) = \left[\int_0^1 d(\cos\theta_{\tau^-}) \int_\pi^{2\pi} d\phi_{h^\pm} + \int_{-1}^0 d(\cos\theta_{\tau^-}) \int_0^\pi d\phi_{h^\pm}\right] \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\tau^-}) d\phi_{h^\pm}} \tag{3.23}$$

y tras el cálculo

$$\begin{aligned} A_{sc}^{+} &= A_{sc}^{-} && (3.24)\\ A_{sc}^{\pi^-} &= -10.6\ \frac{2m_\tau d_\tau^w}{e} && (3.25)\\ A_{sc}^{\rho^-} &= -3.8\ \frac{2m_\tau d_\tau^w}{e} && (3.26) \end{aligned}$$

De esta forma se pueden obtener los momentos dipolares débiles contando sucesos en las regiones angulares dadas. Para A_s y A_{sc} sólo se han escrito los términos dominantes, pero hay también una pequeña contribución a A_s de d_τ^w y otra a A_{sc} de $Im(a_\tau^w)$, ya que los términos asociados a estas cantidades tienen la misma dependencia angular total.

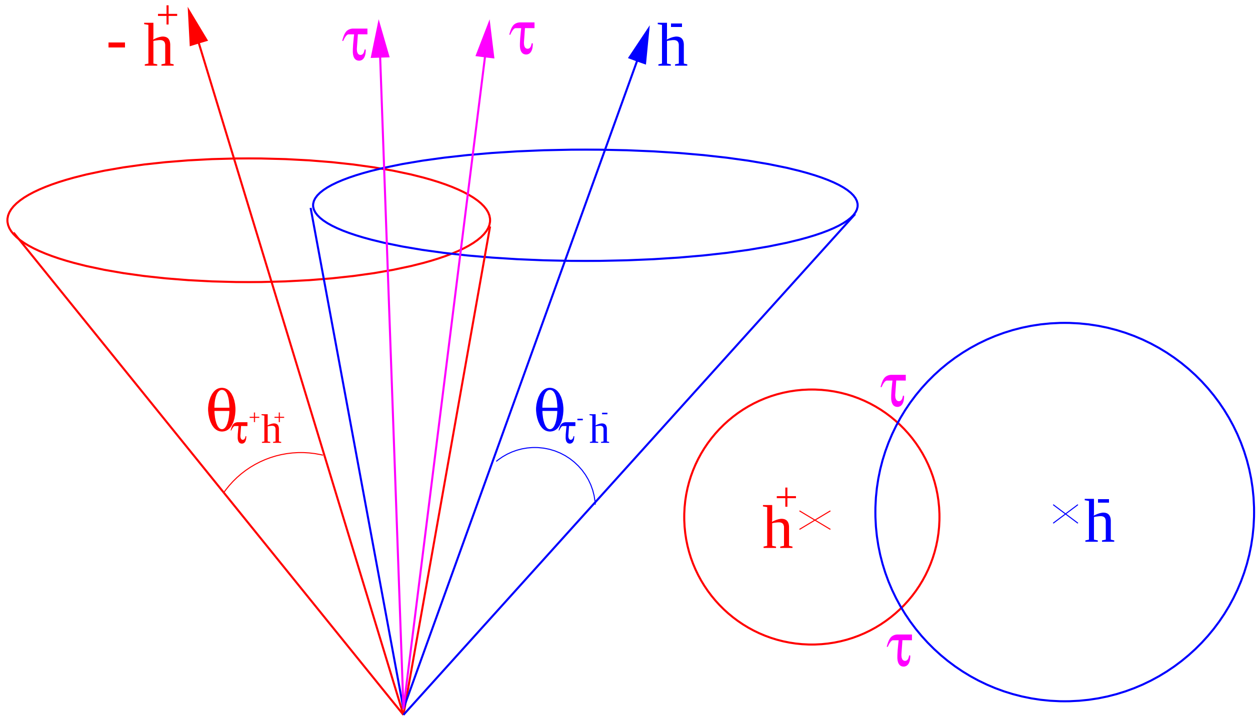


Figura 3.2: *Visión geométrica del método de reconstrucción de la dirección de vuelo de los τ's y de la ambigüedad que le afecta.*

3.2 Reconstrucción de la dirección de vuelo de los τ's

Utilizando los detectores actuales en los grandes colisionadores no es posible medir directamente la dirección de vuelo de los τ's, puesto que se desintegran demasiado cerca del vértice de interacción. Sin embargo, es posible reconstruirla salvo una ambigüedad de signo [35] para las desintegraciones hadrónicas ($h = \pi, \rho$).

Una visión geométrica del proceso de reconstrucción se muestra en la figura 3.2. Se parte, lógicamente, de las magnitudes medidas en el detector, es decir, el momento y la energía de los hadrones: $E_{h^\pm}$, $\vec{p}_{h^\pm}$. Las hipótesis que se usan en la reconstrucción son dos: Los τ's se producen en direcciones opuestas con energías $M_Z/2$ [(1)], y los neutrinos de los τ's son partículas de masa nula. La eficiencia del método no será, pues, del 100%, ya que los sucesos en los que se hayan radiado fotones de alta energía no cumplirán las hipótesis y no se podrá reconstruir para ellos la dirección de vuelo de los τ's. Entonces, con estas hipótesis y utilizando la conservación del cuadrimomento, se puede calcular $\cos\theta_{h^\pm\tau^\pm}$, donde $\theta_{h^\pm\tau^\pm}$ son los ángulos entre el hadrón $h^\pm$ y el $\tau^\pm$. El resultado es:

$$\cos\theta_{h^\pm\tau^\pm} = \frac{M_Z E_{h^\pm} - m_\tau^2 - m_{h^\pm}^2}{\sqrt{(M_Z^2 - 4m_\tau^2)(E_{h^\pm}^2 - m_{h^\pm}^2)}} \tag{3.27}$$

Entonces, la dirección de vuelo de los τ's puede escribirse de forma muy sencilla en la base $\{\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3\}$, donde estos vectores unitarios se definen de la siguiente forma:

[1] En LEP. En general esta energía es $E_{CM}/2$

$$\begin{aligned}
\hat{n}_1 &= \hat{n}_2 \times \hat{n}_3 = \frac{1}{\sin(\Delta\theta)}(\hat{p}_{h^-} - \hat{p}_{h^+}\cos(\Delta\theta)) \\
\hat{n}_2 &= \frac{1}{\sin(\Delta\theta)}(\hat{p}_{h^-} \times \hat{p}_{h^+}) \\
\hat{n}_3 &= -\hat{p}_{h^+}
\end{aligned}$$

con $\cos(\Delta\theta)) = \hat{p}_{h^-} \cdot \hat{p}_{h^+}$ y $\hat{p}_{h^\pm}$ son vectores unitarios en la dirección del momento del hadrón $h^\pm$. Si ahora se escribe la dirección de vuelo de los τ's según $\hat{e}_\tau = a\hat{n}_1 + b\hat{n}_2 + c\hat{n}_3$, entonces los coeficientes a, b, c se pueden obtener de las expresiones siguientes:

$$\cos(\theta_{h^-\tau^-}) = (a\hat{n}_1 + b\hat{n}_2 + c\hat{n}_3) \cdot \hat{p}_{h^-}$$

$$\cos(\theta_{h^+\tau^+}) = (a\hat{n}_1 + b\hat{n}_2 + c\hat{n}_3) \cdot \hat{n}_3$$

Los valores resultantes para a, b, c son:

$$\begin{aligned}
a &= \frac{1}{\sin(\Delta\theta)}(\cos(\theta_{h^-\tau^-}) + \cos(\theta_{h^+\tau^+})\cos(\Delta\theta)) \\
c &= \cos(\theta_{h^+\tau^+}) \\
b &= \pm\sqrt{1 - a^2 - c^2}
\end{aligned} \tag{3.28}$$

Se ha utilizado la condición de normalización para b, y la ambigüedad en la reconstrucción queda reflejada en el signo del parámetro b.

3.3 Análisis y resultados

En este trabajo se presenta una medida de los momentos dipolares débiles del leptón τ en el detector L3 de LEP. Para realizarla se utiliza la muestra de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau$, $(h = \pi, \rho)$, seleccionada mediante los criterios descritos en el capítulo 2.3.

Como se ha dicho en la sección 3.1, para la medida de las asimetrías azimutales que dan acceso a los momentos dipolares débiles es necesario reconstruir la dirección de vuelo de los τ's. Por lo tanto, se aplica el algoritmo expuesto en el apartado anterior (3.2) a la muestra de sucesos seleccionada. Para aplicar este algoritmo la muestra se divide en dos partes: los datos tomados en el periodo 1991-1993 y los recogidos en 1994-1995. Esta división obedece a la operatividad del detector de microvértice SMD a partir de 1994 (sección 2), que permite mejorar la resolución en la medida de trazas cargadas.

El algoritmo de reconstrucción de la dirección de los τ's puede dar 0, 1 o 2 soluciones, que corresponden a $b^2 = 1 - a^2 - c^2 < 0$, $= 0$ o > 0, respectivamente. El caso de dirección no reconstruida sólo es posible por la radiación, tanto de estado inicial como de estado final, y la resolución finita del detector. En el primer caso, si el fotón emitido es suficientemente energético, dejará de cumplirse la hipótesis de que los τ's se produzcan en direcciones opuestas, mientras que en el segundo caso, la distorsión en la medida de los productos de desintegración de los τ's puede llevar a configuraciones cinemáticamente imposibles. Si no hay eje de los τ's reconstruido el suceso es rechazado y no se usa en el análisis. Para la muestra de 1991-1993, la proporción de sucesos no reconstruidos es del 45% tanto para la simulación Monte Carlo como para los datos. En la muestra de 1994-1995, la mejora de la resolución hace que el porcentaje de sucesos no reconstruidos sea del 39%, tanto en la simulación Monte Carlo como en los datos. La utilización del SMD permite mejorar en dos aspectos. En primer lugar, la eficiencia en la reconstrucción de la dirección de vuelo de los τ's es mayor. En segundo lugar, la resolución para las variables reconstruidas es mejor. Sin embargo, no permite mejorar más allá de esta situación. Los números completos se dan en la tabla 3.1 y la comparación datos-simulación Monte Carlo en la figura 3.3.

3.3.1 Análisis de la muestra seleccionada

Debido a que la reconstrucción del eje de los τ's está afectada por una ambigüedad (sección 3.2), hay dos valores posibles de ϕ_h para cada suceso en el que dicha reconstrucción ha sido posible ($b^2 \geq 0$). Para realizar la medida se han utilizado los dos posibles valores de ϕ_h para cada suceso, y se les ha asignado un peso de 1/2. Los efectos de esta ambigüedad sobre las asimetrías azimutales se tienen en cuenta mediante la obtención, a partir de la simulación Monte Carlo, de las funciones de resolución tanto para los sucesos con la dirección de los τ's bien reconstrida (el signo del parámetro b reconstruido - b_{rec}- coincide con el del verdadero parámetro b - b_{gen}-) como para los sucesos con la dirección de los τ's errónea (signo de $b_{rec} \neq$ signo de b_{gen}). Véase la figura 3.4. Hay, por tanto, tres casos posibles:

- El signo del parámetro b_{rec} es el correcto. En este caso la función de resolución se denominará $f^{(1)}(x)$.

- El signo de b_{rec} es positivo, mientras que el signo de b_{gen} es negativo. En este caso la función de resolución se denotará $f^{(2)}(x)$.

- El signo de b_{rec} es negativo pero el signo de b_{gen} es positivo. La función de resolución correspondiente se escribirá $f^{(3)}(x)$.

Estas funciones de resolución se han parametrizado como suma de tres gaussianas en todos los casos :

$$f^{(j)}(x) = \sum_{i=1}^{3} \frac{C_i^{(j)}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{(j)}} e^{-(x-\mu_i^{(j)})^2/2\sigma_i^{(j)2}} \tag{3.29}$$

Los parámetros $C_i^{(j)}$, $\mu_i^{(j)}$, $\sigma_i^{(j)}$ se dan en las tablas 3.2, 3.3. La función de resolución global será pues, al asignar peso 1/2 a cada signo del parámetro b,

$$Res(x) = \frac{1}{2} f^{(1)}(x) + \frac{1}{4} f^{(2)}(x) + \frac{1}{4} f^{(3)}(x) \tag{3.30}$$

Una vez parametrizada, y para obtener las asimetrías medidas, se convoluciona esta función de resolución con las expresiones teóricas de la sección eficaz (ecuaciones 3.9, 3.10):

tipo de suceso	Nº de sucesos seleccionados	Nº de sucesos reconstruidos	eficiencia(%)
MONTE CARLO			
1991-1993			
1	11179	5903	52.8 ± 0.5
2	5931	3124	52.7 ± 0.6
3	5817	3109	53.4 ± 0.6
4	3412	2040	59.8 ± 0.8
total	26339	14176	53.8 ± 0.4
1994-1995			
1	17906	10937	61.1 ± 0.4
2	9237	5495	59.5 ± 0.5
3	9204	5552	60.3 ± 0.5
4	5147	3277	63.7 ± 0.7
total	41494	25261	60.9 ± 0.3
DATOS			
1991-1993			
1	1698	950	55.9 ± 1.2
2	820	420	51.2 ± 1.7
3	837	460	54.9 ± 1.7
4	500	278	55.6 ± 2.2
total	3855	2108	54.7 ± 1.1
1994-1995			
1	1998	1246	62.4 ± 1.1
2	1037	594	57.3 ± 1.5
3	1090	690	63.3 ± 1.5
4	641	374	58.3 ± 1.9
total	4766	2904	60.9 ± 0.9

Tabla 3.1: *Eficiencia del algoritmo de reconstrucción de la dirección de vuelo del* τ.

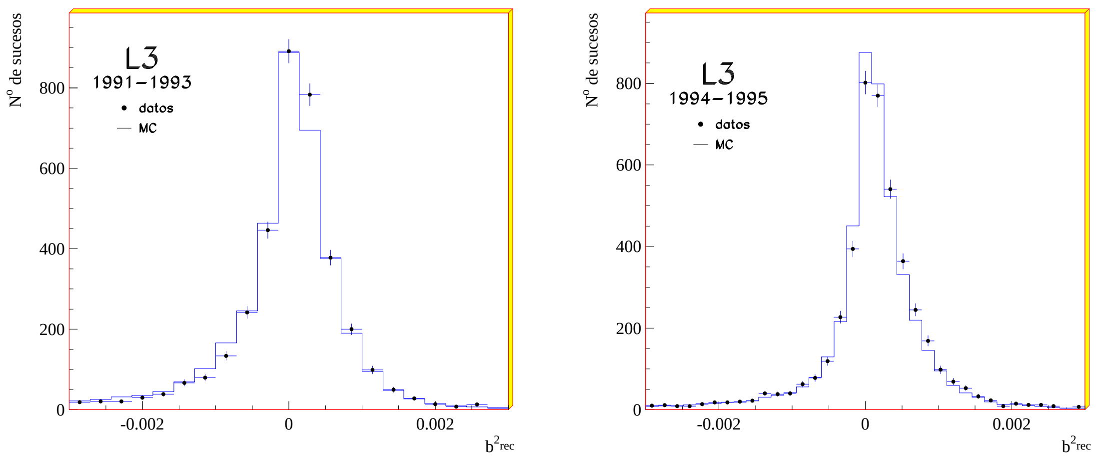


Figura 3.3: *Comparación del parámetro* b^2 *entre los datos (puntos) y la simulación Monte Carlo (histograma). Se observa un buen acuerdo entre ambos.*

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau)}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_h^{rec}} = Res(\phi_h^{rec} - \phi_h^{gen}) * \frac{d\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau)}{d(\cos\theta_{\tau^-})d\phi_h^{gen}} \quad (3.31)$$

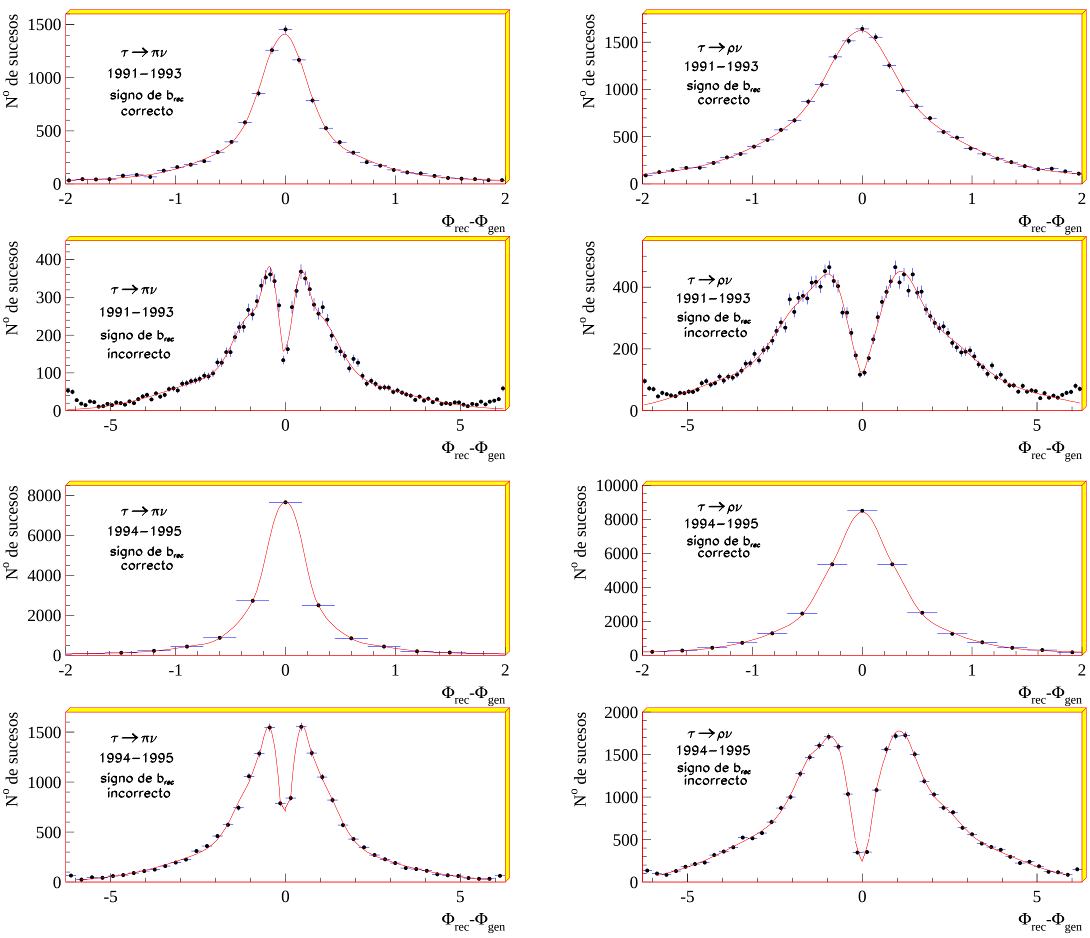


Figura 3.4: *Funciones de resolución para piones y rhos , para el signo correcto e incorrecto de b_{rec}. Los puntos son la simulación Monte Carlo, y la curva es la parametrización descrita en el texto. Para los sucesos con el signo de b_{rec} incorrecto las dos posibilidades se representan juntas.*

Al calcular después las asimetrías azimutales se obtienen las siguientes relaciones, donde además se ha tenido en cuenta que los sucesos se seleccionan en la región central del detector ($|\cos\theta_{thrust}| < 0.7$):
Muestra del periodo 1991-1993:

- Canal $\tau \to \pi\nu_\tau$:

$$\begin{aligned} A_{cc} &= 7.1365\ Re(a_\tau^w) + 0.5376\ 2m_\tau d_\tau^w/e - 0.0398\ Im(a_\tau^w) + 0.0005 \\ A_{sc} &= 0.5380\ Re(a_\tau^w) - 7.1308\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.5277\ Im(a_\tau^w) + 0.00003 \\ A_s &= 0.0177\ Re(a_\tau^w) - 0.2339\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 3.1606\ Im(a_\tau^w) + 1.2 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (3.32)$$

		1991-1993		
		$f^{(1)}$	$f^{(2)}$	$f^{(3)}$
$\tau \to \rho\nu$	$C^{(1)}$	0.51 ± 0.01	0.44 ± 0.03	0.22 ± 0.02
	$\mu^{(1)}$	0.002 ± 0.007	-1.13 ± 0.08	2.78 ± 0.44
	$\sigma^{(1)}$	0.50 ± 0.02	0.57 ± 0.05	1.17 ± 0.26
	$C^{(2)}$	0.29 ± 0.02	0.20 ± 0.02	0.41 ± 0.02
	$\mu^{(2)}$	0.003 ± 0.004	-0.53 ± 0.03	1.47 ± 0.18
	$\sigma^{(2)}$	1.61 ± 0.26	0.31 ± 0.03	0.73 ± 0.09
	$C^{(3)}$	0.20 ± 0.01	0.36 ± 0.02	0.37 ± 0.03
	$\mu^{(3)}$	-0.011 ± 0.006	-2.29 ± 0.27	0.67 ± 0.03
	$\sigma^{(3)}$	0.18 ± 0.01	1.13 ± 0.17	0.42 ± 0.03
$\tau \to \pi\nu$	$C^{(1)}$	0.46 ± 0.01	0.56 ± 0.03	0.63 ± 0.03
	$\mu^{(1)}$	-0.006 ± 0.007	-1.06 ± 0.30	0.46 ± 0.66
	$\sigma^{(1)}$	0.38 ± 0.02	1.27 ± 0.13	1.60 ± 0.23
	$C^{(2)}$	0.23 ± 0.01	0.28 ± 0.02	0.27 ± 0.03
	$\mu^{(2)}$	-0.04 ± 0.03	-0.68 ± 0.06	0.62 ± 0.07
	$\sigma^{(2)}$	1.21 ± 0.09	0.36 ± 0.04	0.41 ± 0.06
	$C^{(3)}$	0.31 ± 0.01	0.16 ± 0.02	0.10 ± 0.01
	$\mu^{(3)}$	-0.008 ± 0.003	-0.29 ± 0.01	0.31 ± 0.02
	$\sigma^{(3)}$	0.12 ± 0.007	0.15 ± 0.02	0.14 ± 0.02

Tabla 3.2: *Parámetros de las funciones de resolución para la muestra seleccionada en el periodo 1991-1993. Los errores provienen del ajuste a la simulación MC.*

- Canal $\tau \to \rho\nu_\tau$:

$$\begin{aligned} A_{cc} &= 2.3810\ Re(a_\tau^w) + 0.0194\ 2m_\tau d_\tau^w/e - 0.0014\ Im(a_\tau^w) + 0.0001 \\ A_{sc} &= 0.0194\ Re(a_\tau^w) - 2.3791\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.1760\ Im(a_\tau^w) + 1.3 \times 10^{-6} \\ A_s &= 0.0006\ Re(a_\tau^w) - 0.0780\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 1.0545\ Im(a_\tau^w) + 4.2 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{3.33}$$

Muestra del periodo 1994-1995:

- Canal $\tau \to \pi\nu_\tau$

$$\begin{aligned} A_{cc} &= 7.2389\ Re(a_\tau^w) - 0.0167\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.0012\ Im(a_\tau^w) + 0.0005 \\ A_{sc} &= -0.0167\ Re(a_\tau^w) - 7.2331\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.5352\ Im(a_\tau^w) - 1.2 \times 10^{-6} \\ A_s &= -0.0005\ Re(a_\tau^w) - 0.2372\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 3.2059\ Im(a_\tau^w) - 3.6 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{3.34}$$

- Canal $\tau \to \rho\nu_\tau$:

$$\begin{aligned} A_{cc} &= 2.7973\ Re(a_\tau^w) - 0.0194\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.0014\ Im(a_\tau^w) + 0.0002 \\ A_{sc} &= -0.0194\ Re(a_\tau^w) - 2.7951\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 0.2068\ Im(a_\tau^w) - 1.2 \times 10^{-6} \\ A_s &= -0.0006\ Re(a_\tau^w) - 0.0917\ 2m_\tau d_\tau^w/e + 1.2389\ Im(a_\tau^w) - 4.2 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{3.35}$$

		1994-1995		
		$f^{(1)}$	$f^{(2)}$	$f^{(3)}$
$\tau \to \rho\nu$	$C^{(1)}$	0.46 ± 0.01	0.49 ± 0.01	0.31 ± 0.01
	$\mu^{(1)}$	0.003 ± 0.005	-1.88 ± 0.08	2.34 ± 0.15
	$\sigma^{(1)}$	0.40 ± 0.01	1.18 ± 0.04	1.02 ± 0.07
	$C^{(2)}$	0.35 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.34 ± 0.01
	$\mu^{(2)}$	-0.0002 ± 0.003	-0.51 ± 0.01	1.29 ± 0.07
	$\sigma^{(2)}$	0.16 ± 0.005	0.21 ± 0.01	0.54 ± 0.03
	$C^{(3)}$	0.19 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.35 ± 0.01
	$\mu^{(3)}$	-0.01 ± 0.02	-0.99 ± 0.03	0.64 ± 0.01
	$\sigma^{(3)}$	1.26 ± 0.06	0.42 ± 0.02	0.32 ± 0.01
$\tau \to \pi\nu$	$C^{(1)}$	0.35 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.26 ± 0.01
	$\mu^{(1)}$	-0.003 ± 0.007	-0.57 ± 0.01	0.55 ± 0.01
	$\sigma^{(1)}$	0.36 ± 0.01	0.40 ± 0.03	0.42 ± 0.03
	$C^{(2)}$	0.13 ± 0.01	0.08 ± 0.02	0.68 ± 0.01
	$\mu^{(2)}$	0.005 ± 0.003	-0.40 ± 0.01	0.00 ± 0.35
	$\sigma^{(2)}$	1.08 ± 0.06	0.06 ± 0.01	1.70 ± 0.05
	$C^{(3)}$	0.52 ± 0.01	0.71 ± 0.01	0.06 ± 0.02
	$\mu^{(3)}$	-0.005 ± 0.002	0.00 ± 0.18	0.40 ± 0.01
	$\sigma^{(3)}$	0.12 ± 0.002	1.69 ± 0.03	0.07 ± 0.02

Tabla 3.3: *Parámetros de las funciones de resolución para la muestra seleccionada en el periodo 1994-1995. Los errores provienen del ajuste a la simulación MC.*

Estas expresiones permiten obtener los valores de los momentos dipolares débiles directamente de los valores de las asimetrías medidos. Los efectos del método de reconstrucción y de la resolución del detector están contenidos en los coeficientes que multiplican a los momentos dipolares débiles. El valor final de la asimetría se consigue mediante la sustracción de la contribución de la contaminación, que se obtiene de la simulación Monte Carlo. La sustracción de la contaminación se realiza año por año, para tener en cuenta los efectos del detector, de la siguiente forma:

$$A^{medida} = (1 - bg)A^{sg} + bgA^{bg}$$

Por tanto,

$$A^{sg} = \frac{1}{1 - bg}(A^{medida} - bgA^{bg})$$

donde bg es la contaminación de la muestra y sg se refiere a la señal. En la tabla 3.4 se dan los valores medios de las asimetrías de la contaminación para los dos periodos de toma de datos.

Las relaciones entre asimetrías medidas y momentos dipolares débiles se han comprobado introduciendo en la simulación Monte Carlo, mediante el repesado con la sección eficaz, diferentes valores de dichos momentos. Estos valores se recuperan sin problemas midiendo las asimetrías azimutales y aplicando el método expuesto anteriormente. Además, se comprueba que las asimetrías de la contaminación permanecen compatibles con cero, dentro de los errores.

		1991-1993	1994-1995
$\tau^- \to \rho^- \nu_\tau$	A_{cc}	-0.0018 ± 0.0192	0.0140 ± 0.0118
	A_{sc}	-0.0226 ± 0.0192	0.0035 ± 0.0118
	A_s	0.0003 ± 0.0192	-0.0280 ± 0.0118
$\tau^+ \to \rho^+ \bar{\nu_\tau}$	A_{cc}	0.0280 ± 0.0194	0.0083 ± 0.0117
	A_{sc}	0.0022 ± 0.0194	0.0091 ± 0.0117
	A_s	0.0105 ± 0.0194	0.0077 ± 0.0117
$\tau^- \to \pi^- \nu_\tau$	A_{cc}	0.0389 ± 0.0232	0.0258 ± 0.0149
	A_{sc}	0.0005 ± 0.0232	0.0129 ± 0.0149
	A_s	0.0108 ± 0.0232	-0.0285 ± 0.0149
$\tau^+ \to \pi^+ \bar{\nu_\tau}$	A_{cc}	0.0002 ± 0.0233	0.0193 ± 0.0150
	A_{sc}	-0.0038 ± 0.0233	-0.0180 ± 0.0150
	A_s	-0.0232 ± 0.0233	0.0112 ± 0.0150

Tabla 3.4: *Asimetrías azimutales de la contaminación. Se han obtenido de la simulación Monte Carlo. El error que se muestra es estadístico.*

3.3.2 Simetría CP del detector

Debido a que los momentos dipolares débiles se extraen utilizando las dependencias angulares que inducirían en la sección eficaz, si existieran defectos en el alineamiento entre subdetectores o rotaciones de los mismos, influirían en la medida de los momentos dipolares débiles, ya que estas distribuciones angulares estarían distorsionadas. Esto podría dar lugar a una falsa violación de la conservación de CP y por tanto a la existencia de un d_τ^w. Para estudiar esta posibilidad se utiliza una muestra de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, para los que se sabe que puede excluirse violación de la conservación de CP inducida por el proceso. Es decir, si se observase dicha violación en esta muestra, tendría que venir necesariamente del detector.

El observable que se utiliza para realizar el estudio es el tensor [31] [32]:

$$T_{ij} = (\vec{p}_- - \vec{p}_+)_i \cdot (\vec{p}_- \times \vec{p}_+)_j + (i \leftrightarrow j) \qquad i,j = 1,...,3 \tag{3.36}$$

donde $\vec{p}_-$, $\vec{p}_+$ son los momentos de las trazas cargadas medidas en el detector. La relación entre las componentes del tensor T y d_τ^w es:

$$< T_{ij} >= \frac{M_Z}{e} d_\tau^w C_{AB} S_{ij} \tag{3.37}$$

donde $S_{ij} = diag(-1/6, -1/6, 1/3)$ y C_{AB} es la sensibilidad del canal correspondiente (un τ se desintegra en A y el otro en B). En este caso ha de usarse $C_{ll} = 252 \pm 7$, puesto que se tiene un μ en cada hemisferio. Para la determinación de $d^w_{detector}$ se usará T_{33}, ya que ésta es la componente más sensible al momento dipolar débil eléctrico. De hecho, este método ha sido utilizado en los experimentos ALEPH [34] y OPAL [33] para medir el momento dipolar débil eléctrico del leptón τ.

Los sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ se seleccionan en el volumen fiducial $|\cos\theta_{thrust}| < 0.7$, que es la región en la que se efectúa todo el análisis. Los criterios de selección son los siguientes:

- La energía de cada uno de los muones ha de ser superior a 40 GeV.
- El número de trazas en cada uno de los hemisferios ha de ser menor que 3.

Con estos cortes se consigue una eficiencia del 45%, pero la contaminación es despreciable. En total (muestra 1991-1995) se seleccionan 38396 sucesos. El valor que se obtiene para el momento dipolar débil eléctrico inducido por el detector es $d^w_{detector} = (0.111 \pm 0.776) \times 10^{-18} e \cdot cm$, que permite establecer el siguiente límite al 95% de nivel de confianza:

$$|d^w_{detector}| < 1.38 \times 10^{-18} e \cdot cm \tag{3.38}$$

Este límite está un orden de magnitud por debajo del límite que se obtiene en este trabajo para d^w_τ, lo que permite concluir que el detector no introduce sesgo en el comportamiento de los datos ante la simetría CP.

3.3.3 Errores sistemáticos

Las fuentes fundamentales de error sistemático en la medida de las asimetrías azimutales son tres: la estadística finita de sucesos simulados, los criterios de selección de la muestra y el proceso de reconstrucción del eje de los τ's. La contribución de cada una de ellas al error sistemático final puede verse en la tabla 3.5.

		1991-1993			1994-1995		
	Fuente	ΔA_{cc}	ΔA_{sc}	ΔA_s	ΔA_{cc}	ΔA_{sc}	ΔA_s
Canal $\tau \to \rho\nu_\tau$	Estadística MC finita	0.0028	0.0028	0.0028	0.0025	0.0025	0.0025
	Cortes de selección	0.0088	0.0087	0.0088	0.0132	0.0132	0.0132
	Reconstrucción	0.0296	0.0296	0.0275	0.0228	0.0228	0.0208
Canal $\tau \to \pi\nu_\tau$	Estadística MC finita	0.0041	0.0041	0.0041	0.0037	0.0037	0.0037
	Cortes de selección	0.0108	0.0107	0.0108	0.0154	0.0154	0.0154
	Reconstrucción	0.0526	0.0526	0.0483	0.0504	0.0504	0.0483

Tabla 3.5: *Contribuciones al error sistemático en las asimetrías azimutales.*

El número finito de sucesos simulados influye en la evaluación de las eficiencias de selección y de la pureza de la muestra. Para tenerlo en cuenta se han propagado los errores estadísticos en estas cantidades, que dependen precisamente del número de sucesos simulados del que se dispone.

Para estimar la contribución al error sistemático de los criterios de selección de la muestra, se han variado los cortes de selección dentro de un 20% y se ha propagado el efecto de estas variaciones hasta el valor de las asimetrías azimutales.

Finalmente, para obtener el error en las asimetrías asociado al método de reconstrucción del eje de los τ's, se ha tomado como error en ϕ_h la varianza de la función de resolución, obtenida a partir de la parametrización que se ha hecho de la misma. El error así considerado se ha propagado entonces hasta las asimetrías.

Como se puede ver en la tabla 3.5, el error sistemático dominante es el procedente de la reconstrucción de la dirección de vuelo de los τ's. Las otras contribuciones son prácticamente despreciables frente a éste.

3.3.4 Resultados

El número de sucesos seleccionado en cada región angular puede verse en la tabla 3.6. Después de sustraer la contribución de la contaminación, se llega a los valores para las asimetrías azimutales de la tabla 3.7.

		1991-1993				1994-1995			
		ρ^-	ρ^+	π^-	π^+	ρ^-	ρ^+	π^-	π^+
A_{cc}	$\cos\theta_\tau > 0$ $\phi_h \in (-\pi/2, \pi/2)$	739	719	398	298	906	957	514	465
	$\cos\theta_\tau < 0$ $\phi_h \in (\pi/2, 3\pi/2)$	637	731	375	380	938	1055	528	521
	$\cos\theta_\tau > 0$ $\phi_h \in (\pi/2, 3\pi/2)$	709	690	337	326	930	986	569	481
	$\cos\theta_\tau < 0$ $\phi_h \in (-\pi/2, \pi/2)$	655	680	366	392	906	874	517	469
A_{sc}	$\cos\theta_\tau > 0$ $\phi_h < \pi$	698	719	373	331	956	962	544	474
	$\cos\theta_\tau < 0$ $\phi_h > \pi$	655	694	387	390	955	975	523	461
	$\cos\theta_\tau > 0$ $\phi_h > \pi$	750	707	362	293	880	981	539	472
	$\cos\theta_\tau < 0$ $\phi_h < \pi$	637	717	354	382	889	954	522	529
A_s	$\phi_h < \pi$	1335	1419	727	713	1845	1916	1066	1003
	$\phi_h > \pi$	1405	1401	749	683	1835	1956	1062	933

Tabla 3.6: *Número total de sucesos medido en cada una de las regiones angulares. Para obtener las asimetrías es necesario sustraer la contribución de la contaminación.*

		1991-1993	1994-1995
$\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$	A_{cc}	$0.0052 \pm 0.0207 \pm 0.0310$	$0.0023 \pm 0.0186 \pm 0.0264$
	A_{sc}	$-0.0086 \pm 0.0207 \pm 0.0309$	$0.0385 \pm 0.0185 \pm 0.0263$
	A_s	$-0.0263 \pm 0.0207 \pm 0.0290$	$-0.0015 \pm 0.0186 \pm 0.0247$
$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu_\tau}$	A_{cc}	$0.0274 \pm 0.0204 \pm 0.0309$	$0.0404 \pm 0.0181 \pm 0.0264$
	A_{sc}	$-0.0101 \pm 0.0204 \pm 0.0310$	$-0.0013 \pm 0.0181 \pm 0.0264$
	A_s	$0.0044 \pm 0.0204 \pm 0.0290$	$-0.0141 \pm 0.0181 \pm 0.0247$
$\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$	A_{cc}	$0.0439 \pm 0.0287 \pm 0.0539$	$-0.0260 \pm 0.0250 \pm 0.0528$
	A_{sc}	$0.0319 \pm 0.0287 \pm 0.0538$	$0.0012 \pm 0.0250 \pm 0.0528$
	A_s	$-0.0150 \pm 0.0287 \pm 0.0496$	$0.0104 \pm 0.0250 \pm 0.0506$
$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu_\tau}$	A_{cc}	$-0.0282 \pm 0.0295 \pm 0.0538$	$0.0187 \pm 0.0262 \pm 0.0528$
	A_{sc}	$0.0382 \pm 0.0295 \pm 0.0538$	$-0.0313 \pm 0.0262 \pm 0.0528$
	A_s	$0.0216 \pm 0.0295 \pm 0.0496$	$0.0320 \pm 0.0262 \pm 0.0506$

Tabla 3.7: *Asimetrías azimutales medidas. El primer error es estadístico y el segundo es sistemático.*

Una vez se tienen las medidas de las asimetrías, los valores de los momentos dipolares débiles se obtienen resolviendo las ecuaciones 3.32, 3.33, 3.34 o 3.35 en cada caso. Hay que tener en cuenta las relaciones $A_{cc}(h^-) = -A_{cc}(h^+)$, $A_{sc}(h^-) = A_{sc}(h^+)$, $A_s(h^-) = -A_s(h^+)$.

Haciendo esto se obtienen los resultados que pueden verse en la tabla 3.8, es decir, cuatro medidas para el periodo 1991-1993 y cuatro para el periodo 1994-1995, correspondientes a cada estado final ($\rho^-\nu_\tau$, $\rho^+\bar{\nu}_\tau$, $\pi^-\nu_\tau$, $\pi^+\bar{\nu}_\tau$). Estas cuatro medidas se combinan entre sí para dar el resultado en cada uno de los dos periodos de toma de datos. Finalmente, los dos valores se combinan a su vez para obtener el resultado final. La forma de combinar la medidas es la siguiente, en todos los casos:

- Valor medio:

$$< x >= \frac{1}{w} \sum_{i=1}^{4} w_i x_i \tag{3.39}$$

Donde x_i es cada una de las medidas, $w_i = 1/\sigma_i^2$, con σ_i^2 el error estadístico en la medida i y $w = \sum_{i=1}^{4} w_i$.

- Error estadístico:

$$\Delta x_{est.} = \sqrt{\frac{1}{w}} \tag{3.40}$$

- Error sistemático: Para obtener el error sistemático de la medida combinada se asume que los errores sistemáticos individuales no están correlacionados. Entonces,

$$\Delta x_{sist.} = \frac{1}{w} \sqrt{\sum_{i=1}^{4} w_i^2 \Delta x_{i,sist.}^2} \tag{3.41}$$

		1991-1993	1994-1995
$\tau^- \to \rho^- \nu_\tau$	$2m_\tau d_\tau^w/e$	$0.0018 \pm 0.0089 \pm 0.0133$	$-0.0139 \pm 0.0068 \pm 0.0096$
	$Re(a_\tau^w)$	$0.0021 \pm 0.0087 \pm 0.0129$	$0.0065 \pm 0.0066 \pm 0.0094$
	$Im(a_\tau^w)$	$-0.0248 \pm 0.0197 \pm 0.0277$	$-0.0022 \pm 0.0151 \pm 0.0200$
$\tau^+ \to \rho^+ \bar{\nu_\tau}$	$2m_\tau d_\tau^w/e$	$0.0039 \pm 0.0087 \pm 0.0132$	$0.0014 \pm 0.0066 \pm 0.0096$
	$Re(a_\tau^w)$	$-0.0116 \pm 0.0086 \pm 0.0130$	$-0.0145 \pm 0.0065 \pm 0.0094$
	$Im(a_\tau^w)$	$-0.0039 \pm 0.0195 \pm 0.0277$	$0.0115 \pm 0.0147 \pm 0.0200$
$\tau^- \to \pi^- \nu_\tau$	$2m_\tau d_\tau^w/e$	$-0.0044 \pm 0.0041 \pm 0.0077$	$0.0001 \pm 0.0035 \pm 0.0074$
	$Re(a_\tau^w)$	$0.0064 \pm 0.0040 \pm 0.0075$	$-0.0035 \pm 0.0034 \pm 0.0073$
	$Im(a_\tau^w)$	$-0.0051 \pm 0.0091 \pm 0.0157$	$0.0032 \pm 0.0078 \pm 0.0159$
$\tau^+ \to \pi^+ \bar{\nu_\tau}$	$2m_\tau d_\tau^w/e$	$-0.0056 \pm 0.0042 \pm 0.0077$	$0.0036 \pm 0.0037 \pm 0.0074$
	$Re(a_\tau^w)$	$0.0042 \pm 0.0041 \pm 0.0075$	$-0.0026 \pm 0.0036 \pm 0.0073$
	$Im(a_\tau^w)$	$-0.0073 \pm 0.0094 \pm 0.0157$	$-0.0097 \pm 0.0082 \pm 0.0159$

Tabla 3.8: *Momentos dipolares débiles medidos. El primer error es estadístico y el segundo es sistemático.*

Los valores obtenidos siguiendo este procedimiento son:

$$\boxed{\begin{array}{c} Re(a_\tau^w) = -0.001 \pm 0.002 \pm 0.003 \\[1em] Im(a_\tau^w) = -0.004 \pm 0.004 \pm 0.007 \\[1em] d_\tau^w = (-0.78 \pm 0.94 \pm 1.78) \times 10^{-17} e \cdot cm \end{array}}$$

donde el primer error es estadístico y el segundo es sistemático.

Todos los valores obtenidos son compatibles con cero. Esto significa que no se observa desviación alguna respecto del comportamiento predicho por el Modelo Estándar. A partir de estas medidas, pueden fijarse los siguientes límites al 95% de nivel de confianza:

$$\boxed{\begin{array}{c} |Re(a_\tau^w)| < 0.006 \\[1em] |Im(a_\tau^w)| < 0.02 \\[1em] |d_\tau^w| < 4.0 \times 10^{-17} e \cdot cm \end{array}}$$

Para obtener los límites se han sumado en cuadratura el error estadístico y el error sistemático, y se ha utilizado después el procedimiento habitual [5].

Ésta es la primera medida que se realiza de a_τ^w. El resultado obtenido para d_τ^w es compatible, aunque no es competitivo, con el obtenido por otros experimentos ($|d_\tau^w| < 7.8 \times 10^{-18} e \cdot cm$ en OPAL [33], o $|d_\tau^w| < 1.5 \times 10^{-17} e \cdot cm$ en ALEPH [34]). La diferencia está en el método utilizado. En estos experimentos se utilizó el método del tensor (sección 3.3.2), lo que permite utilizar todos los modos de desintegración del τ, y por consiguiente disminuye mucho el error estadístico, permitiendo mejorar el límite. A cambio, no se tiene acceso a la medida de a_τ^w.

Capítulo 4

Un experimento sobre mecánica cuántica en LEP

El enigma no existe. (L. Wittgenstein)

4.1 Introducción

En 1935, Einstein, Podolski y Rosen (EPR), propusieron un famoso argumento [37] para intentar demostrar la incompletitud de la descripción mecano-cuántica de la naturaleza, que contribuyó al desarrollo de las así llamadas teorías de varibles ocultas locales (LHVT). El argumento está basado en una premisa esencial: la localidad o causalidad local. En 1965, Bell demostró [38] que las teorías de variables ocultas locales no pueden reproducir todas las predicciones de la mecánica cuántica (QM). Es decir, no existe una descripción mediante variables ocultas locales de la mecánica cuántica.

Los experimentos realizados desde entonces hasta el presente utilizando las desigualdades de Bell para examinar la validez de la mecánica cuántica están, en su mayoría, basados en el estudio de la correlación en la polarización de fotones emitidos en una cascada atómica [39]. Todos ellos se han mostrado bien descritos por la mecánica cuántica, pero siempre se han utilizado las desigualdades de Bell deducidas del realismo local más algunas hipótesis adicionales. La búsqueda de experimentos complementarios ha estimulado la discusión del problema de EPR en física de partículas.

En particular, se ha propuesto utilizar el proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para realizar un posible experimento EPR [40], [41]. Las razones por las que este proceso puede ser interesante son varias:

- La medida se realiza con fermiones masivos, frente a los experimentos realizados con fotones.
- La correlación entre fotones en experimentos anteriores se establece a través de las interacciones electromagnéticas, mientras que en este caso es a través de interacciones débiles.
- La energía de los experimentos atómicos está en el rango de los eV. Los efectos no locales, sin embargo, podrían aparecer en una escala de longitud $\sim 10^{-3} cm$ [42], así que es importante tener medidas de propiedades no locales a energías tan altas como sea posible.

4.2 Mecánica cuántica en LEP

El lagrangiano de interacción $Z\tau\tau$ en el Modelo Estándar es:

$$\mathcal{L} = \frac{ie}{2\cos\theta_W \sin\theta_W} Z^\mu \bar{\psi}_\tau \gamma_\mu (g_V - g_A\gamma^5)\psi_\tau \tag{4.1}$$

donde $g_V = -1/2 - 2\sin^2\theta_W$ y $g_A = -1/2$. Este lagrangiano es invariante bajo transformaciones quirales ($\psi_\tau \to e^{i\gamma^5}\psi_\tau$). Por lo tanto, los dos τ's se producen con quiralidad opuesta. A altas energías, tales como las alcanzadas en LEP ($E = M_Z/2 >> m_\tau$), la quiralidad de los τ's tiende a igualarse con su helicidad, así que en este caso los τ's tienen helicidades opuestas. Como además sus momentos son iguales en módulo y de sentidos opuestos en el sistema de laboratorio, sus spines a lo largo del eje de momentos están positivamente correlacionados.

4.2.1 Experimento propuesto

Este sistema de dos partículas de spin 1/2 con spines correlacionados positivamente es el que se considera para realizar la medida experimental [40], [41] (figura 4.1).

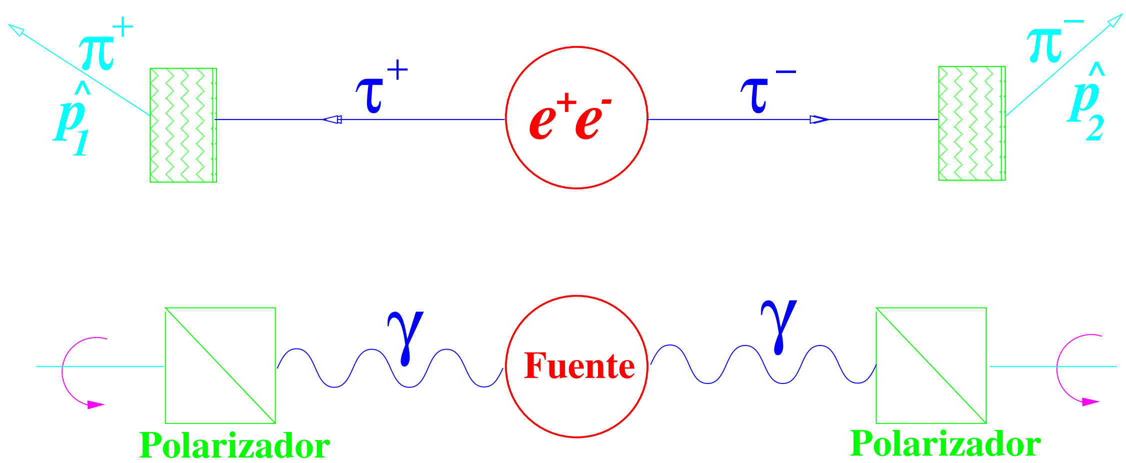


Figura 4.1: *Comparación entre los experimentos clásicos de mecánica cuántica frente a LHVT y el experimento propuesto en LEP. La desintegración débil del τ, que viola conservación de paridad, se utiliza como sistema analizador del spin.*

En el proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\bar{\nu}_\tau\pi^-\nu_\tau$, el momento del pión negativo (positivo) está correlacionado con la polarización del τ, puesto que el neutrino asociado es levógiro (dextrógiro) y la desintegración, mediada por la interacción débil, viola conservación de paridad. La correlación entre spines se analiza utilizando las ligaduras cinemáticas en la energía y momento de los τ's para después realizar la transformación de Lorentz al respectivo sistema en reposo del τ. Entonces se consideran los vectores unitarios $\hat{p}_{\pi^\pm} \equiv \vec{p}^{*}_{\pi^\pm}/|\vec{p}^{*}_{\pi^\pm}|$ ($*$ significa que el momento está referido al sistema en reposo del τ respectivo) y se puede escribir la sección eficaz [40], [41], [43]:

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\pi\pi})} = A\ (1 - \frac{1}{3}\cos\theta_{\pi\pi}) \tag{4.2}$$

donde $\cos\theta_{\pi\pi} = \hat{p}_{\pi^+} \cdot \hat{p}_{\pi^-}$ y A es una constante de normalización. Esta es la predicción de QM (Modelo Estándar). Si se asume que la sección eficaz es de la forma $A - B\cos\theta_{\pi\pi}$ [40], la medida de la relación $S = B/A$ es una prueba para la validez de QM, puesto que S está limitado por la desigualdad de Bell a no más de $1/\sqrt{2}$ del valor predicho por QM (1/3). Es decir, la localidad impone un límite superior al valor de S.

Como un ejemplo de teoría de variables ocultas se puede utilizar el modelo de Aharonov-Bohm [44], según el cual el τ se polariza en una dirección aleatoria $\hat{x}$, que es la variable oculta. Entonces, se espera un factor adicional de 1/3 en el parámetro S, puesto que hay que realizar un promedio sobre un término del tipo $(1 - \hat{x} \cdot \hat{p}_{\pi^+})(1 - \hat{x} \cdot \hat{p}_{\pi^-})$.

Este experimento es similar al propuesto por Törnqvist para el proceso $\mathrm{J}/\psi \to \Lambda\bar{\Lambda} \to \pi^-\mathrm{p}\pi^+\bar{\mathrm{p}}$ [45]. Las diferencias esenciales son la escala de energías y la interacción que produce la correlación.

Podría pensarse que otros canales hadrónicos de desintegración del τ (en particular, $\tau \to \rho\nu$) también pueden utilizarse en este análisis. Sin embargo, la predicción para ellos está afectada por los analizadores de spin correspondientes. En el caso $\tau \to \rho\nu$, este factor es $\alpha_\rho = 0.45$. Al tenerlo en cuenta, el parámetro S está fuera de la resolución experimental, tanto para el canal en el que los dos τ's se desintegran en ρ's como para los canales cruzados. En consecuencia sólo se utiliza el canal $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\bar{\nu}_\tau\pi^-\nu_\tau$.

4.2.2 El experimento no excluye todas las posibles LHVT

El experimento propuesto no es una prueba completa de localidad. Sólo una subclase de LHVT puede ser excluida. En efecto, es posible construir LHVT que lleven al mismo resultado que QM para el proceso estudiado, siguiendo el método sugerido por Kasday [46] [41].

El problema del experimento propuesto está en que se mide solamente una componente del spin de cada τ, y esto es insuficiente para encontrar una discrepancia entre QM y todas las posibles LHVT. Para poder utilizar la desigualdad de Bell es necesario medir observables que no conmuten a lo largo del rango de valores de un parámetro. En este caso, el ángulo $\theta_{\pi\pi}$. Para el proceso estudiado se ha sumado explícitamente sobre los estados de spin de los neutrinos y de los τ's, que no son directamente accesibles experimentalmente, perdiendo así la información sobre los observables que no conmutan (las otras componentes del spin).

Sin embargo, todavía es posible probar la validez de una subclase de LHVT. Para utilizar el argumento dado se asume que QM es válida al describir la desintegración del τ. Pero el objetivo es probar la validez de QM, así que no es legítimo utilizarla en el razonamiento. Se ha de asumir, entonces, que la expresión

$$P_{\sigma_\tau\sigma_\tau} = \frac{P_{\pi\pi}(\theta) - c_1}{c_2} = -\cos\theta_{\pi\pi} \tag{4.3}$$

es correcta independientemente de la teoría que describa las desintegraciones del τ. Por lo tanto, sólo se podrá comprobar la validez de aquellas LHVT que verifiquen 4.3. El tamaño de esta subclase de LHVT es desconocido. Por ejemplo, el modelo de Aharonov-Bohm está dentro de ella, pero las teorías construidas según el método de Kasday no lo están.

4.3 Análisis y resultados experimentales

El procedimiento a seguir en el análisis es el siguiente:

1) Obtener la distribución de los datos en $\cos\theta_{\pi\pi}$.

2) Ajustar a una recta y obtener el parámetro S.

3) Corregir el efecto de la contaminación de la muestra en S.

4) Comparar con QM, el límite de la desigualdad de Bell y el modelo de Aharonov-Bohm.

La muestra utilizada está formada por los sucesos clasificados como del tipo 4 en la sección 2.3. Se utiliza la dirección de los τ's reconstruida para hacer la transformación de Lorentz al sistema del τ en reposo. En este caso la ambigüedad de la reconstrucción no afecta, puesto que el ángulo $\theta_{\pi\pi}$ está bien determinado. Ahora bien, sí que influye la resolución finita del detector. Debido a ella hay sucesos para los que $|\cos\theta_{\pi\pi}| > 1$. Estos sucesos se rechazan y no se usan en el análisis.

Para obtener el parámetro S se asume la propiedad 4.3. Se hace entonces un ajuste de la distribución de $\cos\theta_{\pi\pi}$ a una recta, y se mide el parámetro S^{raw}. El siguiente paso es corregir el efecto de la contaminación de la muestra. La propiedad 4.3 también se supone correcta para la contaminación. Entonces, y de forma análoga, se hace un ajuste a una recta para la contaminación utilizando la simulación Monte Carlo, y el efecto se sustrae de S^{raw} (no se está sesgando la muestra hacia QM porque la contaminación proviene de otras desintegraciones hadrónicas del τ, de forma que todas las teorías se comportan igual dentro de los errores, por el efecto de los analizadores de spin).

Para sustraer la contribución de la contaminación se usan las expresiones:

$$\frac{d\sigma^{medida}}{d\cos\theta_{\pi\pi}} = A_1\cos\theta_{\pi\pi} + B_1 \tag{4.4}$$

$$\frac{d\sigma^{señal}}{d\cos\theta_{\pi\pi}} = A_0\cos\theta_{\pi\pi} + B_0 \tag{4.5}$$

$$\frac{d\sigma^{contam.}}{d\cos\theta_{\pi\pi}} = A_2\cos\theta_{\pi\pi} + B_2 \tag{4.6}$$

y

$$\frac{d\sigma^{señal}}{d\cos\theta_{\pi\pi}} = \frac{1}{1-bg}\left(\frac{d\sigma^{medida}}{d\cos\theta_{\pi\pi}} - bg\frac{d\sigma^{contam.}}{d\cos\theta_{\pi\pi}}\right) \tag{4.7}$$

donde bg es la proporción de contaminación en la muestra. De aquí se sigue que:

$$S^{corregido} = \frac{A_1 - bgA_2}{B_1 - bgB_2} \tag{4.8}$$

La muestra total vuelve a dividirse en las dos submuestras del capítulo anterior: 1991-1993 y 1994-1995. La razón es la misma, ya que la presencia del SMD inducirá sistemática diferente en ambas submuestras. En la submuestra 1991-1993 el rango para el análisis es $|\cos\theta_{\pi\pi}| < 0.9$. Para la submuestra 1994-1995, la mejora de la resolución permite utilizar el rango completo $|\cos\theta_{\pi\pi}| \leq 1$

Una vez obtenido el parámetro S corregido por la contaminación en ambas submuestras, los dos valores obtenidos se combinan como se ha descrito en el capítulo anterior y el valor obtenido finalmente se compara con las predicciones de QM, el límite superior de la desigualdad de Bell y el modelo de Aharonov-Bohm.

4.3.1 Errores sistemáticos

Las fuentes de error sistemático que se consideran son: la estadística finita de sucesos simulados, la influencia de los cortes de selección y la forma de la distribución de la contaminación. Cada una de las contribuciones al error sistemático final se puede ver en la tabla 4.1.

	1991-1993	1994-1995
Estadística MC finita	0.02	0.01
Cortes de selección	0.03	0.01
Dist. de la contaminación	0.03	0.04
Total	0.04	0.04

Tabla 4.1: *Contribuciones al error sistemático en el parámetro S.*

Como en el capítulo anterior, el número finito de sucesos simulados afecta al valor calculado de la eficiencia de la selección y al de la pureza de la muestra seleccionada. Los errores calculados en estos números se propagan hasta el valor de S.

Para estimar la influencia de los cortes de selección, éstos se varían un 20% y se toma como error sistemático asociado la variación inducida en el parámetro S.

Por último, la evaluación de la influencia de la forma de la contaminación se hace partiendo del error en S_{bg} que viene del ajuste. Este error se propaga hasta S.

4.3.2 Resultados

Los resultados obtenidos aplicando todo el proceso son:

$$\begin{array}{ll} \text{1991-1993} & S = 0.39 \pm 0.09 \pm 0.04 \\ \text{1994-1995} & S = 0.38 \pm 0.05 \pm 0.04 \end{array}$$

Una comparación gráfica entre la medida y las diferentes predicciones teóricas puede verse en la figura 4.2.

Al combinarlos, se obtiene finalmente:

$$\boxed{S = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03}$$

Esta medida permite extraer las conclusiones expresadas en la tabla 4.2. Se puede ver que la Mecánica Cuántica describe los datos, mientras que el modelo de Aharonov-Bohm queda excluido. El límite impuesto por la desigualdad de Bell se sitúa a 2.7σ del valor medido.

Valor medido: $S = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03$		
Teoría	Predicción	Diferencia con el valor medido
Mecánica Cuántica	$1/3$	0.9σ - compatible
Límite superior de la desigualdad de Bell	$1/3\sqrt{2}$	2.7σ
Modelo de Aharonov-Bohm	$1/9$	4.9σ

Tabla 4.2: *Comparación del valor medido con las diferentes predicciones teóricas. La σ que se emplea para expresar la diferencia es la suma en cuadratura del error estadístico y el error sistemático de la medida final.*

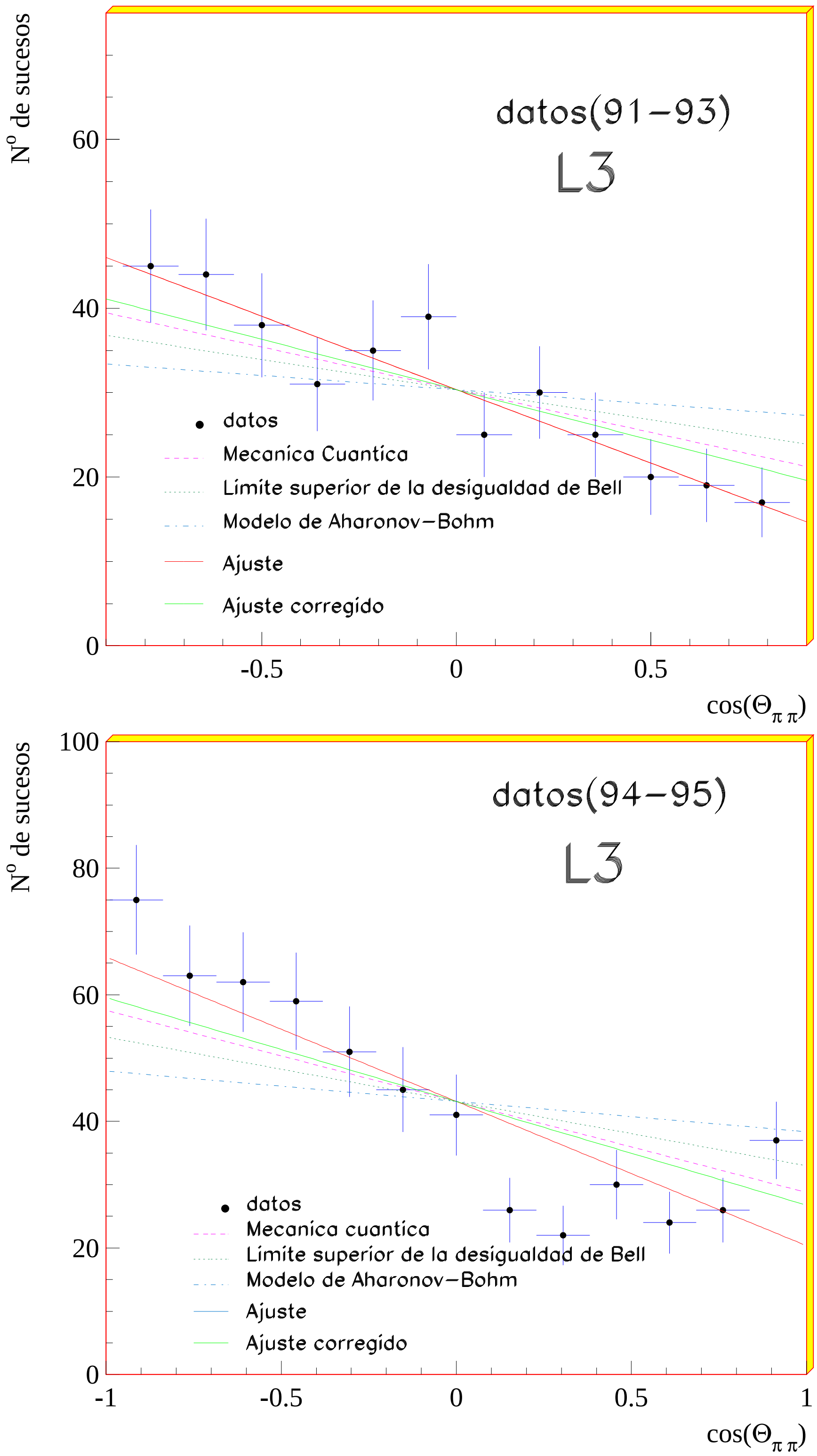


Figura 4.2: *Comparación entre las predicciones teóricas de QM, el límite superior de la desigualdad de Bell y el modelo de Aharonov-Bohm y los resultados obtenidos en L3. Los puntos corresponden a la muestra total. Se ve también el resultado corregido tras sustraer la contribución de la contaminación.*

Capítulo 5

Conclusiones

En la naturaleza no hay premios ni castigos; sólo hay consecuencias. (R. G. Ingersoll)

En este trabajo se han utilizado las distribuciones angulares de los sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to h^+\bar{\nu}_\tau h^-\nu_\tau$ recogidos en el detector L3 de LEP entre 1991 y 1995 para medir los momentos dipolares débiles del leptón τ. Se ha utilizado, por tanto, la muestra completa de la fase I de LEP, a energías del orden de la masa del Z. La luminosidad total fue de $148.66 pb^{-1}$. Los resultados obtenidos son:

$$\boxed{\begin{gathered} Re(a_\tau^w) = -0.001 \pm 0.002 \pm 0.003 \\ Im(a_\tau^w) = -0.004 \pm 0.004 \pm 0.007 \\ d_\tau^w = (-0.78 \pm 0.94 \pm 1.78) \times 10^{-17} e \cdot cm \end{gathered}}$$

donde el primer error es estadístico y el segundo es sistemático. Estos valores implican:

- Ésta es la primera medida realizada del momento dipolar magnético débil del leptón τ, a_τ^w.
- Todos los valores obtenidos son compatibles con cero, y por consiguiente, dentro de la sensibilidad experimental, con los valores predichos por el Modelo Estándar. No se observa desviación respecto de las predicciones de dicha teoría.
- Las medidas realizadas permiten establecer los siguientes límites al 95% de nivel de confianza:

$$\boxed{\begin{gathered} |Re(a_\tau^w)| < 0.006 \\ |Im(a_\tau^w)| < 0.02 \\ |d_\tau^w| < 4.0 \times 10^{-17} e \cdot cm \end{gathered}}$$

Por otra parte, se han utilizado los sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\bar{\nu}_\tau\pi^-\nu_\tau$ de la muestra anterior para realizar una prueba de validez de la mecánica cuántica frente a teorías de variables ocultas locales usando la desigualdad de Bell. La medida sólo permite excluir una subclase de teorías de variables ocultas de las que se ha tomado como representante el modelo de Aharonov-Bohm. El experimento da los siguientes resultados:

Valor medido: $S = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03$		
Teoría	Predicción	Diferencia con el valor medido
Mecánica Cuántica	$1/3$	0.9σ - compatible
Límite superior de la desigualdad de Bell	$1/3\sqrt{2}$	2.7σ
Modelo de Aharonov-Bohm	$1/9$	4.9σ

La mecánica cuántica describe bien el resultado experimental, mientras que el modelo de Aharonov-Bohm queda excluido.

Bibliografía

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
A. Salam in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm
(Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969) p. 367.

[2] S. L. Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.

[3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.

[4] A. Pich, *The Standard Model of Electroweak Interactions*, Proceedings of the XXII International Meeting of Fundamental Physics (Jaca, Spain, 7-11 February 1994), eds. J. A. Villar y A. Morales (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1995) p. 1 [hep-ph/9412274].

A. Pich, *Quantum Chromodynamics*, Proc. 1994 European School of High Energy Physics (Sorrento, 1994), eds. N. Ellis y M. B. gevela, CERN Report CERN 95-04 (Geneva, 1995), p. 157 [hep-ph/9505231].

[5] Particle Data Group, R. M. Barnett et al.,
Phys. Rev. D54 (1996) 1. [URL:http://pdg.lbl.gov/]

[6] The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, *A combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-LEPEWWG/96-02 (30 de julio de 1996).

[7] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193.

[8] B. C. Barish, R. Stroynowski, Phys. Rep. 157 (1988) 1.
M. W. Grünewald, Phys. Scrip. 53 (1996) 257.
M. Pohl, S. Gentile, CERN-PPE/95-147 (enviado a Phys. Rep.).

[9] A. Pich , *Flavourdynamics*, Proceedings of the XXIII International Meeting on Fundamental Physics (Comillas, Spain, 22-26 May 1995), eds. T. Rodrigo y A. Ruiz (Scientific World, Singapore, 1996) [hep-ph/9601202].
T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. 113 (1959) 1652

[10] W. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1815.

[11] W. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett 71 (1993) 3629.
R. Decker, M. Finkemeier, Nucl. Phys. B (Proc. suppl.) 40 (1995) 453.

[12] S. Narison, A. Pich et al. Phys. Lett. B304 (1993) 359.
S. I. Eidelman, V. N. Ivanchenko, Nucl. Phys. B (Proc. suppl.) 40 (1995) 131.
R. J. Sobie, Z. Phys. C65 (1995) 79.

[13] E. Braaten, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1606.
E. Braaten, Phys. Rev. D39 (1989) 1458.
E. Braaten, S. Narison, A. Pich, Phys. Lett. B286 (1992) 147.

[14] E. Braaten, Proceedings of the Fourth Workshop on Tau Lepton Physics (Estes Park, Colorado, 1996), para publicarse en Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 1997.

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

[16] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 35.
O. Adriani et al., Nucl. Instr. and Meth. A302 (1991) 53.
K. Deiters et al., Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 162.
J. A. Bakken et al., Nucl. Instr. and Meth. A275 (1989) 81.

[17] L3 Collaboration, O.Adriani et al., Nucl. Inst. and Meth. A351 (1994) 300.

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

[19] J. A. Bakken et al., Nucl. Inst. and Meth. A254 (1987) 535.

[20] Y. Galaktionov et al., Nucl. Inst. and Meth. A251 (1986) 258.

[21] L3 Collaboration, B.Adeva et al., Nucl. Inst. and Meth. A277 (1989) 187.

[22] The L3 F/B Muon Group, Adam et al.,
Nucl. Inst. and Meth. A383 (1996) 342.

[23] L3 Collaboration, O. Adriani et al., Phys. Lett. B294 (1992) 466.

[24] S. Jadach, F. L. Ward, Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 66 (1991) 276.
S. Jadach, J. H. Kühn, Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 64 (1991) 275.
R. Brun et al., GEANT 3, CERN DD/EE/84-1 (Revised) September 1987.
H. Fesefeldt, RWTH Aachen Preprint PITHA 85/02 (1985).

[25] W. Bernreuther, O. Nachtmann,
Univ. Of Heidelberg Preprint HD-THEP-96-03,
RWTH Aachen Prerint PITHA 96/03 [hep-ph/9603331].

[26] J. Bernabéu, G. A. González-Sprinberg, M. Tung, J. Vidal, Nucl. Phys. B436 (1995) 474,
J. Bernabéu, G. A. González-Sprinberg, J. Vidal,
Preprints Univ. Valencia FTUV/95-15, IFIC IFIC/95-15 [hep-ph/9505223].

[27] M. J. Booth, University of Chicago Report No. EFI-93-02 [hep-ph/9301293]

[28] J. Bernabéu, G. A. González-Sprinberg, J. Vidal, Phys. Lett. B326 (1994) 168.

[29] U. Mahanta, Phys. Rev. D54 (1996) 3377 [hep-ph/9604380].

[30] R. Alemany et al., Nucl. Phys. B379 (1992) 3,
Y. S. Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821,
Y. S. Tsai, Phys. Rev. D13 (1976) 771 (E).

[31] W. Bernreuther, O. Nachtmann, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2787,
W. Bernreuther, A. Brandenburg, P. Overmann, RWTH Aachen Preprint PITHA/96-26,
W. Bernreuther, T. schröder, T. N. Pham, Phys. Lett. B279 (1992) 389,
J. Bernabéu, D. Comelli, L. Lavoura, J. P. Silva,
FTUV/95-53, IFIC/95-55 [hep-ph/9509416],
M. C. González-García, S. F. Novaes, CERN-TH/96-185, y referencias citadas.

[32] W. Bernreuther, G. W. Botz, O. Nachtmann, P. Overmann, Z. Phys. C52 (1991) 567.
W. Bernreuther, U. Löw, J. P. Ma, O. Nachtmann, Z. Phys. C43 (1989) 217.
W. Bernreuther, O. Nachtmann, P. Overmann, Phys. Rev. D48 (1993) 78.

[33] OPAL Coll., R. Akers et al., Z. Phys. C65 (1995) 31.
OPAL Coll., R. Akers et al., CERN-PPE/96-184 (1996).

[34] ALEPH Coll., D. Buskulic et al., Phys. Lett. B341 (1995) 371.

[35] H. Kühn, F. Wagner, Nucl. Phys. B236 (1984) 16,
W. Bernreuther et al., Z. Phys. C52 (1991) 567,
H. Turn, H. Kolanoski, Z. Phys. C60 (1993) 277.

[36] J. H. Kühn, Phys. Lett. B313 (1993) 458.

[37] A. Einstein, B. Podolski, N. Rosen, Phys. Rev. 47 (1935) 777.
N. Bohr, Phys. Rev. 48 (1935) 696.
D. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice Hall, Englewood Clifs, N. J. (1951).

[38] J. S. Bell, Physics 1 (1965) 195.

[39] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1804.
A. Aspect, P. Grangier, *Proc. Intern. Symp. Foundations of Quantum Mechanics*, Tokyo (1983) 214.

[40] P. Privitera, Phys. Lett. B275 (1992) 172.

[41] S. A. Abel, M. Dittmar, H. Dreiner,Phys. Lett. B280 (1992) 304.

[42] D. Bohm, Phys. Rev. 85 (1952) 166, 180.

[43] J. Babson, E. Ma, Phys. Rev. D26 (1982) 2497.

[44] D. Bohm, Y. Aharonov, Phys. Rev. 108 (1957) 1070.

[45] N. A. Törnqvist, Phys. Lett. A117 (1986) 1.
DM2 Collaboration, Phys. Lett. B212 (1988) 523.

[46] L. R. Kasday, Proc. Inter. School of Physics "Enrico Fermi", course 49 (1971) 195.