Índice

Introducción

El Modelo Estándar de las interacciones fuerte, débil y electromagnética describe todos los fenómenos de origen electrodébil conocidos [1]. Su validez ha sido confirmada por experimentos de gran precisión realizados en colisionadores electrón-positrón, como LEP y SLC.

Las medidas realizadas en la primera etapa de LEP, donde la energía centro de masas era del orden de la masa del bosón Z, han proporcionado un conocimiento muy exacto de los parámetros de dicho bosón: su masa, sus anchuras parciales y su anchura total. Estas medidas de alta precisión proporcionan una predicción de la masa del bosón W dentro del Modelo Estándar y han dado resultados indirectos sobre la existencia de acoplos entre tres bosones gauge.

El conocimiento de la masa del W con alta precisión es de gran importancia para comprobar la predicción del Modelo Estándar. La masa del W ha sido ya medida directamente en colisionadores hadrónicos (UA2 y Tevatron) con una precisión de 60 MeV. En la segunda etapa de LEP (LEP2), a partir de 1996, donde la energía centro de masas ha superado la energía umbral del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, se espera alcanzar una resolución en la medida de la masa del W menor que 40 MeV. La combinación de ambas medidas proporcionará un error similar al que posee la medida indirecta.

Una de las consecuencias principales de la teoría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es la forma específica de los acoplos entre los bosones gauge W, Z y γ, que han sido medidos pobremente hasta la fecha. En el proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ los acoplos entre tres bosones gauge aparecen a nivel árbol. Esto permite medir directamente los acoplos WWγ y WWZ con gran precisión sin necesidad de demasiada estadística. Además de probar las predicciones del Modelo Estándar, la medida de estos acoplos puede ser utilizada para buscar nueva física en el sector bosónico si se alcanza la suficiente precisión.

En este trabajo se presenta un estudio completo del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$, utilizando los datos recogidos por el detector L3 de LEP durante el año 1998 a una energía centro de masas de 189 GeV.

En la primera parte del capítulo 1 se muestra brevemente la estructura del Modelo Estándar, haciendo hincapié en las interacciones electrodébiles. La segunda sección de este capítulo está dedicada al proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, en concreto al cálculo teórico de su sección eficaz en el Modelo Estándar,

[1] Únicamente se encuentran en contradición con el Modelo Estándar ciertas medidas llevadas a cabo en experimentos de neutrinos, como el detector Super-Kamikande, sólo compatibles con la existencia de neutrinos masivos. Se puede encontrar información sobre este tema en el artículo de la colaboración Super-Kamiokande publicado en Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.

incluyendo cálculos aproximados para las correcciones de orden superior. En la última parte, se muestran observables, como la masa del W o los acoplos anómalos, con los que es posible revisar el Modelo Estándar.

En el capítulo 2 se describe el dispositivo experimental y cómo se reconstruyen las partículas del estado final a partir de las señales en los detectores.

En el capítulo 3 aparece la selección de la muestra $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$, que se utiliza en las medidas llevadas a cabo en este estudio. También se muestra la medida de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$, que se extrae del número de sucesos seleccionados para una luminosidad integrada dada.

El capítulo 4 se dedica a la medida de la masa del W. En primer lugar, se explica cómo se reconstruyen las masas invariantes de los dos W,s y, posteriormente, se discute el método seguido para extraer el valor de la masa del W a partir las distribuciones de las masas invariantes. Finalmente, se muestran los resultados.

En el capítulo 5 se describe la medida de acoplos anómalos en los vértices $\mathrm{WW}\gamma$ y WWZ. Se define el observable y el método que van a permitir la medida de dichos acoplos y en la última parte, se muestran los resultados obtenidos.

Finalmente, en el capítulo 6, se presentan las conclusiones globales de este trabajo.

Capítulo 1

Fundamentos Teóricos

1.1 Estructura del Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría gauge que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Dichas interacciones tienen lugar a través del intercambio de los correspondientes campos gauge de spin 1: el fotón para la fuerza electromagnética, dos W,s y un Z para la interacción débil y ocho gluones para la fuerte. La materia viene descrita por campos fermiónicos de spin fraccionario: quarks y leptones, que se consideran partículas elementales. Estas partículas se organizan en tres familias como puede verse en la tabla 1.1. El Modelo Estándar además incluye un campo escalar: el Higgs, necesario para que tanto los bosones W y Z como los fermiones adquieran masa. Una descripción completa del Modelo Estándar puede encontrase en las referencias [1]-[2].

1.2 Interacción Electrodébil

El modelo que describe las interacciones electrodébiles fue introducido por Glashow, Weinberg y Salam [1]. En él se unifican las interacciones electromagnética y débil requiriendo invariancia gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Esta teoría predice la existencia de corrientes cargadas y neutras mediadas por los campos gauge Z_μ, A_μ y $\mathrm{W}^{\pm}_{\mu}$. El lagrangiano que contiene las interacciones cargadas, para una familia de quarks y leptones, es :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}}\{\mathrm{W}^{-}_{\mu}\,[\bar{u}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)e] + \mathrm{h.c.}\} \tag{1.1}$$

				T_3	Y	Q
leptones	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{array}{c}+\frac{1}{2}\\ -\frac{1}{2}\end{array}$	-1	$\begin{array}{c}0\\ -1\end{array}$
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	$\begin{array}{c}+\frac{1}{2}\\ -\frac{1}{2}\end{array}$	$+\frac{1}{3}$	$\begin{array}{c}+\frac{2}{3}\\ -\frac{1}{3}\end{array}$
	u_R	c_R	t_R	0	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
		γ				0
Bosones		Z				0
gauge		W^+				+1
		W^-				-1
		gluón(g)				0
Higgs		H^0				0

Tabla 1.1: Estructura del Modelo Estándar. T_3 e Y representan la tercera componente del isospín débil y la hipercarga, respectivamente. Q es la carga eléctrica de la partícula.

mientras que el lagrangiano para corrientes neutras se escribe en términos de los campos Z y γ (A_μ) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{CN} &= \textstyle\sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \quad \left\{A_\mu \left[\frac{g}{4} T_3 \sin\theta_W + g' y_j \cos\theta_W\right] + \right.\\ &\qquad \left. Z_\mu \left[g\ T_3 \cos\theta_W - g' y_j \sin\theta_W\right]\right\}\Psi_j \end{aligned} \tag{1.2}$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg, definido como $\tan\theta_W \equiv g'/g$. El índice j se refiere a cada uno de los fermiones posibles e y_j es la hipercarga del fermión correspondiente.

La estructura no abeliana del grupo SU(2) genera interacciones entre tres y cuatro bosones gauge, los términos del lagrangiano electrodébil que describen estas interacciones son:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_1 \;=\;& -ie\cot\theta_W\{(\partial^\mu \mathrm{W}^{+\nu} - \partial^\nu \mathrm{W}^{+\mu})\mathrm{W}^-_\mu \mathrm{Z}_\nu - (\partial^\mu \mathrm{W}^{-\nu} - \partial^\nu \mathrm{W}^{-\mu})\mathrm{W}^+_\mu \mathrm{Z}_\nu \\ & + \mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^-_\nu (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu)\} - ie\{(\partial^\mu \mathrm{W}^{+\nu} - \partial^\nu \mathrm{W}^{+\mu})\mathrm{W}^-_\mu A_\nu \\ & - (\partial^\mu \mathrm{W}^{-\nu} - \partial^\nu \mathrm{W}^{-\mu})\mathrm{W}^+_\mu A_\nu + \mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^-_\nu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)\}\end{aligned} \tag{1.3}$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_2 \;=\; & -\frac{e^2}{2\sin^2\theta_W}\{(\mathrm{W}^-_\mu \mathrm{W}^{+\mu})^2 - \mathrm{W}^-_\mu \mathrm{W}^{\mu-}\mathrm{W}^+_\nu \mathrm{W}^{+\nu}\} \\
& -e^2\cot^2\theta_W\{\mathrm{W}^-_\mu \mathrm{W}^{+\mu}\mathrm{Z}_\nu \mathrm{Z}^\nu - \mathrm{W}^-_\mu \mathrm{Z}^\mu \mathrm{W}^+_\nu \mathrm{Z}^\nu\} \\
& -e^2\cot\theta_W\{2\mathrm{W}^-_\mu \mathrm{W}^{+\mu}\mathrm{Z}_\nu \mathrm{Z}^\nu - \mathrm{W}^-_\mu \mathrm{Z}^\mu \mathrm{W}^+_\nu A^\nu - \mathrm{W}^-_\mu A^\mu \mathrm{W}^+_\nu \mathrm{Z}^\nu\} \\
& -e^2\{\mathrm{W}^-_\mu \mathrm{W}^{+\mu} A_\nu A^\nu - \mathrm{W}^-_\mu A^\mu \mathrm{W}^+_\nu A^\nu\}
\end{aligned} \tag{1.4}
$$

Nótese que $\mathcal{L}_1$ sólo tiene términos con dos bosones cargados W y un bosón neutro Z o γ.

Hay que notar que la simetría gauge prohibe escribir un término de masa para los bosones. Si los bosones W y Z no tuvieran masa, los lagrangianos 1.1 y 1.2 no describirían la dinámica observada porque darían lugar a fuerzas de largo alcance. La introducción del llamado sector de ruptura espontánea de simetría permite que los bosones $\mathrm{W}^\pm$ y Z adquieran masa sin romper la invariancia gauge local del lagrangiano electrodébil. Además de los términos de masa aparece una nueva partícula escalar: el Higgs, que aún no ha sido observada experimentalmente [3]. Tras la ruptura espontánea de simetría aparecen los siguientes términos en el lagrangiano electrodébil:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\; & M^2_{\mathrm{W}}\mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^{-\mu} + \frac{1}{2}M^2_{\mathrm{Z}}\mathrm{Z}_\mu \mathrm{Z}^\mu \\
& +(\frac{2}{v}H + \frac{H^2}{v^2})\{M^2_{\mathrm{W}}\ \mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^{-\mu} + \frac{\mathrm{M}^2_{\mathrm{Z}}}{2}\ \mathrm{Z}_\mu \mathrm{Z}^\mu\} \\
& +\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \frac{1}{2}|\mu^2|H^2 + \frac{\mu^2}{v}H^3 + \frac{\mu^2}{4v^2}H^4
\end{aligned} \tag{1.5}
$$

donde v es el valor esperado en el vacío del campo escalar y μ^2 es un parámetro menor que cero, que es proporcional a la masa del Higgs al cuadrado. En la expresión 1.5 se observa que las interacciones del Higgs tienen una forma característica: son siempre proporcionales a la masa al cuadrado del bosón al que se acopla.

1.3 Defectos del Modelo Estándar

El Modelo Estándar proporciona un estructura teórica que es capaz de acomodarse a los resultados experimentales que existen hasta la fecha.

A pesar de su éxito fenomenológico, el Modelo Estándar deja cuestiones fundamentales sin respuesta. Por un lado, está el problema de la masa: ¿han sido realmente las masas originadas mediante el bosón Higgs? y , si es así, ¿por qué toman esos valores arbitrarios?. Otro problema es el del origen de los seis sabores de quarks y leptones, y qué explica su mezcla a través de corrientes cargadas. El origen de la violación de CP es otra de las incógnitas por descifrar.

Obviamente, se necesitan más resultados experimentales para saber qué física hay más allá del Modelo Estándar.

1.4 El proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ en el Modelo Estándar

El estudio de la reacción de producción de pares de bosones W a partir de la colisión electrón-positrón es esencial para la confirmación directa del Modelo Estándar. De ahí que el objetivo de la segunda etapa del colisionador $e^+ e^-$ del CERN (LEP2) sea alcanzar y superar el umbral de producción de pares de bosones W. Este proceso permite estudiar el caracter no-abeliano de los acoplos de tres bosones gauge, que en este proceso aparecen a nivel árbol. También permite una medida directa y precisa de la masa del bosón W. La masa del W es uno de los parámetros clave de la teoría electrodébil, y su medida permite probar el Modelo Estándar a orden superior.

A la reacción $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ dentro del Modelo Estándar contribuyen tres diagramas a nivel árbol. El diagrama en canal t, que implica el intercambio de un neutrino, y los dos diagramas en canal s que contienen los acoplos entre bosones gauge WWV , V=Z o γ (figura 1.1). La existencia de estos tres diagramas es necesaria para que la teoría electrodébil sea renormalizable y no se viole unitariedad a altas energías. Sin las cancelaciones que tienen lugar debido a las contribuciones de los tres diagramas, la sección eficaz de este proceso crecería indefinidamente con la energía. Hasta la puesta en funcionamiento de LEP2 en el año 1996, este hecho no había sido comprobado experimentalmente.

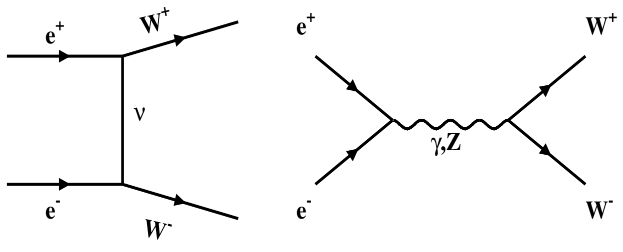


Figura 1.1: Diagramas de producción de $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ a nivel árbol

Los bosones W han de ser considerados como resonancias con anchura

	$\bar{d}u$	$\bar{s}c$	$\bar{e}\nu_e$	$\bar{\mu}\nu_\mu$	$\bar{\tau}\nu_\tau$
$d\bar{u}$	*43*	**11**	20	**10**	**10**
$e\bar{\nu}_e$	20	20	*56*	18	18
$\mu\bar{\nu}_\mu$	**10**	**10**	18	*19*	**9**

Tabla 1.2: Número de diagramas de Feynman que contribuyen a los estados finales de la producción $\mathrm{W^+W^-}$. En negrilla aparecen los diagramas en los que el estado final no contiene partículas idénticas ni electrones. Cuando el estado final incluye un electrón, aparecen diagramas adicionales donde se intercambia un bosón gauge en canal t (caligrafía normal en la tabla). En itálica se muestran los diagramas que contribuyen a estados finales donde un par de fermiones es el conjugado de carga del otro [26].

finita, Γ_W, y tendrán que ser reconstruidos a partir de sus productos de desintegración. El bosón W se desintegra en un par de fermiones y, por tanto, el proceso que hemos de considerar es : $e^+e^- \to \mathrm{W^+W^-} \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$.

Hay contribuciones de otros diagramas con los mismos estados inicial y final pero diferentes estados intermedios. En la figura 1.2 aparecen las diferentes clases de diagramas que dan lugar a cuatro fermiones en el estado final a partir de la colisión e^+e^-: $e^+e^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$

La mayor contribución a la sección eficaz total surge de los diagramas multiperiféricos, pero su contribución en los estudios de producción de bosones W no es importante desde el punto de vista práctico. Las contribuciones más importantes provienen de los diagramas de conversión y de aniquilación no abelianos, pero el resto de diagramas, a saber : aniquilación abelianos, bremsstrahlung, fusión, pueden suponer una contribución no despreciable. Ejemplos de estos últimos son: $e^+e^- \to ee\mathrm{Z} \to eef\bar{f}$ y $e^+e^- \to e\nu\mathrm{W} \to e\nu f\bar{f}'$, donde la mayor parte de la sección eficaz es debida a diagramas de bremsstrahlung y fusión. En la tabla 1.2 aparece el número de diagramas que contribuyen a los estados finales que son alcanzables mediante la producción de pares W.

Es deseable tener una predicción teórica de la sección eficaz de este proceso con una buena precisión. Los dos métodos más desarrollados para el cálculo de esta sección eficaz son : las aproximaciones Monte Carlo [5] y la aproximación semianalítica [6]. El primero usa la integración numérica para todo el espacio de fases, mientras que el método semianalítico realiza integraciones análiticas sobre los cinco grados de libertad angulares y utiliza integración numérica de alta precisión para las dos variables restantes: las masas invariantes de los pares de fermiones al cuadrado. La formulación semianalítica tiene la ventaja de dar una expresión explícita para la sección eficaz, mientras que el método Monte Carlo es capaz de generar sucesos de acuerdo con dicha sección eficaz. Ambas predicciones son de gran utilidad a la hora de analizar los datos experimentales, como veremos a lo largo de este trabajo.

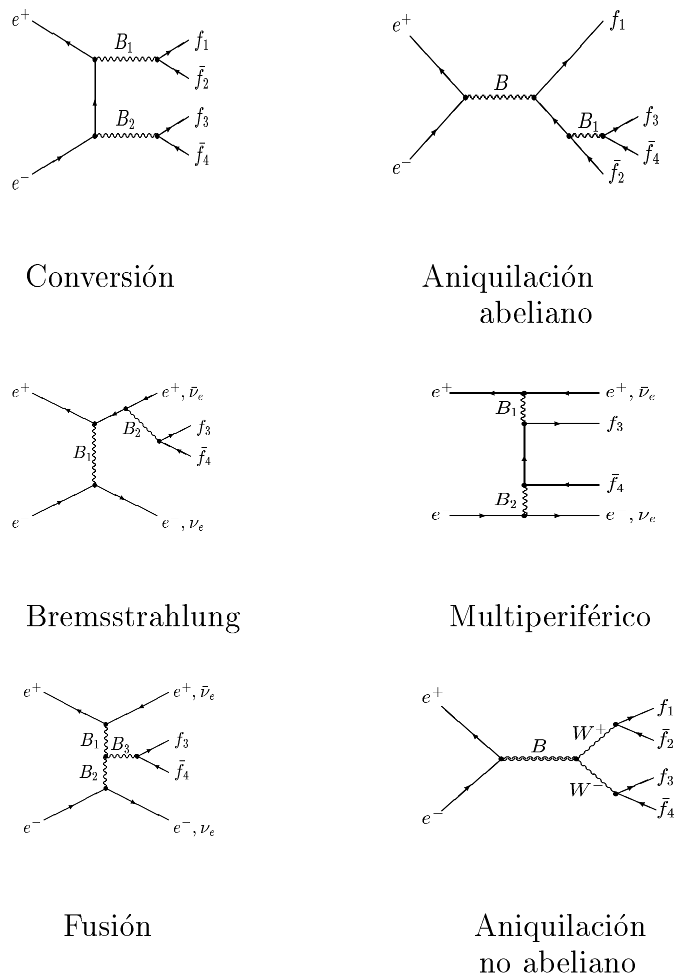


Figura 1.2: Diagramas que intervienen en la producción de cuatro fermiones, donde B=Z,γ y B_1,B_2,B_3 =Z,γ,$\mathrm{W}^{\pm}$.

1.4.1 Sección Eficaz : Aproximación Semianalítica

La sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, a nivel árbol, se puede escribir de la forma [6]:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1\ \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2\ \rho(s_2)\ \sigma_0(s; s_1, s_2) \tag{1.6}$$

Las densidades Breit-Wigner

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{s}\ \Gamma_\mathrm{W}}{(s - M_\mathrm{W}^2)^2 + M_\mathrm{W}^2 \Gamma_\mathrm{W}^2} \times Br_{f_1 \bar{f}_2} \tag{1.7}$$

contienen la correspondiente probabilidad de desintegración, $Br_{f_1 \bar{f}_2}$, la masa del W, M_W y su anchura, Γ_W, que a su vez contiene las constantes de acoplo de su desintegración a los fermiones.

$\sigma_0(s; s_1, s_2)$ es la sección eficaz del proceso de aniquilación e^+e^- que da lugar a dos bosones virtuales W con masas invariantes al cuadrado s_1 y s_2. El subíndice 0 indica que es al orden más bajo. Se puede describir mediante tres términos:

$$\sigma_0(s; s_1, s_2) = \sigma_s + \sigma_t + \sigma_{st} \tag{1.8}$$

El término del canal s, σ_s, contiene la contribución de los diagramas de intercambio de un fotón o un bosón Z y su interferencia. El término correspondiente al canal t, σ_t, es la sección eficaz de intercambio de un neutrino, mientras que σ_{st} contiene los términos de interferencia entre el canal s y el t. La sección eficaz total del proceso tiene la forma :

$$\sigma_0(s; s_1, s_2) = \frac{1}{64\ \pi\ s^2}(-\frac{2}{s_1 s_2}) \sum_i C_i\ G_i(s; s_1, s_2) \quad ; \quad i = s, t, st \tag{1.9}$$

En el apéndice A pueden encontrarse las expresiones de los coeficientes C_i y las funciones $G_i(s; s_1, s_2)$.

La expresión 1.6 indica que la sección eficaz es esencialmente la sección eficaz correspondiente a la producción de bosones W con masas distribuidas de acuerdo con la anchura Γ_W. La anchura del W está dominada por las desintegraciones en pares fermión-antifermión. Al orden más bajo, y suponiendo los fermiones sin masa ($m_f << M_\mathrm{W}$), la anchura del W es :

$$\Gamma_\mathrm{W}^0 = \sum_{i,j} \frac{\alpha}{12} \frac{M_\mathrm{W}}{\sin^2\theta_W} |V_{ij}|^2\ N_C^f \tag{1.10}$$

donde i y j denotan el tipo de fermión; V_{ij} es el elemento ij de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (en las desintegraciones leptónicas, $V_{ij} = \delta_{ij}$). N_C^f es el factor de color, con valor 3 para las desintegraciones en quarks y 1 para las leptónicas.

$$\begin{aligned} \Gamma^0(\mathrm{W} \to l^-\bar{\nu}) &= \tfrac{\alpha}{12}\tfrac{M_\mathrm{W}}{\sin^2\theta_W} \\ \Gamma^0(\mathrm{W} \to q_i\bar{q}_j) &= \Gamma^0(\mathrm{W} \to l^-\bar{\nu}) \cdot 3 \cdot |V_{ij}|^2 \end{aligned} \tag{1.11}$$

Esta descripción del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to f_1\bar{f}_2 f_3\bar{f}_4$ no es invariante gauge. No se han tenido en cuenta todas los diagramas que contribuyen al estado final. Estos diagramas, resonantes y no resonantes, introducen términos que restablecen la invariancia gauge.

Incluso cuando se considera el conjunto completo de diagramas que contribuyen a un estado final dado, hay una invariancia gauge aún más fundamental que debe ser resuelta. La anchura de los bosones tiene que ser introducida adecuadamente para que preserve la invariancia gauge y unitariedad.

Existen diferentes esquemas para introducir la anchura, algunos de ellos son:

- Esquema de anchura fija.

  Consiste simplemente en sustituir

  $$\frac{1}{q^2 - M_\mathrm{W}^2} \quad \text{por} \quad \frac{1}{\mathrm{q}^2 - \mathrm{M}_\mathrm{W}^2 + \mathrm{i}\mathrm{M}_\mathrm{W}\Gamma_\mathrm{W}}$$

  donde q es el cuadrimomento del W.

  Aunque continúa manteniendo la dependencia gauge, en el rango de energías de LEP2 la ruptura gauge no es relevante.

- Esquema fermión-loop [7].
  Consiste en incluir correcciones fermiónicas a 1 *loop* con el fin de cancelar la violación gauge causada por los diagramas de autoenergía. No modifica la teoría a mano, sino que selecciona un conjunto apropiado de contribuciones de orden superior para restaurar la invariancia gauge. Este método tiene el problema de que el cálculo es penoso y en la práctica no se usa.

- Esquema del factor *ad-hoc*. Una manera de restablecer la invariancia gauge es multiplicando el elemento de matriz por:

$$\frac{q^2 - M_W^2}{q^2 - M_W^2 + iM_\mathrm{W}\Gamma_\mathrm{W}}$$

  que es evidentemente invariante gauge. De esta manera el polo $q^2 = M_\mathrm{W}^2$ se suaviza en una resonanacia a costa de tratar peor las zonas no resonantes. Cuando los diagramas de producción de dos W,s no son dominantes, es decir, a energías por debajo o en torno al umbral de producción de dos W,s, este esquema conduce a desviaciones grandes.

La sección eficaz varía, usando distintos esquemas, entre el 0.1% y el 0.5% como puede verse en la referencia [8].

Si consideramos la producción de dos W en su capa de masas (*on-shell*), desaparece el problema de la invariancia gauge y se pueden calcular de una manera sencilla las correcciones a orden superior. La sección eficaz en este caso se obtiene a partir de la sección eficaz *off-shell* (fuera de su capa de masas), imponiendo la estabilidad de los bosones W:

$$\rho_\mathrm{W}(s_{1,2}) \to \delta(s_{1,2} - M_\mathrm{W}^2) \times BR$$

es decir, $\sigma_{on-shell}(s) = \sigma_\circ(s, M_\mathrm{W}^2)$.

Correcciones radiativas

Las amplitudes a nivel árbol no son suficientes para describir los datos experimentales con la precisión deseada, por tanto se han de introducir correcciones radiativas. Dada la resolución experimental, únicamente es necesario tener en cuenta las correcciones electrodébiles a orden α.

Existe un cálculo completo de las correcciones $\mathcal{O}(\alpha)$ para la producción de pares de bosones W *on-shell* [9, 10]. En el caso de producción *off-shell*, sólo se han tratado correcciones fotónicas, principalmente la radiación de estado inicial (ISR) y la singularidad de Coulomb.

En el cálculo de las correcciones radiativas $\mathcal{O}(\alpha)$ en el caso *on-shell*, se ha hecho la división en correcciones virtuales, de fotones blandos y de fotones duros para evitar el problema técnico de las divergencias infrarojas. La radiación del estado inicial da lugar a una corrección grande debida a la emisión de fotones colineales con los leptones incidentes de la forma $(\alpha/\pi)\log Q^2/m_e^2$ con $Q^2 >> m_e^2$.

Radiación de estado inicial. Debido a que el bosón W está eléctricamente cargado, las correcciones radiativas no se pueden separar, en general, en contribuciones electromagnéticas y débiles de una manera invariante gauge.

Para la ISR, tanto en el caso *on-shell* como en el *off-shell*, sí se puede encontrar un conjunto de diagramas invariantes gauge que la contengan. Conseguir esto no es trivial debido a la presencia del canal t que implica un flujo de carga no conservada en el estado inicial. Una técnica para resolver este problema es la llamada *división de corriente* [11], que consiste en dividir el neutrino en dos leptones con carga unidad fluyendo en sentidos opuestos.

Según la aproximación de *función de flujo* (FF) [12], para el diagrama en canal-s la corrección ISR se obtiene mediante una convolución que es conocida de los cálculos en la resonancia del bosón Z. La correspondiente sección eficaz es :

$$\frac{d^2\sigma_s}{ds_1 ds_2} = \int_{(\sqrt{s_1}+\sqrt{s_2})^2}^{s} ds'[\beta_e v^{\beta_e - 1}(1+\bar{S}) + \bar{H}]\ \rho(s_1)\ \rho(s_2)\ \sigma_0^s(s'; s_1 s_2)$$

La parte correspondiente a fotones virtuales y blandos, $\bar{S}$, y la parte de los fotones duros, $\bar{H}$ son:

$$\bar{S}(s) = \frac{\alpha}{\pi}\left[\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} + \frac{3}{4}\beta_e\right] + \mathcal{O}(\alpha^2), \quad \bar{H}(s,s') = -\frac{1}{2}\left(1+\frac{s'}{s}\right)\beta_e + \mathcal{O}(\alpha^2)$$

y $\beta_e = 2\alpha/\pi[ln(s/m_e^2) - 1]$.

Estas correcciones son universales en el sentido de que surgen de la inclusión de fotones a cualquier diagrama básico y son independientes de los detalles de las interacciones subsiguientes. Para el diagrama con intercambio de un neutrino y la interferencia de éste con el diagrama s, hay correcciones adicionales que no crecen logaritmicamente y que dependen de los detalles de las amplitudes que interfieren. Estas correcciones adicionales no son universales. En [13] se pueden encontrar los detalles de la técnica usada para su cálculo. La sección eficaz que tiene en cuenta las correcciones ISR para el canal-t y la interferencia ts es:

$$\frac{d^2\sigma_{t,ts}}{ds_1 ds_2} = \int_{(\sqrt{s_1}+\sqrt{s_2})^2}^{s} ds'\ \rho(s_1)\ \rho(s_2)\left[\beta_e v^{\beta_e - 1}\mathcal{S} + \mathcal{H}\right] \tag{1.12}$$

$$\mathcal{S}(s,s';s_1,s_2) = \left[1+\bar{S}(s)\right]\sigma_\circ^{t,ts}(s';s_1,s_2) + \sigma_{\tilde{S}}^{t,ts}(s';s_1,s_2)\ ,$$

$$\mathcal{H}(s, s'; s_1, s_2) = \bar{H}(s, s')\sigma_\circ^{t,ts}(s'; s_1, s_2) + \sigma_{\tilde{H}}^{t,ts}.$$

En este caso la corrección no factoriza, es decir, no contiene la sección eficaz *off-shell* como un factor explícito.

En la figura 1.3 se puede ver el efecto de la ISR sobre la sección eficaz. La parte dominante de estas correcciones lo forman las universales que son del orden del 10%, mientras que las no-universales son 0.4% a las energías alcanzables en LEP2 [13].

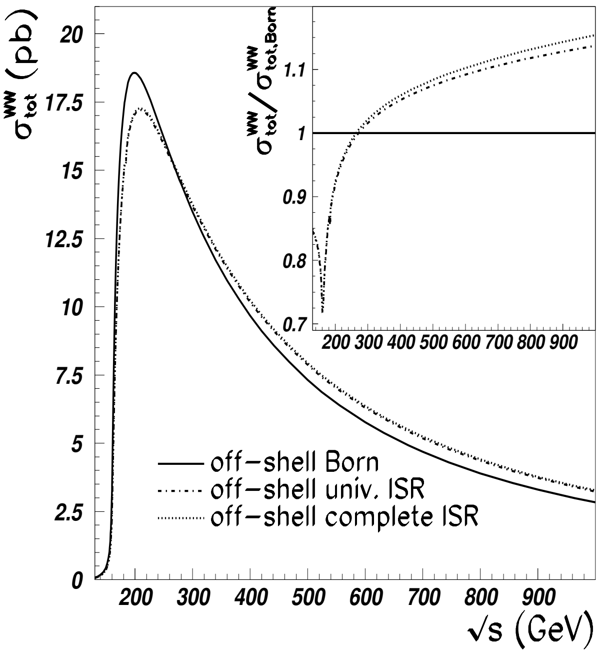


Figura 1.3: Sección eficaz total *off-shell* de producción $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, $\sigma_{tot}^{\mathrm{WW}}(s)$. La línea continua se refiere a la sección eficaz a nivel árbol, mientras que la línea discontinua incluye las correcciones universales de ISR y la línea punteada contiene el cálculo completo de ISR. En el cuadro interior, se muestran las desviaciones relativas de las correcciones de ISR universales y completas con respecto a la sección eficaz a nivel árbol [13].

Singularidad de Coulomb Hay otro tipo de corrección fotónica además de la ISR, la singularidad de Coulomb. Esta corrección surge del intercambio de un fotón virtual entre los dos W, y da lugar a un factor positivo en la sección eficaz, $\sigma_{on-shell} = \sigma\ [1 + \pi\alpha/(2\beta)]$, $\beta = \sqrt{1 - 4M_{\mathrm{W}}^2/s}$. Este factor de corrección exhibe el hecho de que la aproximación de partícula libre es inadecuada cerca del umbral de producción de dos W,s en presencia de la interacción de Coulomb. La singularidad de Coulomb puede ser radicalmente modificada cuando las partículas que interaccionan no son estables, como es el caso de los W,s. La modificación es significativa cuando la distancia característica de la interacción de Coulomb ($d_C \sim 1/\beta M_{\mathrm{W}}$) es más grande que la separación espacial típica entre los bosones W en el momento de su desintegración ($d_\tau \sim \beta/\Gamma_{\mathrm{W}}$). En el caso de la sección eficaz de producción de dos W,s, la singularidad de Coulomb da lugar a un factor de corrección que alcanza su máximo valor en el umbral ($\sim 5.7\%$) y que decrece según aumenta la energía centro de masas, tomando un valor de 1.8% para $\sqrt{s} = 190$ GeV [14].

1.4.2 Técnicas Monte Carlo

Las técnicas Monte Carlo se hacen necesarias en el análisis del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to f_1\bar{f}_2 f_3\bar{f}_4$, debido a su complejidad y a la necesidad de un instrumento que nos dé predicciones útiles y manejables. Es la única forma de simular la reacción en un detector suceso a suceso.

Como hemos visto en la sección anterior, si se desea producir resultados que no dependan del gauge, hemos de tener en cuenta todos los diagramas que contribuyen a un estado final dado. Como muestra la tabla 1.2, el número de diagramas puede ser muy grande, y no todos los subconjuntos han sido calculados con la aproximación semianalítica. Las técnicas Monte Carlo pueden hacer frente a todos estos problemas. Por otro lado, los programas Monte Carlo proporcionan diferentes métodos de implementación de las correcciones radiativas, e incluyen los procesos de desintegración y la hadronización de los quarks.

Se han desarrollado varios generadores de sucesos Monte Carlo que difieren básicamente en el método de integración, en los diagramas considerados y el modo de tratar las correcciones radiativas. Entre el gran número de programas existentes para la generación de sucesos de cuatro fermiones, destaco dos:

- KORALW [15] Simula el proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ en presencia de radiación de estado inicial multifotónica. La generación Monte Carlo se hace suceso a suceso con pesos constantes o variables, donde un suceso es representado por el sabor y el cuadrimomento de cada partícula. Las correcciones radiativas de QED se introducen a través de la emisión de fotones en el estado inicial de acuerdo con la técnica de YFS (Yennie-Frautschi-Suura) [16], incluyendo en el elemento de matriz la contribución logarítmica dominante hasta orden α^3. La corrección de Coulomb también está incluida. La radiación QED de estado final se genera para leptones cargados con ayuda del programa PHOTOS [17] en la aproximación LL. Se incluyen los efectos de QCD a través de la llamada aproximación Born mejorada. La desintegración del tau y la hadronización de los quarks se realiza con la ayuda de los paquetes TAUOLA [18] y JETSET [19].

Ventajas: Las correcciones radiativas están incluidas con gran precisión. Genera conjuntamente todos los estados finales alcanzables a través de la producción de dos W,s.

Inconvenientes: Únicamente incluye los tres diagramas de producción de $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

- EXCALIBUR [20] Incluye todos los diagramas que contribuyen a un estado final de cuatro fermiones dado. Debido al gran número de diagramas de Feynman que hay que tener en cuenta en muchos casos, el elemento de matriz al cuadrado tiene una complicada estructura de picos que hace impracticable una integración sencilla sobre todo el espacio de fases. El cálculo de todos los diagramas puede hacerse más simple y rápido usando técnicas spinoriales para calcular las amplitudes y considerando a los fermiones sin masa. Incluye las contribuciones logarítmicas dominantes de radiación de estado inicial hasta orden α^2. Para los estados finales que lo requieran, los diagramas de QCD, qqgg, son también incluidos.

  Ventajas: Contiene todos los diagramas que contribuyen a un estado final dado.

  Inconvenientes: La radiación de estado inicial sólo tiene en cuenta la emisión de fotones colineales. No incluye radiación de estado final ni correcciones de QCD. No se pueden generar conjuntamente más de un estado final.

1.5 Desviaciones del Modelo Estándar en el proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

1.5.1 Masa del bosón W

La medida de M_{W} es crucial para estudiar la validez del Modelo Estándar. Las masas de los bosones $\mathrm{W}^{\pm}$ y Z están relacionadas por la siguiente expresión:

$$G_{\mu} = \frac{\alpha\,\pi}{\sqrt{2}M_{\mathrm{W}}^2(1-M_{\mathrm{W}}^2/M_{\mathrm{Z}}^2)}\frac{1}{1-\Delta r} \tag{1.13}$$

G_{μ} es la constante de Fermi, que es conocida con gran precisión a través de la medida de la vida media del muón. Δr es la contribución de orden superior a las masas de los bosones y depende de las masas del quark top, m_{top}, y del Higgs. Por tanto, unas medidas precisas de las masas de los bosones $\mathrm{W}^{\pm}$ y Z son de fundamental importancia para conocer Δr en buena aproximación.

La masa del bosón Z fue medida con gran precisión en la primera etapa de LEP (LEP1): $M_{\mathrm{Z}} = 91.1867 \pm 0.0021$ GeV [23]. Por el contrario, M_{W} y m_{top} son peor conocidas: M_{W} ha sido medida en el CERN y en Fermilab usando colisionadores $p\bar{p}$ con una precisión de ± 60 MeV [22] y la masa del top se ha medido en Tevatron con un error de 5 GeV.

Por otro lado, se puede obtener una medida indirecta de M_{W} mediante el ajuste del Modelo Estándar a los datos obtenidos en LEP, SLD, νN prescindiendo de las medidas directas de M_{W} y m_{top}. El mejor valor actual obtenido de este modo es [23] :

$$M_{\mathrm{W}} = 80.332 \pm 0.037 \text{ GeV}$$

Una medida directa muy precisa de M_{W} pondría a prueba el valor obtenido indirectamente por el ajuste global. Un valor obtenido incompatible con la determinación indirecta supondría que el Modelo Estándar dejaría de ser válido, y , en caso contrario, una mejora en la medida de M_{W} constreñiría más los valores permitidos para la masa del Higgs.

1.5.2 Acoplos Anómalos WWγ y WWZ

Como se ha mostrado en la sección anterior, la producción de dos bosones W a partir de la aniquilación e^+e^- incluye diagramas en canal s donde aparecen acoplos entre tres bosones gauge. La medida directa de estos acoplos permite verificar la teoría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El requisito de unitariedad para los procesos $e^+e^- \to \mathrm{W^+W^-}$ únicamente se satisface cuando la teoría subyacente es de Yang-Mills [25]. Por tanto, cualquier desviación de los acoplos de su valor en la teoría electrodébil daría lugar a efectos observables de violación del Modelo Estándar y serían prueba inequívoca de la existencia de nueva física.

El lagrangiano efectivo más general invariante Lorentz que describe los acoplos entre dos bosones vectoriales cargados, $\mathrm{W^+W^-}$, y un bosón vectorial neutro, $V = \gamma$ o Z, se muestra a continuación [24]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\mathrm{WWV}} &= g_{\mathrm{WWV}}[ig_1^V V^\mu(\mathrm{W}^-_{\mu\nu}\mathrm{W}^{+\nu} - \mathrm{W}^+_{\mu\nu}\mathrm{W}^{-\nu}) + i\kappa_V \mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^-_\nu V^{\mu\nu} \\
&+\frac{i\lambda_V}{m_{\mathrm{W}}^2}\mathrm{W}^+_{\lambda\mu}\mathrm{W}^{-\mu}_{\nu}V^{\nu\lambda} - g_4^V \mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^-_\nu(\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
&+g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}((\partial_\rho \mathrm{W}^-_\mu)\mathrm{W}^+_\nu - \mathrm{W}^-_\mu(\partial_\rho \mathrm{W}^+_\nu))V_\sigma \\
&+\frac{i\tilde{\kappa}_V}{2}\mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^-_\nu \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}V_{\rho\sigma} + \frac{i\tilde{\lambda}}{2m_{\mathrm{W}}^2}\mathrm{W}^+_{\lambda\mu}\mathrm{W}^{-\mu}_{\nu}\epsilon^{\nu\lambda\alpha\beta}V_{\alpha\beta}]
\end{aligned} \tag{1.14}$$

donde $g_{\mathrm{WW}\gamma} = e$ y $g_{\mathrm{WWZ}} = e/\tan\theta_W$; $\mathrm{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{W}_\nu - \partial_\nu \mathrm{W}_\mu$ y $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$.

Los factores g_1^V, κ_V y λ_V conservan C y P por separado, mientras que g_5^V viola C y P pero conserva CP. El resto de los factores g_4^V, $\tilde{\kappa}_V$ y $\tilde{\lambda}_V$ violan CP.

El lagrangiano 1.14 posee catorce términos independientes, siete para describir el vértice WWγ y otros siete para WWZ. Imponiendo invariancia gauge electromagnética, los factores de forma g_1^γ y g_5^γ quedan fijados a 1 y 0 respectivamente. Si además se requiere invariancia C y P, únicamente quedarán cinco acoplos : g_1^Z, κ_Z, κ_γ, λ_Z y λ_γ. En el Modelo Estándar y a nivel árbol toman los valores: $g_1^Z = \kappa_Z = \kappa_\gamma = 1$ y $\lambda_Z = \lambda_\gamma = 0$.

Los acoplos anómalos serán considerados como su desviación con respecto al Modelo Estándar, es decir :

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 \\
\Delta\kappa_V &= \kappa_V - 1 \\
\lambda_V &
\end{aligned}$$

Existen efectos a un *loop* que contribuyen a los acoplos anómalos con un factor $(g^2/16\pi^2) \simeq 2.7\,10^{-3}$ [1].

[1]Algunas predicciones para el Modelo Estándar a un *loop* son $\Delta\kappa_\gamma \simeq 4.1 - 5.5\,10^{-3}$ y

Si se mantiene la invariancia gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y consideramos las interacciones de dimensión 6 que conservan CP, pueden construirse 11 operadores independientes. Consideraremos únicamente los tres operadores que no afectan a los propagadores de los bosones gauge a nivel árbol, constreñidos por las medidas en el pico del Z, pero que dan lugar a desviaciones en los acoplos que conservan C y P. En este caso, aparecen las siguientes relaciones entre estos cinco acoplos [28] [2]:

$$\Delta\kappa_{\mathrm{Z}} = \Delta g_1^{\mathrm{Z}} - \frac{s_W^2}{c_W^2}\Delta\kappa_\gamma \tag{1.15}$$

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z \tag{1.16}$$

donde $s_W \equiv \sin\theta_W$, $c_W \equiv \cos\theta_W$. Así quedan únicamente tres acoplos anómalos independientes : Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ. La medida de estos acoplos proporcionaría información sobre la existencia de nueva física.

Los acoplos que conservan C y P correspondientes a las interacciones WWγ se pueden reescribir en términos de la carga del W, Q_{W}, el momento dipolar magnético, μ_{W}, y el momento cuadrupolar eléctrico, q_{W}:

$$Q_{\mathrm{W}} = e\ g_1^\gamma, \quad \mu_{\mathrm{W}} = e(1+\kappa_\gamma+\lambda_\gamma)/2M_{\mathrm{W}}, \quad q_{\mathrm{W}} = -\tfrac{e}{M_{\mathrm{W}}^2}(\kappa_\gamma-\lambda_\gamma)$$

Si se considera el bosón como un objeto compuesto, el momento dipolar magnético se puede definir de una manera clásica como $\mu_{\mathrm{W}} = e\ R_{\mathrm{W}}/2$, donde R_{W} es el radio de un W extenso. La diferencia entre el valor de μ_{W} en el Modelo Estándar : $\mu_{\mathrm{W}}^{SM} = e/M_{\mathrm{W}}$ y la medida experimental a través de los acoplos κ_γ y λ_γ : $\mu_W^{exp} = e(1+\kappa_\gamma+\lambda_\gamma)/2M_{\mathrm{W}}$, sería la contribución extra de la estructura interna del W. De esta manera, a través de la medida de los acoplos anómalos se puede inferir el tamaño de un W compuesto:

$$R_{\mathrm{W}} = \frac{1}{M_{\mathrm{W}}}(\kappa_\gamma+\lambda_\gamma-1) \tag{1.17}$$

$\Delta\kappa_Z \simeq 3.3 - 3.1\ 10^{-3}$, para $\sqrt{s} = 190$ GeV, $m_{top} = 175$ GeV y $m_{Higgs} = 0.065 - 1$ TeV [26].

[2] Se ha considerado la realización lineal. En el caso de la realización no lineal y si sólo se consideran operadores de dimensión 6 $\lambda_\gamma = \lambda_Z = 0$ [4]

Referencias

[1] Teoría electrodébil:
S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, en *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almquist ans Wiksells, Stockholm, 1969), p. 367;
S.L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[2] Cromodinámica cuántica:
A. Pich, *Quantum chromodinamics*, Proc. 1994 European School of High-Energy Physics (Sorrento, 1994), eds. N. Ellis y M.B. Gavela, CERN Report CERN 95-04 (Ginebra, 1995).

[3] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380;
Y. Nambu y G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;
J. Goldstone, Nuovo Cimento **19** (1961) 154;
J. Goldstone, A. Salam. S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

[4] P. Anderson, Phys. Rev. **130** (1963) 439;
P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132;
F. Englert y R. Brout, Phys. Rev. Lett. (1964) 321;
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.

[5] D. Bardin *et al.*, *Physics at LEP2*, G. Altarelli, T. Sjöstrand y F. Zwirner, eds., CERN 96-01 (1996) vol. 2.

[6] T. Muta, R. Najima y S. Wakaizumi, Mod. Phys. Lett. **A1** (1986) 203;
D. Bardin, M. Bilenky, D. Lehner, A. Olchevski y T. Riemann, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) 37B (1994) 148-157.

[7] W. Beenakker, *e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential*, P.M. Zerwas, ed.,(DESY 92-123, Hamburg, 1992) part A, 195.

[8] E.N. Argyres *et al.*, Phys. Lett. **358** (1995) 339.

[9] M. Böhm *et al.*, Nucl. Phys. **B304** (1988) 463;
W. Beenakker, K. Kolodziej y T. Sack, Phys. Lett. **B258** (1991) 469;
W. Beenakker, F.A. Berends y T. Sack, Nucl. Phys. **B367** (1991) 287.

[10] J. Fleischer, F. Jegerlehner y M. Zralek, Z. Phys. **C42** (1989) 409;
K. Kolodziej y M. Zralek, Phys. Rev. **D43** (1991) 3619;
J. Fleischer, F. Jegerlehner y K. Kolodziej, Phys. Rev. **D47** (1993) 830.

[11] D. Bardin, M.Bilenky, A. Olchevski y T. Riemann, Phys. Lett. **B308** (1993) 403.

[12] D. Bardin y T. Riemann, *Off-shell W pair production in e^+e^- annihilation:The CC11 process*, DESY 95-167 (1995).

[13] D. Bardin, D. Lehner y T. Riemann, *Complete initial state QED corrections to off-shell gauge boson pair production in e^+e^- annihilation*, DESY 96-028 (1996), hep-ph/9602409.
[14] D. Bardin, W. Beenakker y A. Denner, Phys. Lett. **B317** (1993) 213.
[15] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzec y Z. Was, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216.
[16] D.R. Yennie, S.C. Frautschi y H. Suura, Ann. of Phys. **13** (1961) 379.
[17] E. Barberio, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 291.
[18] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, J.H. Kühn, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 361.
[19] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
[20] F.A. Berends, R. Kleiss, R. Pittau, Nucl. Phys. **B 424** (1994) 308; Nucl. Phys. **B 426** (1994) 344.
[21] C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1-794.
[22] LEP WW Working Group *LEP WW cross-section and W mass for 1999 summer conferences.*
[23] D. Acciarri *et al.*, LEP Electroweak working group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP-99-15.
[24] K. Hagiwara, R.D. Peccei y D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
[25] C.H. Llewellyn Smith, Phys. Lett. **46B** (1973) 233;
J.M. Cornwall, D.N. Levin y G. Tiktopoulos, Phys. Rev. Lett. **30** (1973)1268.
[26] A. Arhrib, J.L. Kneur y G. Moultaka, CERN-TH/95-344.
[27] D. Bardin *et al.*, *Physics at LEP2*, G. Altarelli, T. Sjöstrand y F. Zwirner, eds., CERN 96-01 (1996) vol. 1.
[28] M. Bilenky, J.L. Kneur, F.M. Renard y D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B409** (1993) 22.

Capítulo 2

Dispositivo Experimental

2.1 El acelerador LEP

El acelerador LEP (*Large Electron Positron collider*) es un colisionador circular de electrones y positrones, que opera en el CERN desde 1989. Su anillo tiene una circunferencia de 26.7 Km y una forma aproximadamente octogonal, con ocho arcos y ocho secciones rectas de unos 500 m. Se encuentra situado en la frontera franco-suiza y a una profundidad que varía entre los 50 y 150 m. En los sectores curvos se encuentran los imanes dipolares que curvan los haces de electrones y positrones durante la aceleración y el almacenamiento. Cuatro de los ocho tramos rectos están ocupados por los experimentos de física de partículas, con los detectores L3[1], ALEPH[2], OPAL[3] y DELPHI[4]. Un esquema del acelerador se muestra en la figura 2.1.

El sistema de inyección de LEP consta de cuatro aceleradores, como se muestra en la figura 2.2. Los electrones se aceleran inicialmente hasta 200 MeV en un acelerador lineal (LIL) y se dirigen hacia un blanco de tungsteno para producir pares electrón-positrón. Posteriormente, los electrones y positrones son acelerados a 600 MeV en un segundo acelerador lineal y almacenados en el anillo acumulador de electrones y positrones (EPA), que condensa los haces en paquetes. Los paquetes son acelerados a 3.5 GeV en el sincrotrón de protones (PS) y, finalmente, alcanzan en el super sincrotrón de protones (SPS) los 20 GeV con que son inyectados en LEP. La energía para la aceleración y para compensar las pérdidas debido a la radiación de sincrotrón dentro de LEP se obtiene mediante cavidades de radiofrecuencia, el número de cavidades en funcionamiento depende de la energía del haz que se quiera alcanzar.

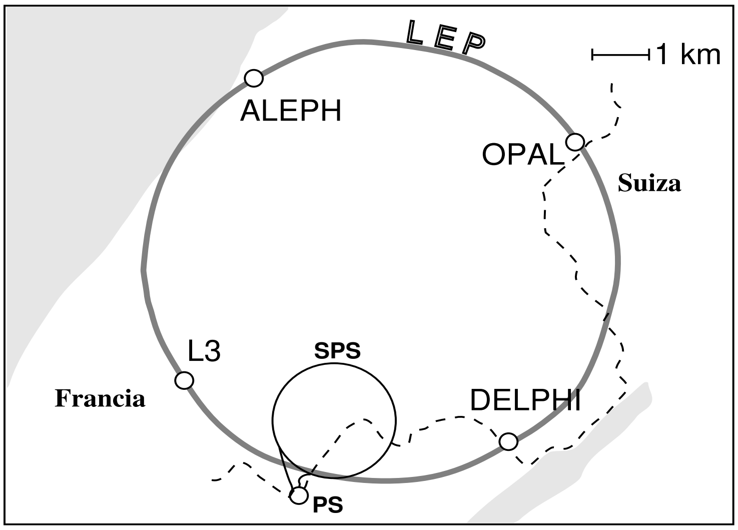


Figura 2.1: El acelerador LEP

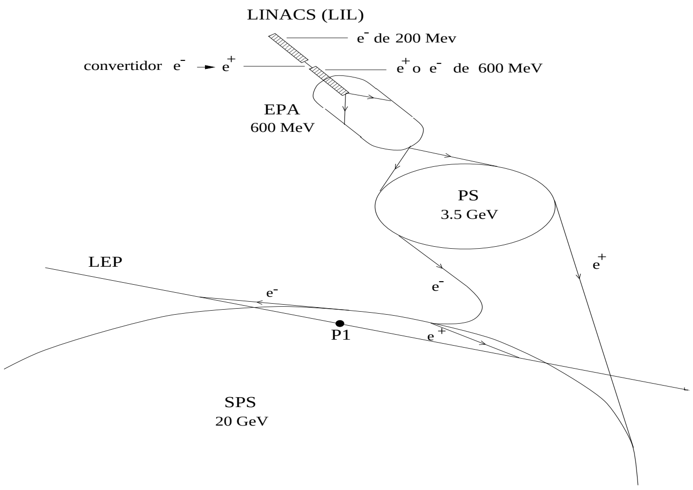


Figura 2.2: Sistema de inyección de LEP

El funcionamiento de LEP está dividido en dos fases, llamadas comúnmente LEP1 y LEP2. En la primera de ellas (1989-1995), la energía del haz se mantuvo alrededor de 46 GeV para la producción de bosones Z. En la segunda fase de LEP, a partir de 1997, la energía del haz sobrepasa los 80 GeV necesarios para producir pares de bosones W.

Además de la energía del haz, el parámetro más importante en un colisionador es la luminosidad, que se define como la tasa de cruces por unidad de sección transversa del haz y por unidad de tiempo. Para dos haces con n paquetes cada uno, la luminosidad viene dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{n N_p^2 f_0}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

donde N_p es el número de partículas por paquete, σ_x y σ_y son las dimensiones transversas del paquete y f_0 es la frecuencia de revolución. En LEP, valores típicos de estas cantidades son : $N_p \sim 10^{11} - 10^{12}$, $f_0 \sim 11.235$ KHz, $n = 4$ u 8, $\sigma_x \sim 150\,\mu$m, $\sigma_y \sim 15\,\mu$m.

La energía del haz condiciona el diseño de LEP, siempre dirigido a conseguir la mayor luminosidad posible. La luminosidad puede mejorarse disminuyendo las dimensiones del haz, aumentando el número de paquetes por haz o la intensidad de corriente en cada uno de ellos, pero siempre hasta el límite impuesto por el efecto de las fuerzas electromagnéticas entre los haces. En LEP1, debido al efecto haz-haz, el mejor método para incrementar la luminosidad era aumentar el número de paquetes. Así, a partir de 1992 se utilizó el esquema de *pretzel* [5], que permite operar con ocho paquetes por haz, en lugar de los cuatro utilizados anteriormente. La luminosidad máxima alcanzada en LEP1 es del orden de 10^{31} s^{-1}cm^{-2}.

Para energías del haz altas, en torno a 90 GeV, el efecto haz-haz se debilita. Esto permite, usando la óptica adecuada, disminuir las dimensiones del haz y aumentar el número de colisiones, alcanzándose un máximo en la luminosidad de 10^{32} s^{-1}cm^{-2}.

En el año 1998, LEP operó con una energía del haz de 94.5 GeV. Con cuatro paquetes por haz, se consiguió una luminosidad integrada por experimento de 198 pb^{-1}. Durante ese año, el sistema de radiofrecuencia estuvo formado por 272 cavidades superconductoras y 48 cavidades de cobre. La intensidad del haz que pudo ser acelerada en LEP fue de 6.2 mA y la longitud del paquete se mantuvo en torno a los 10 mm [6].

2.1.1 Medida de la energía del haz

Uno de los objetivos de LEP2 es la medida precisa de la masa del W.

La incertidumbre en la energía del haz introduce un error sistemático en la medida de M_{W} : $\Delta M_{\mathrm{W}}/M_{\mathrm{W}} \approx \Delta E_{haz}/E_{haz}$. El error estadístico esperado en M_{W} con la totalidad de los datos de LEP2 ($\mathcal{L}_{int} = 500$ pb^{-1}) es de 25 MeV. Si se quiere evitar una contribución significativa al error total, $\Delta E_{haz}/E_{haz}$ deberá ser menor o del orden de $1.5\ 10^{-4}$, es decir, $\Delta E_{haz} \sim 10 - 15$ MeV para una energía del haz en torno a 90 GeV.

Para obtener la energía del centro de masas, en primer lugar, se determina la energía del haz media alrededor del anillo de LEP. Posteriormente, es necesario aplicar correcciones para obtener la energía de los haces en los cuatro puntos de interacción.

En LEP1, la energía media del haz se midió con una precisión mejor que 1 MeV mediante despolarización resonante (RD) [7]. Esta técnica no puede ser usada en LEP2 debido a que los efectos de despolarización aumentan rápidamente con la energía del haz, y no se consigue una polarización transversa suficiente para hacer una medida. En 1997, se hizo la medida mediante RD para la mayor energía posible : $E_{haz} = 55$ GeV.

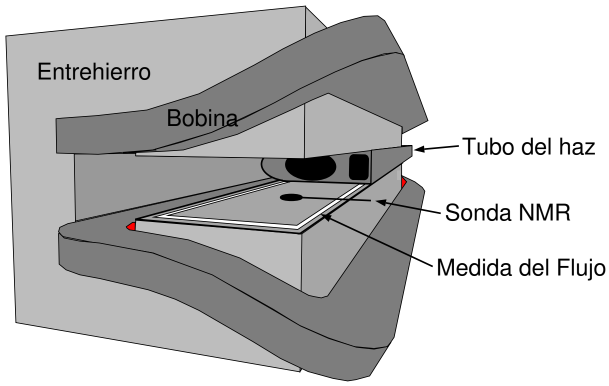


Figura 2.3: Esquema de un dipolo de LEP, donde se muestra la posición de la sonda NMR.

El método usado en LEP2 se basa en la relación de proporcionalidad existente entre la energía del haz y la integral de la componente vertical del campo magnético, B, alrededor de la trayectoria del haz, l:

$$E_{haz} = \frac{e}{2\pi c} \oint_{LEP} B\ dl$$

La estimación de la integral del campo se deriva de medidas del campo magnético continuas realizadas por 16 sondas NMR (Resonancia Magnética Nuclear) situadas en los dipolos de LEP (figura 2.3). Estas sondas trabajan con energías mayores que 41 GeV. La relación entre las lecturas de las sondas NMR y la energía del haz puede calibrarse con precisión frente a las medidas RD en el intervalo entre 41 y 55 GeV. La relación lineal entre la energía del haz y las medidas del campo de las sondas NMR se comprueba mediante medidas de la variación del flujo en los dipolos.

La energía exacta del haz en un lugar determinado difiere del promedio en LEP debido a las pérdidas de energía por radiación de sincrotrón y la ganancia de energía en las zonas de aceleración; en LEP2 la energía total perdida en una revolución es, aproximadamente, de 2 GeV. Las energías de los haces e^+ y e^- en cada punto de interacción se corrigen teniendo en cuenta la configuración exacta del sistema de radiofrecuencia.

En 1998 la energía del haz se midió con una resolución de ± 20 MeV [8].

2.2 El detector L3

El experimento L3 está instalado en el punto de interacción 2 del colisionador LEP. Está diseñado para estudiar colisiones electrón-positrón hasta energías de 200 GeV basándose especialmente en la medida precisa de la energía de electrones, fotones, muones y jets. Un esquema del detector se muestra en la figura 2.4. El detector L3 es un conjunto de subdetectores especializados entre los que hay que resaltar: el calorímetro electromagnético, compuesto por cristales de germanato de bismuto que proporciona una gran precisión (1%) en la medida de la energía de electrones y fotones, y el espectrómetro de muones, que está formado por tres capas de cámaras de deriva y rodeado por un imán solenoidal que proporciona un campo magnético de 0.5 T. El gran volumen ocupado por las cámaras optimiza la resolución de la medida del momento del muón, que aumenta cuadráticamente con la longitud de la traza.

Los subdetectores que forman L3 están sustentados por un tubo de acero de 4.45 m de diámetro y 32 m de largo, concéntrico con la línea del haz de LEP, permitiendo el alineamiento de todos los detectores de L3 con respecto a dicha línea. En el interior del tubo soporte se encuentran los siguientes subdetectores: el detector central, el calorímetro electromagnético, el monitor de luminosidad, el anillo de contadores de centelleo, el calorímetro hadrónico y el filtro de muones. Estos detectores se encuentran divididos en una zona central o barril y en otras dos a bajo ángulo alrededor del tubo

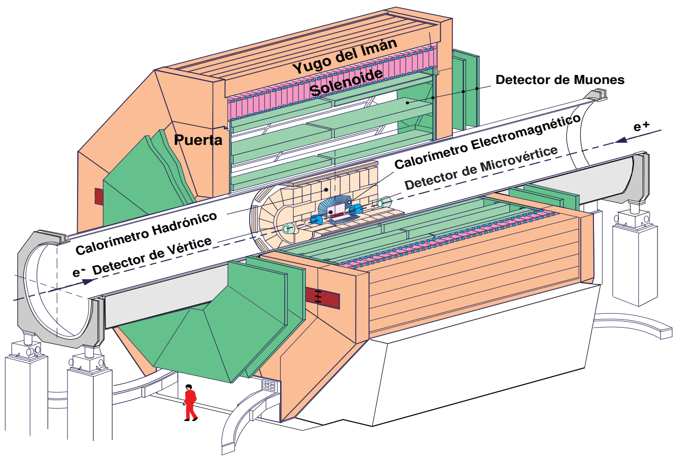


Figura 2.4: Esquema del detector L3

del haz a modo de tapones del tubo soporte (*end caps*). Montado en el exterior del tubo soporte se encuentra el espectómetro de muones y el imán que cobija a todos los detectores y proporciona el campo magnético que curva la trayectoria de las partículas cargadas. El imán se encuentra a su vez rodeado por una estructura de hierro que proporciona la masa necesaria para el retorno del flujo magnético.

A continuación se describen brevemente los subdetectores que forman L3.

2.2.1 El detector central

Es el detector más cercano al punto de interacción, sus objetivos son:

- La detección de las partículas cargadas y el registro de su trayectoria desde el punto de interacción hasta el calorímetro electromagnético.

- La determinación del momento transverso y del signo de la carga de las partículas.

- La reconstrucción del punto de interacción y de vértices secundarios para partículas con vidas medias mayores que 10^{-13} s.

Todo esto se logra gracias a un sistema formado por dos cámaras de deriva cilíndricas (TEC), rodeadas por dos cámaras proporcionales, llamadas cámaras Z, y el detector de microvértice (SMD) (figura 2.5).

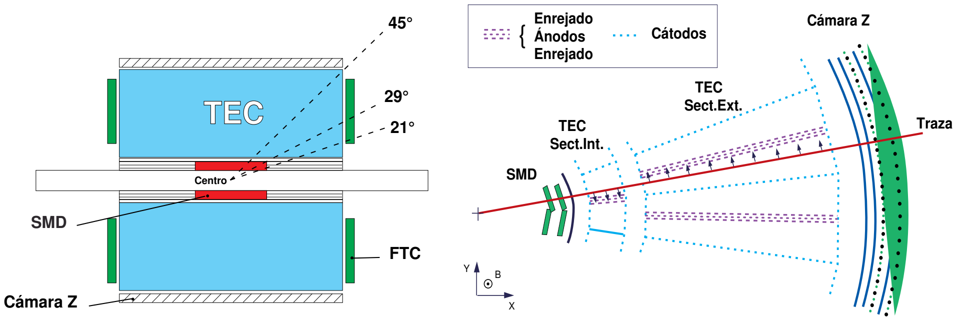


Figura 2.5: (a) Vista longitudinal y (b) sección transversal del detector central (SMD, TEC y cámaras Z)

TEC (*Time Expansion Chamber*)

La TEC [9] está formada por dos cámaras de deriva cilíndricas concéntricas con tapas comunes (figura 2.6). La cámara interna está dividida en 12 sectores y la externa, en 24, separados por planos catódicos. Los hilos anódicos se sitúan en el centro de cada sector y paralelos a la dirección del haz; los hay de dos tipos : los hilos estándar, que miden las coordenadas $r - \phi$ de las trazas, y los que además determinan la coordenada z por división de carga. Los sectores internos tienen 8 hilos, mientras que los externos tienen 54.

La TEC opera con una mezcla de gases, que contiene un 80% de dióxido de carbono y un 20% de isobutano. Esta mezcla da lugar a una baja velocidad de deriva que permite una mayor precisión en la medida de la posición de la traza. Cerca del plano que forman los hilos anódicos, se genera un fuerte campo eléctrico que amplifica la señal. Esta zona de deriva rápida se separa de la región de deriva lenta mediante una rejilla de hilos a potencial cero.

La resolución obtenida en la medida de las coordenadas de una traza cargada es de 50 μm por hilo. La distancia mínima con que se resuelven dos trazas próximas entre si es de aproximadamente 650 μm. Y la resolución en el momento transverso es :

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0.02\ (\mathrm{GeV/c})^{-1}$$

Cámaras Z

Complementan la medida precisa de la TEC en el plano $r - \phi$, con la medida de la coordenada z. Se trata de dos finas cámaras proporcionales

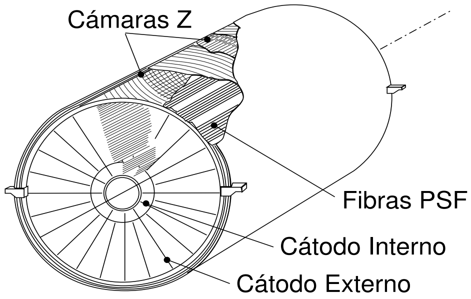


Figura 2.6: Esquema de la TEC y las cámaras Z

multihilos con lectura de cátodo, que cubren el cilindro de la TEC (figura 2.6). Las tiras de cátodos se encuentran inclinadas con respecto a la dirección del haz (eje z) 69° y 90° para la cámara interna, y -69° y 90° para la externa.

La resolución en la medida de la coordenada z es de 320 μm, para una traza que cruce la cámara casi perpendicularmente. La resolución empeora ligeramente según se inclinan las trazas. La distancia mínima necesaria para distinguir dos trazas próximas es de 10 mm.

SMD (*Silicon Microvertex Detector*)

El detector de microvértice de silicio (SMD) [10] fue instalado en el detector L3 en 1993. Mejora la determinación de la posición de las trazas de las partículas cargadas y, por tanto, la resolución en la medida del momento transverso y del parámetro de impacto con respecto al vértice de interacción.

Está formado por dos capas de 12 *ladders* cada una. El área activa de cada *ladder* está formada por cuatro sensores de silicio con lectura de doble cara de 300 μm de espesor, que proporcionan las coordenadas $r-\phi$ y z para una medida tridimensional. En cada cara del sensor se sitúan los *strips*: en una cara se colocan a lo largo de la dirección del haz y miden la coordenada $r-\phi$, y en la otra cara, se disponen en la dirección perpendicular al haz y miden la coordenada z. La separación entre *strips* es de 50 μm en el plano $r-\phi$ y de 150 a 200 μm en z. En la figura 2.7 se muestra una vista del SMD.

La resolución obtenida en la medida de la posición es de 10 μm en $r-\phi$ y 25 μm en z [11].

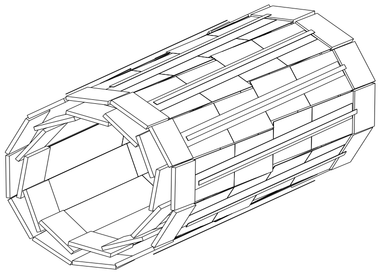


Figura 2.7: Esquema del detector de microvértice

La resolución en el momento transverso incluyendo información de la TEC y el SMD es:

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0.01 \ (\mathrm{GeV/c})^{-1}$$

que es prácticamente dos veces mejor que la obtenida usando únicamente la TEC.

2.2.2 El calorímetro electromagnético

El detector electromagnético tiene una excelente resolución, tanto espacial como en energía, para fotones y electrones en un intervalo de energía amplio: desde 100 MeV hasta 100 GeV. Tanto el medio detector como el absorbente están compuestos por germanato de bismuto (BGO). Es un material especialmente atractivo porque tiene una longitud de radiación corta para electrones y fotones y larga para las interacciones nucleares.

El calorímetro electromagnético está formado por 11000 cristales de BGO con forma de pirámide truncada que apuntan a la región de interacción. La luz de centelleo se detecta en dos fotodiodos de silicio situados en la cara posterior de cada cristal. La zona central del calorímetro (barril) cubre un ángulo polar entre 42° y 138° y consta de 7680 cristales. Las dos partes a bajo ángulo (12°-42° y 138°-168°) (*end caps*) constan de 1536 cristales y cada una de ellas se encuentra dividida en dos mitades para su instalación alrededor del tubo del haz.

La resolución en la energía se parametriza con la siguiente fórmula [12]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[\frac{1.6 \pm 0.1}{\sqrt{E}} + (0.35 \pm 0.05) \right] \% \qquad (2.1)$$

donde la energía viene dada en GeV. Así, para partículas con energía en torno a 100 MeV la resolución es aproximadamente del 5%, y disminuye hasta el 1.5 % para partículas que sobrepasan los 2 GeV.

La resolución espacial es mejor que 2 mm para electrones y fotones con más de 2 GeV de energía [12].

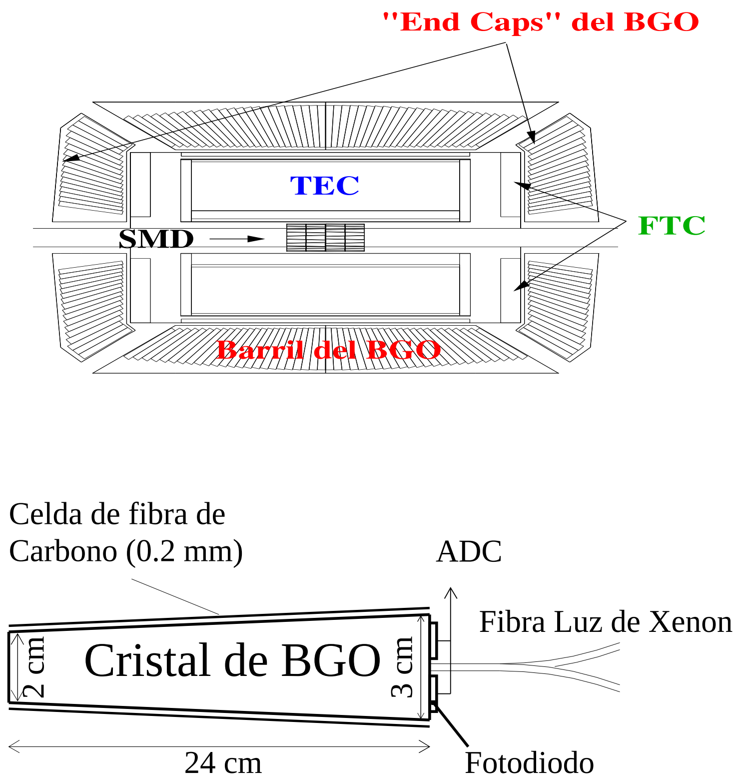


Figura 2.8: (a) Vista longitudinal del calorímetro electromagnético o BGO y (b) esquema de un cristal del barril del BGO

En frente de cada *end cap*, cuatro cámaras de deriva, llamadas FTC (*Forward Tracking Chambers*), miden la posición y dirección de las partículas cargadas después de la TEC, con una resolución espacial mejor que 200 μm y una precisión angular de 10 mrad.

2.2.3 El Monitor de Luminosidad

Se encuentra situado a muy bajo ángulo a ambos lados del punto de interacción. Su función es la identificación de electrones para, mediante el recuento de sucesos Bhabha, determinar la luminosidad suministrada por LEP.

Consiste en un detector de trazas más un calorímetro de BGO para medir la energía de los electrones.

El calorímetro tiene una simetría cilíndrica. Los cristales se sitúan en ocho anillos concéntricos paralelos a la dirección del haz, que a su vez están divididos en 16 sectores en ϕ de 22.5° cada uno. Cada sector tiene 19 cristales de 26 cm de largo. El calorímetro está dividido en dos mitades que se separan durante el llenado de LEP (figura 2.9).

El detector de trazas es un detector de silicio (SLUM) montado delante de cada calorímetro. En cada lado del detector tiene tres capas. Dos capas de *strips* concéntricas con el tubo del haz miden el ángulo θ de la partícula que lo atraviesa, y una tercera capa de *strips* perpendiculares al haz mide el ángulo ϕ.

El error en la medida de la luminosidad es menor que el 0.2% e incluye la precisión experimental, el error asociado a la estadística limitada del Monte Carlo y las incertidumbres teóricas en el cálculo de la sección eficaz de producción de sucesos Bhabha [13].

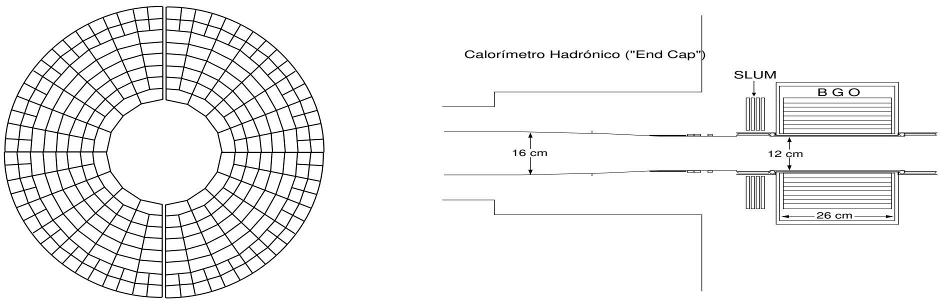


Figura 2.9: Sección transversal (a) y longitudinal (b) del monitor de luminosidad

2.2.4 Contadores de centelleo

Permiten medir el tiempo de vuelo de la partícula que interacciona con los centelleadores con respecto al momento de cruce de los haces, y sirve principalmente para discriminar los muones que vienen de la física de LEP de los provenientes de rayos cósmicos. Por encontrarse situados tras el calorímetro electromagnético y justo antes del hadrónico pueden ser usados en el *trigger* de sucesos hadrónicos.

En el barril, hay 30 tiras de plástico centelleador que cubren una región en el ángulo polar entre 34° y 146°. En los *end caps* ($0.83 < |\cos\theta| < 0.90$) hay otros 16 centelleadores en cada lado del detector.

La diferencia de tiempo de vuelo esperada entre centelleadores opuestos es mayor que 5 ns para muones cósmicos y de 0 ns para pares de muones ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$). La resolución de los centelleadores es de 460 ps.

2.2.5 Calorímetro hadrónico

Mide, conjuntamente con el calorímetro electromagnético, la energía de los hadrones mediante la técnica de absorción. Actúa como filtro además de como calorímetro, permitiendo que sólo las partículas mínimamente ionizantes alcancen el detector de muones.

El calorímetro hadrónico de L3 está compuesto por placas de uranio reducido entre las cuales se intercalan capas de cámaras proporcionales como material activo (figura 2.10).

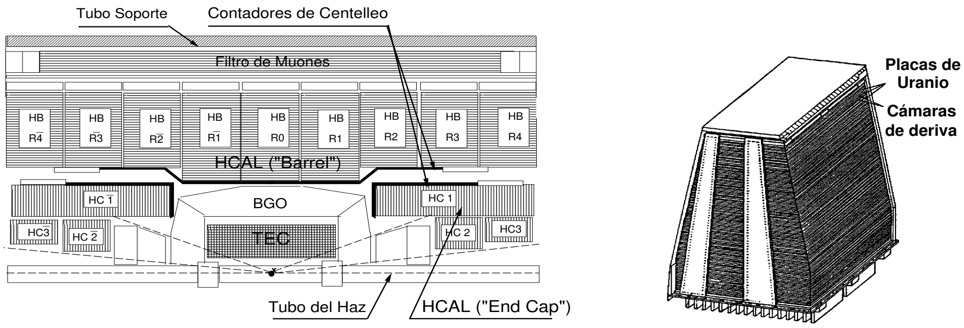


Figura 2.10: (a) Corte transversal de la parte superior del interior del tubo soporte y (b) módulo del calorímetro hadrónico.

El uso de uranio como material absorbente tiene varias ventajas. En primer lugar, tiene una longitud de absorción corta, lo que minimiza la cantidad de material absorbente en el espacio radial disponible para un número fijo de longitudes de absorción. Por otro lado, la radiactividad del uranio ofrece una fuente de rayos-γ que permite la calibración de las cámaras de hilos.

Las cámaras proporcionales son usadas como material detector. Operan bajo el campo magnético de manera estable con una mezcla de gas de argón (80%) y dióxido de carbono (20%).

En la zona del barril ($35° < \theta < 145°$) el calorímetro hadrónico está formado por nueve anillos de 16 módulos cada uno. El anillo más interior está centrado en el punto de interacción y tiene a cada lado un anillo de módulos largos y tres anillos de módulos cortos. En esta zona las cámaras proporcionales tienen los hilos orientados, de forma alterna, paralelos (cámaras Φ) y perpendiculares a la dirección del haz (cámaras Z).

Cada *end cap* ($5.5° \leq \theta \leq 35°$ y $145° \leq \theta \leq 174.5°$) está formado por tres anillos : uno externo (HC1) y dos internos (HC2 y HC3), divididos a su vez en dos mitades. Dentro de cada semianillo hay cuatro cámaras, cada una de las cuales cubre una región de 45° en ϕ. Los hilos están tendidos azimutalmente para medir el ángulo polar directamente. Las cámaras pares están rotadas $\Delta\phi = 22.5°$ con respecto a las impares, haciendo que no coincidan los espacios entre cámaras y permitiendo la medida de la coordenada ϕ.

A partir de un experimento realizado en el CERN con un haz de piones [14], se obtuvo la siguiente parametrización para la resolución de la energía de los hadrones en el calorímetro hadrónico:

$$\frac{\sigma}{E} = 0.55/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} + 0.05$$

Usando conjuntamente la información de los calorímetros electromagnético y hadrónico se puede determinar la dirección de los jets con una precisión de 2.5°, y la energía total de sucesos hadrónicos de la desintegración del bosón Z con una resolución mejor que el 10%.

2.2.6 El filtro de muones

Está montado en la parte interna del tubo soporte y añade 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico.

El filtro de muones está compuesto por ocho octantes idénticos, hechos de seis placas absorbentes de latón de 1 cm de grosor, intercaladas con cinco capas de cámaras proporcionales y seguidos de cinco placas absorbentes de 1.5 cm de espesor que toman la forma circular del tubo soporte.

2.2.7 El espectómetro de muones

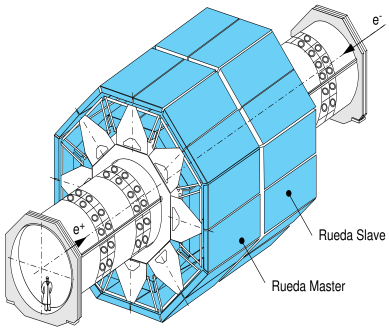
El detector de muones está formado por tres capas de cámaras de deriva que miden con mucha precisión la curvatura de la trayectoria del muón en la región entre el tubo soporte y el imán. Su objetivo es la medida precisa del momento del muón.

En él se pueden distinguir dos sistemas: el espectrómetro inicial, que está situado en el barril, y otro sistema a bajo ángulo o *forward-backward* cuya instalación concluyó en el año 1995.

- **Sistema central**. Cubre la región angular $44° < \theta < 136°$ y está compuesto por dos ruedas formadas por ocho unidades independientes u octantes (figura 2.11a). Cada octante posee cinco cámaras de precisión (cámaras P): hay dos cámaras (MO) en la capa externa, otras dos cámaras (MM) en la capa intermedia y una cámara (MI) en la capa interna. Cada cámara P contiene 320 hilos de señal. Miden las coordenadas de la traza en el plano de curvatura. El gas utilizado en las cámaras P es una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%).

  Las cámaras interiores y exteriores están cerradas en la parte superior e inferior por las llamadas cámaras Z. Se trata de dos capas de celdas de deriva. Cada celda está ocupada por un único hilo de señal y delimitadas por vigas en I que hacen las funciones de cátodo. Las cámaras Z operan con una mezcla de gas de argón (91.5%) y metano (8.5%).

  El momento de los muones se mide con una resolución del 2.5% para muones de 45 GeV.



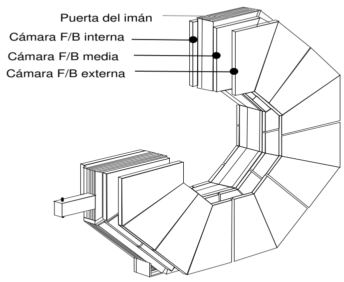


Figura 2.11: (a) Vista del sistema central y (b) a bajo ángulo

- **Sistema *forward-backward*** [15]. Cubre los intervalos angulares $24° \leq \theta \leq 44°$ y $136° \leq \theta \leq 156°$ y está compuesto por 96 cámaras de deriva montadas en tres capas (FI, FM, FO) sobre las puertas del imán, que se encuentran magnetizadas toroidalmente (figura 2.11b). Las cámaras contienen una mezcla de gas formada por un 86% de argón, un 10% de dióxido de carbono y un 4% de isobutano.

Como se muestra en la figura 2.12 hay dos regiones complementarias, S y T. En la región S ($36° \leq \theta \leq 44°$) el muón encuentra las cámaras centrales MI y MM y la *forward-backward* FI y está sometido a un campo magnético solenoidal de 0.5 T, consiguiéndose una resolución en el momento del muón que varía del 4 al 23% para $p_\mu = 45$ GeV. En la región T ($24° \leq \theta \leq 36°$) el muón atraviesa las tres capas de cámaras *forward-backward* bajo un campo toroidal de 1.24 T. La resolución en este caso queda limitada al 30% debido a la dispersión múltiple provocada por las puertas del imán.

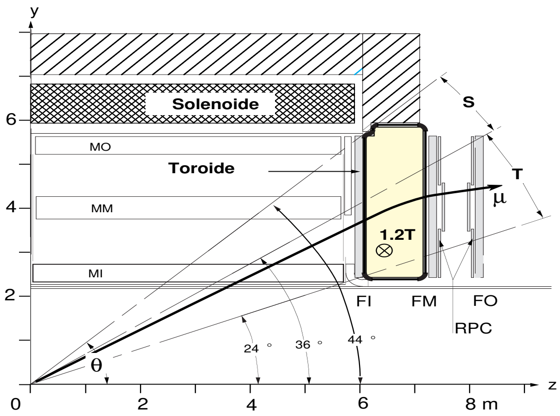


Figura 2.12: Vista lateral del espectómetro de muones.

2.2.8 El sistema de *trigger*

El sistema de *trigger* decide después de cada cruce de haces si ha tenido lugar una interacción e^+e^- y , en caso positivo, si el suceso tiene interés físico y debe ser registrado. En LEP el cruce de haces sucede cada 22 μs por lo que el sistema de *trigger* debe actuar en un tiempo muy corto. Para ello se divide en tres niveles de decisión :

Nivel 1

Decide si ha tenido lugar algún proceso de interés a partir de una pequeña parte de la información del detector. Está formado por cinco *subtriggers* basados en los dos calorímetros, el monitor de luminosidad, los contadores de centelleo, las cámaras de muones y la TEC.

- Calorímetros. A partir de señales analógicas de varios cristales y secciones de los calorímetros, calcula la energía total de los calorímetros, la incluida sólo en el electromagnético, busca asociaciones angulares, etc ... El suceso se acepta cuando alguna de estas cantidades supera un umbral dado. La principal fuente de contaminación es el ruido electrónico.

- Centelleadores. Selecciona el suceso requiriendo que al menos haya señal en cinco centelleadores en un ángulo de $90°$.

- Cámaras de muones. Se requiere que al menos una traza con momento mayor que 1 GeV, originada en el punto de interacción, pueda ser reconstruida en las cámaras de muones.

- TEC. Se exige un mínimo de dos trazas con momento transverso mayor que 150 MeV y con una acolinearidad menor que $60°$.

- Luminosidad. Actúa de acuerdo a las señales analógicas de los monitores de luminosidad colocados a ambos lados del punto de interacción. Para aceptar el suceso se ha de cumplir una de estas condiciones : dos deposiciones de más de 15 GeV en sentidos opuestos, que la energía total en una lado sea mayor que 25 GeV y en el otro mayor que 5 GeV, una energía total en cualquiera de los lados mayor que 30 GeV.

Un resultado positivo de alguno de ellos hará que se lleve a cabo la digitalización y almacenamiento de los datos del suceso en, aproximadamente, 500 μs. La frecuencia de decisiones positivas es menor que 15 Hz.

Nivel 2

Su función es rechazar los sucesos no físicos seleccionados por el nivel 1, eliminando aquellos sucesos en los que la señal haya sido generada por ruido electrónico, por interacciones con las paredes del tubo del haz, por radiación de sincrotón o por rayos cósmicos. Los sucesos con más de una condición de *trigger* del nivel 1 pasan automáticamente el nivel 2. El resto se estudia de nuevo utilizando más tiempo que el nivel 1 (sin incurrir en tiempos muertos) y correlacionando la información de los subdetectores. En un comportamiento típico, se rechazan entre el 20 y el 30% de los sucesos seleccionados por el nivel 1.

Nivel 3

Se basa en la información completa del suceso. Varios algoritmos examinan el suceso de manera similar a cómo se hizo en el nivel 1, pero ahora utilizando toda la información recalculada. Los umbrales se definen con más precisión, las trazas de la TEC se correlacionan con depósitos de energía en los calorímetros, etc ... Se produce una reducción del 50% de los sucesos aproximadamente, con una frecuencia de salida de 5 Hz.

2.3 Reconstrucción de los sucesos

La información en bruto proporcionada directamente por L3 debe ser procesada para construir objetos con significado para el análisis. Para alcanzar la mejor precisión en la reconstrucción del suceso, el estado y calibración del acelerador, del detector y del sistema de *trigger* son frecuentemente comprobados y registrados.

La información reconstruida en los subdetectores se combina para construir objetos físicos que representen partículas (jet hadrónicos, electrones o muones) que puedan ser usados directamente en los análisis. Algunos de estos objetos son :

- **ASRC**. Es una combinación de depósitos de energía por encima de un cierto umbral en los calorímetros electromagnético y hadrónico. Puede tener asociada alguna traza de la TEC.

- **Muones**. Combinación de una traza en las cámaras de muones con señales en los calorímetros. Puede también tener asociada una traza de la TEC.

- **ASJT**. Asocia depósitos de energía en los calorímetros, trazas en el espectómetro de muones y en la TEC por proximidad angular, buscando flujos de energía que representen a un único objeto. Pueden clasificarse como jets hadrónicos, electrones aislados, muones aislados, etc ... Su energía se recalcula utilizando las constantes de calibración adecuadas.

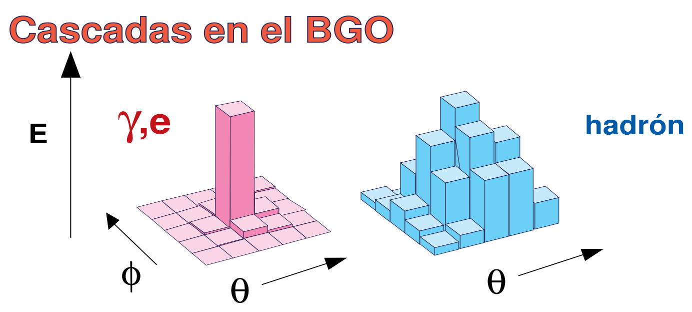


Figura 2.13: Esquemas de una cascada electromágnetica y hadrónica en el calorímetro electromagnético.

Los impactos en los cristales de BGO se agrupan en torno a depósitos de máxima energía formando lo que se denomina un *bump*. La forma de estas agrupaciones permite distinguir entre una partícula electromagnética y un hadrón. Como se observa en la figura 2.13 para fotones y electrones la mayor parte de la energía se deposita en un solo cristal al contrario que para los hadrones. Un ASRC puede estar casi íntegramente constituido por depósitos de energía en el calorímetro electromagnético: en estos casos hablaremos de un *bump* en lugar de un ASRC.

Esta reconstrucción de las partículas se aplica también a los sucesos generados con programas Monte Carlo. Previamente, la respuesta del detector para estos sucesos ha de ser simulada.

2.3.1 Simulación del detector

El programa de simulación de L3, SIL3, proporciona una descripción completa del detector L3, incluyendo los detalles de los materiales de cada subdetector y del campo magnético.

SIL3 utiliza el paquete GEANT [16] para simular procesos físicos conocidos e interacciones de partículas con la materia, como por ejemplo: desintegraciones, pérdidas por ionización, dispersión múltiple o bremsstrahlung.

El estado del detector durante la toma de datos puede diferir de la simulación “ideal”. Pueden existir cristales de BGO ruidosos o sectores e hilos de la TEC desconectados. Incluso, durante la toma de datos un subdetector puede haber sido desconectado de la adquisición de datos global debido a problemas de *hardware* o *software*. Esta información es añadida a la simulación del detector. El estado del detector es registrado junto con los datos usando la fecha y hora del suceso. Durante la reconstrucción de los datos simulados a cada suceso se le asigna una fecha y hora, de manera que los sucesos Monte Carlo estén distribuidos sobre el periodo de toma de datos de acuerdo con la luminosidad. Posteriormente, se aplican las calibraciones correspondientes.

Referencias

[1] L3 Collaboration, B. Adeva *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A289** (1990) 35.

[2] ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A294** (1990) 127.

[3] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A305** (1991) 275.

[4] DELPHI Collaboration, P. Aarnio *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A303** (1991) 233.

[5] J. Jowet, *The 8-bunch pretzel scheme*, Proceedings of the firstworkshop on LEP perfomance, Chamonix 1991, CERN-SL-91-23 (1991).

[6] G. Arduini *et al.*, *Overview of LEP Operation in 1998*, Preprint CERN-SL-99-017, 1999.

[7] *Calibration of centre-of-mass energies at LEP1 for precise measurements of Z properties*, LEP Energy Working Group, Eur. Phys. J. **C 6** (1999) 2, 187-223.

[8] LEP Energy Calibration Working Group, *Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1998* LEP Energy Working Group 99/01 .

[9] F. Beissel *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A332** (1993) 33.

[10] M. Acciarri *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A351** (1994) 300;
M. Acciarri *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A360** (1995) 103.

[11] J. Alcaraz e I. Josa, *The aligment of the L3 silicon microvertex detector*, Comunicación privada.

[12] L3 BGO Collaboration, *Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam*, L3 internal note 1712 (1995).

[13] I.C. Brock *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A381** (1996) 236.

[14] B. Bleichert *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A254** (1987) 529.

[15] L3 F/B Muon Group, A. Adam *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A383** (1996) 342.

[16] R. Brun *et al.*, "GEANT 3", CERN DD/EE/84-1 (Revisado) 1987.

Capítulo 3

Medida de la Sección Eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$

3.1 Introducción

Este capítulo está dedicado al cálculo de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$, $(l = e, \mu, \tau)$ a una energía centro de masas de 189 GeV, a partir de los datos tomados en el detector L3 durante el año 1998.

La selección de los sucesos $l\nu q\bar{q}'$ se describe en la sección 3.2 y la medida de la sección eficaz aparece en la sección 3.3. La muestra de sucesos seleccionados será la utilizada para la medida de la masa del W y de los acoplos en el vértice WWV (V = Z, γ), que aparecen en los capítulos 4 y 5 , respectivamente.

3.2 Selección de la muestra

Los estados finales de producción de bosones $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ se pueden clasificar de la siguiente forma :

a) **Hadrónicos**: ambos bosones se desintegran en un par quark-antiquark (45.9 % de los sucesos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$): $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

b) **Semileptónicos**: en este caso un W se desintegra hadrónicamente mientras que el otro da lugar a un leptón y a un anti-leptón (43.7%): $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q_1\bar{q}_2$.

c) **Leptónicos**: los dos W dan lugar a leptones (10.4% de la totalidad de sucesos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$): $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l^-\bar{\nu}l^+\nu$.

Experimentalmente, los sucesos semileptónicos tienen claras ventajas frente al resto de sucesos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$. En primer lugar, no existe ambigüedad en la identificación de los productos de desintegración asociados a cada W, y , por otro lado, la carga de los bosones se identifica fácilmente ya que, desde el punto de vista experimental, es sencillo reconocer la carga del leptón. Esto es de gran utilidad a la hora de reconstruir la masa invariante de los W,s y hace más precisa la medida de los acoplamientos anómalos.

La principal señal de los modos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to e\nu_e q\bar{q}'$ y $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$ es la presencia de un leptón energético aislado, mientras que los sucesos $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$ se caracterizan por la existencia de un electrón o un muón poco energético o un jet aislado de baja multiplicidad. En cualquier caso, el suceso debe tener una cierta actividad hadrónica compatible con la existencia de dos jets y una energía perdida que manifieste la existencia de al menos un neutrino.

La selección de los sucesos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$ debe restar contaminación de la muestra, pero conservando la mayor parte de la señal. Además de los canales hadrónico y leptónico de la producción de pares W, hay otros procesos que contaminan la muestra. El más importante de todos ellos es : $e^+e^- \to \mathrm{Z}(\gamma) \to q\bar{q}(\gamma)$. Afortunadamente en este proceso la energía perdida o bien es pequeña, ya que no tiene neutrinos de alta energía, o bien, ha de irse por el tubo del haz. Si desechamos los sucesos en los cuales la energía perdida va en la dirección del haz y aquellos en que la diferencia entre la energía visible y el momento perdido se mantiene alta, nos quedamos con el 12% de los sucesos $q\bar{q}(\gamma)$. Sólo en el 30% de estos sucesos aparece la signatura de un leptón (proveniente de un jet o confundido con un fotón). Aunque la porción de sucesos que sobreviven es pequeña, hay que tener en cuenta que la sección eficaz del proceso contaminante es casi 14 veces mayor que la de la señal para $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Otros procesos contaminantes de la muestra que han de ser tenidos en cuenta son: $e^+e^- \to \mathrm{ZZ} \to q\bar{q}l^-l^+$ y $e^+e^- \to \mathrm{Z}e^+e^- \to q\bar{q}ee$.

Para simular los procesos de señal y contaminación se han usado los siguientes generadores de sucesos Monte Carlo:

- KORALW [1] : $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to ffff(\gamma)$
- EXCALIBUR [2] : $e^+e^- \to l\nu_l q\bar{q}'$, $e^+e^- \to l^+l^- q\bar{q}$ y $e^+e^- \to l^+l^-\tau^+\tau^-$.
- PYTHIA [3] : $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, $\mathrm{Z}e^+e^-$.

Las eficiencias de la selección se obtienen a partir de las muestras generadas, donde la respuesta del detector ha sido simulada.

3.2.1 Criterios de selección

En primer lugar, hacemos una preselección basándonos en las características generales de la señal:

- $N_{ASRC} > 15$
- $30 \text{ GeV} < E_{vis} - P_{perd} < 165 \text{ GeV}$
- $E_{cal} > 45 \text{ GeV}$
- $|\cos\theta_{perd}| < .95$
- $N_{jets} \geq 2$

donde N_{ASRC} es el número de ASRC,s, E_{vis} es la energía visible en el detector, P_{perd} es el momento contra el que retrocede el suceso, que en nuestro caso debe coincidir con la energía del neutrino, θ_{perd} es el ángulo polar de dicho vector y E_{cal} es la energía recogida en los calorímetros. N_{jets} se refiere al número de jets ASJT con energía mayor que 5 GeV, $|\cos\theta_{jet}| < 0.98$ y con al menos una traza.

La selección de la señal $l\nu q\bar{q}$ se hace de acuerdo con los siguientes pasos:

1. En primer lugar, se busca un electrón. El electrón se reconstruye mediante un depósito de energía en el calorímetro electromagnético (BGO), con una forma propia de electrones o fotones (*bump*) y con una traza asociada. Debe satisfacer las siguientes condiciones:

- La fracción de energía calorimétrica del candidato a electrón que se encuentre en el BGO debe ser mayor que el 90%.
- El ángulo azimutal de separación entre el *bump* y la traza en la TEC más cercana, $\Delta\phi$, debe ser menor que 10 mrad (ver figura 3.1).
- La energía del *bump* debe ser mayor que 5 GeV y su ángulo polar debe estar comprendido entre 18° y 162°.
- Si la energía del candidato a electrón es menor que 20 GeV, el *bump* debe estar separado del jet más cercano más de 15°. (De esta forma descartamos los electrones que provengan de un hadrón.)

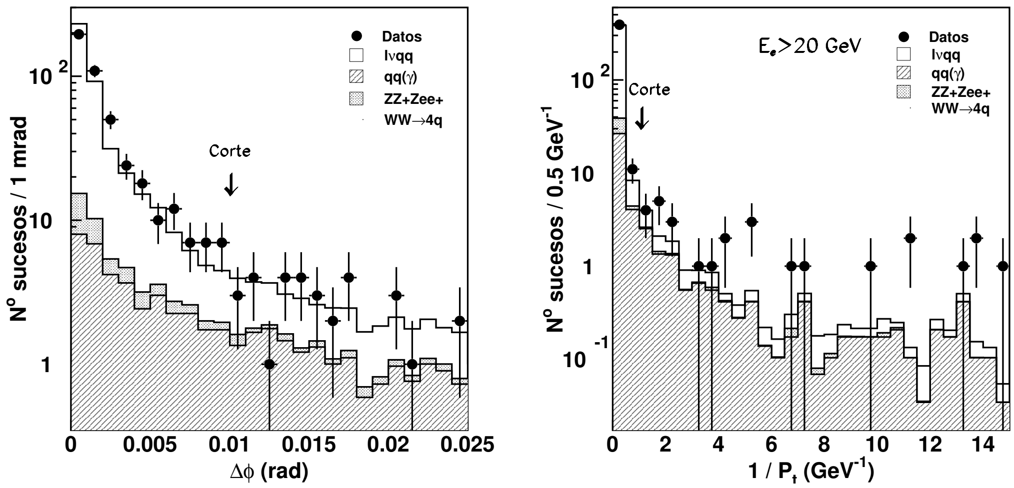


Figura 3.1: En el primer histograma aparece la distancia en ϕ entre el *bump* y la traza más cercana, mientras que el histograma de la derecha muestra el inverso del momento de la traza asociada al *bump* cuando éste tiene más de 20 GeV

- Si, por el contrario, la energía del *bump* es mayor que 20 GeV, se requiere que el momento de la traza asociada sea mayor que 1 GeV. (De esta manera eliminamos los sucesos en los que un fotón de retroceso al Z es confundido con un electrón, ver figura 3.1.)
- Finalmente, la masa invariante del sistema jet-jet debe encontrarse entre 40 y 120 GeV.

2. Si, de acuerdo con los criterios anteriores, no se ha encontrado ningún electrón, se busca un muón. Los muones son identificados mediante una traza en el espectrómetro de muones asociada a otra traza en la TEC, y debe satisfacer :

- El vértice de la traza asociada al muón debe estar cerca del punto de interacción (los parámetros de impacto en los planos transverso y longitudinal deben ser menores que 200 y 300 mm, respectivamente).
- El candidato a muón debe tener un momento mayor que 5 GeV.
- Si el momento del muón es menor que 20 GeV, debe estar separado angularmente del jet más próximo más de 15° (figura 3.2).

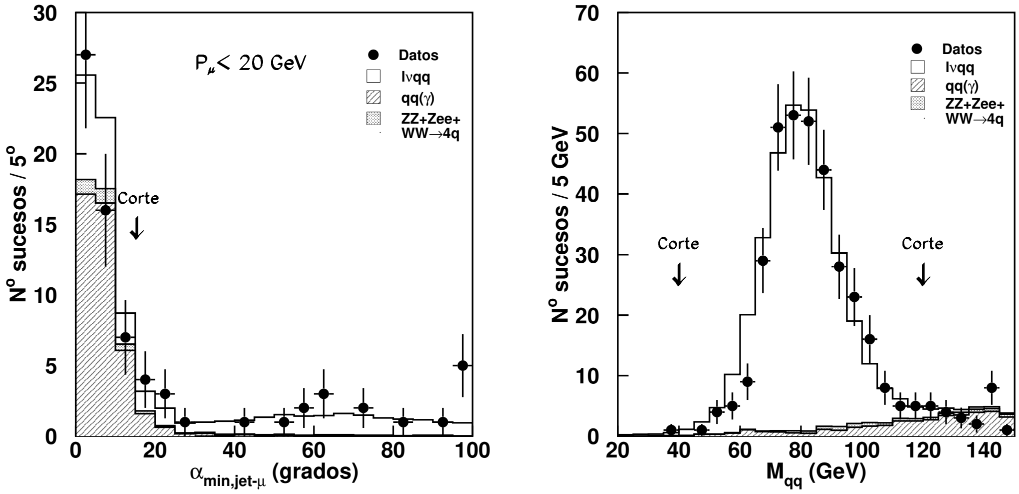


Figura 3.2: En el histograma de la izquierda se puede ver la distribución del ángulo entre el muón y el jet más cercano cuando $P_\mu < 20$ GeV. A la derecha se muestra la masa invariante del sector hadrónico.

- La masa invariante del resto del suceso (jets hadrónicos) debe encontrarse entre 40 y 120 GeV (figura 3.2).

3. Si no hemos encontrado ni un electrón ni un muón compatible con el proveniente de un suceso semileptónico, pasamos a buscar entre los sucesos preseleccionados aquellos que posean un jet propio de la desintegración hadrónica de un tau. Estos sucesos son, en principio, puramente hadrónicos y estarán muy contaminados por sucesos $q\bar{q}$. Para rechazar esta contaminación, pedimos que el número de ASRC,s del suceso sea menor que 74.

Debe haber tres jets ASJT como mínimo, cuya energía sea mayor que 5 GeV. De estos jets, se seleccionarán como candidatos a jet tauónico aquellos que tengan al menos una traza de momento mayor que 700 MeV, menos de 10 ASRC,s y cuya energía sea mayor de 8 GeV. Se tomará de entre ellos el que satisfaga el mayor número de los siguientes criterios y al menos dos de ellos :

- El número de trazas asociadas al jet debe ser menor que cuatro.
- El número de ASRC,s en el jet debe ser menor que cinco.
- La fracción de energía en un cono de 5° de apertura angular media alrededor de la dirección del jet tiene que ser mayor que el 70 %.

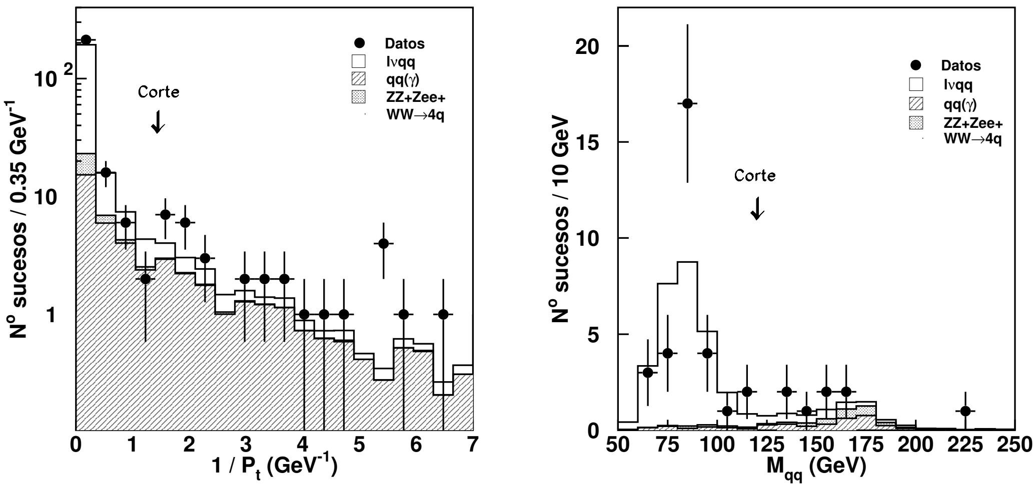


Figura 3.3: En el histograma de la izquierda aparece el inverso del momento de la traza más energética asociada al tau. A la derecha, se puede ver la masa invariante del sector hadrónico cuando un MIP ha sido identificado

- La masa del jet debe ser menor que 2 GeV.

Una vez seleccionado el candidato a jet tauónico la masa invariante del resto del suceso debe encontrarse entre 50 y 110 GeV.

4. Hemos incluido la selección de muones identificados como partículas de mínima ionización (MIP) en los calorímetros. Si no hemos identificado ningún leptón, buscamos una traza en la TEC con momento mayor que 10 GeV, asociada a depósitos de energía en los calorímetros consistentes con los dejados por un MIP. En concreto, se requiere que:

- El número de señales calorimétricas a lo largo de la trayectoria del candidato a muón debe ser mayor que el 80% del número esperado de señales para un MIP ideal.

- La traza debe encontrarse aislada. El ángulo que forme con la traza más próxima debe ser mayor que 15°.

- La energía depositada por el MIP en los calorímetros tiene que ser menor que 5 GeV.

- La masa invariante del sistema hadrónico debe estar en el intervalo entre 40 y 120 GeV (figura 3.3).

Estos cortes de selección se aplican tanto a los datos recogidos en el detector L3 durante el año 98, como a los sucesos generados de todos los procesos de interés.

Un total de 1016 sucesos han sido seleccionados de entre los datos, correspondientes a una luminosidad integrada de 176.35 pb^{-1}. Utilizando KORALW se ha hallado la eficiencia de la selección para la señal estrictamente, es decir, considerando sólo los diagramas con intercambio de dos W,s. También hemos estimado las eficiencias teniendo en cuenta todos los diagramas que contribuyen a cada estado final usando EXCALIBUR. Las eficiencias de la selección y las contribuciones esperadas de los procesos contaminantes se muestran en las tablas 3.1 y 3.2

	Estado final:				
	$qql\nu$	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$	$qqqq$
Eficiencia(%) WW	70.6 ± 0.13	80.8 ± 0.19	75.7 ± 0.21	55.2 ± 0.24	0.45 ± 0.02
Eficiencia(%) Todos Diagr.	-	65.7 ± 0.17	75.6 ± 0.15	-	-

Tabla 3.1: Eficiencias de la selección $qql\nu$

Proceso	Sección eficaz aceptada (pb)
$\mathrm{W^+W^-} \to q\bar{q}q\bar{q}$	0.034 ± 0.001
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0.429 ± 0.009
$e^+e^- \to \mathrm{ZZ}$	0.068 ± 0.001
$e^+e^- \to \mathrm{Z}e^+e^-$	0.070 ± 0.001
Total	0.601 ± 0.009

Tabla 3.2: Sección eficaz aceptada de procesos que contaminan la muestra

3.3 Sección Eficaz

La sección eficaz del estado final $l\nu\bar{q}q$ recibe contribuciones de diferentes diagramas dependiendo de si el leptón es un electrón, un muón o un tau. Esto se puede expresar de la siguiente forma:

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q} = \sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC20} + \sigma_{\mu\nu\bar{q}q}^{CC10} + \sigma_{\tau\nu\bar{q}q}^{CC10}$$

donde se ha utilizado la siguiente notación : CC se refiere a que los diagramas requieren corrientes cargadas y la cifra que va a continuación indica el número de diagramas que contribuyen a cada estado final.

La sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$, $\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{CC03}$, ha sido calculada teniendo en cuenta las siguientes predicciones teóricas :

- $\frac{\sigma_{\mu(\tau)\nu\bar{q}q}^{CC10}}{\sigma_{\mu(\tau)\nu\bar{q}q}^{CC03}} = 1.002 \pm 0.006$
- $\frac{\sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC20}}{\sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC03}} = 1.248 \pm 0.009$

El primer punto muestra que para los estados finales $\mu\nu\bar{q}q$ y $\tau\nu\bar{q}q$ la contribución de los diagramas no-WW es despreciable, pero , por el contrario, para el canal $e\nu\bar{q}q$ hay que tener en cuenta todos los diagramas.

La sección eficaz aceptada tras la selección viene dada por la siguiente expresión :

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{selec} = \epsilon_{e\nu\bar{q}q}^{CC20}\ \sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC20} + \epsilon_{\mu\nu\bar{q}q}^{CC03}\ \sigma_{\mu\nu\bar{q}q}^{CC03} + \epsilon_{\tau\nu\bar{q}q}^{CC03}\ \sigma_{\tau\nu\bar{q}q}^{CC03} \tag{3.1}$$

donde ϵ son las eficiencias para cada estado final cuando se ha tenido en cuenta la contribución de los diagramas que se indican y que aparecen en la tabla 3.1 . Para el canal muónico, la eficiencia ha sido también estimada con EXCALIBUR teniendo en cuenta la contribución de los diez diagramas, si bien los resultados obtenidos son compatibles con las eficiencias CC03 dentro de los errores (tabla 3.1).

Suponiendo universalidad leptónica : $\sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC03} = \sigma_{\mu\nu\bar{q}q}^{CC03} = \sigma_{\tau\nu\bar{q}q}^{CC03}$, la sección eficaz aceptada y la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$ se relacionan de la forma siguiente :

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{selec} = (\epsilon_{e\nu\bar{q}q}^{CC20}\ f\ + \epsilon_{\mu\nu\bar{q}q}^{CC03} + \epsilon_{\tau\nu\bar{q}q}^{CC03})\ \sigma_{l\nu\bar{q}q}^{CC03}/3 \tag{3.2}$$

donde $f = \sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC20}/\sigma_{e\nu\bar{q}q}^{CC03}$

La sección eficaz aceptada se mide a partir del número de sucesos seleccionados, N_d, mediante la expresión :

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{selec} = \frac{N_d}{\mathcal{L}} - \sigma_{FD}^{selec} \tag{3.3}$$

σ_{FD}^{selec} es la sección eficaz aceptada de procesos que contaminan la muestra, y que aparece en la tabla 3.2, y $\mathcal{L}$ es la luminosidad integrada a la que corresponden los sucesos seleccionados.

Utilizando 3.2 y 3.3, la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow l\nu q\bar{q}'$ a una energía centro de masas de 189 GeV, y donde se ha supuesto universalidad leptónica es:

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{CC03} = 7.27 \pm 0.25 \text{ pb}$$

donde el error es sólo estadístico.

3.3.1 Errores sistemáticos

Criterios de selección

La fuente principal de errores sistemáticos es el desconocimiento del funcionamiento exacto del detector y se hace visible cuando la simulación Monte Carlo no reproduce de forma correcta el comportamiento de los datos reales. Estas posibles divergencias afectarán a nuestra medida de la sección eficaz en cuanto que los cortes aplicados en la selección afecten de forma diferente a datos y sucesos Monte Carlo y la eficiencia de la selección no esté bien estimada.

El procedimiento seguido para determinar este error consiste en variar los cortes aplicados a todas las muestras (datos reales, señal y contaminación), obteniendo un nuevo valor de la sección eficaz que debe diferir del hallado con los cortes iniciales. La variación de la sección eficaz para cada nuevo corte tiene un error estadístico que debe sustraerse a la hora de estimar el posible problema sistemático. En las figuras 3.4 y 3.5 se muestra $(\sigma_i - \sigma_\circ)/\sigma_\circ$ en función de la posición del corte. A la vista de estas gráficas se han estimado los errores sistemáticos.

De los cortes realizados en el proceso de selección de la muestra, los que afectan de una manera más visible a la medida de la sección eficaz son :

- Identificación del electrón,

  -Energía mínima del electrón $\longrightarrow$ 0.2%
  -$\Delta\phi$ $\longrightarrow$ 0.4%
  -E_{BGO}/E_{Cal} $\longrightarrow$ 0.5%.

- Identificación del muón,

  -Momento mínimo del muón $\longrightarrow$ 0.3%

- Identificación del jet tauónico,

  -Energía mínima del candidato a tau $\longrightarrow$ 0.9%
  -Momento de la traza del jet más energética $\longrightarrow$ 0.5%

Para estudiar cómo de bien reproducida está la medida de la energía hadrónica en la simulación, se comparan las distribuciones de la energía de los jets para datos reales y Monte Carlo. Dado que en nuestra muestra tenemos pocos sucesos, y los errores estadísticos enmascaran las diferencias, utilizamos una muestra de sucesos $q\bar{q}$ tomados a una energía centro de masas de 91.31 GeV. La calibración del detector para esta muestra prueba es la misma que para los datos a 189 GeV ya que se tomaron también durante el año 98 y la energía de los jets es similar (en ambos casos se encuentra en torno a 45 GeV).

Para seleccionar los sucesos hadrónicos $q\bar{q}$ aplicamos los siguientes cortes:

$$0.6 < E_{vis}/\sqrt{s} < 1.5\ ,\ N_{ASRC} > 13\ ,\ N_{trk} > 5$$

$$E_{\perp}/E_{vis} < 0.4\ ,\ |E_{||}|/E_{vis} < 0.4\ ,\ |\cos\theta_{thrust}|^{1} > 0.9$$

Se han encontrado 73604 sucesos correspondientes a una luminosidad integrada 2.99 pb^{-1}. En la figura 3.6-a se puede ver la distribución para datos sobre la predicción del Monte Carlo. Se observa un pequeño desplazamiento del pico en datos de 0.3 GeV aproximadamente y una peor resolución en datos que en Monte Carlo.

Para determinar como afecta esta discrepancia a la eficiencia de la selección, distorsionamos la energía de los jets de la simulación de manera que reproduzcan el comportamiento de los datos y se vuelven a calcular las eficiencias de la selección para señal y contaminación. En la figura 3.6-b se muestra la distribución de la energía de los jets para datos y Monte Carlo, donde la energía de cada jet en el Monte Carlo ha sido convolucionada con una gaussiana de media 0.16 GeV y $\sigma = 0.85$ GeV .

Esto conduce a un error sistemático en la sección eficaz de 0.13%.

Radiación del estado inicial y final

Como se mostró en el capítulo 1, existe un cierto desconocimiento sobre la forma exacta de las correcciones radiativas, y su implementación en las simulaciones Monte Carlo no es perfecta.

[1] El eje del thrust se define como la dirección $\vec{n}_T$ donde es máxima la proyección de los momentos $\vec{P}_i$ de los ASRC: $T = max(\sum_i |\vec{P}_i \cdot \vec{n}_T| / \sum_i |\vec{P}_i|)$

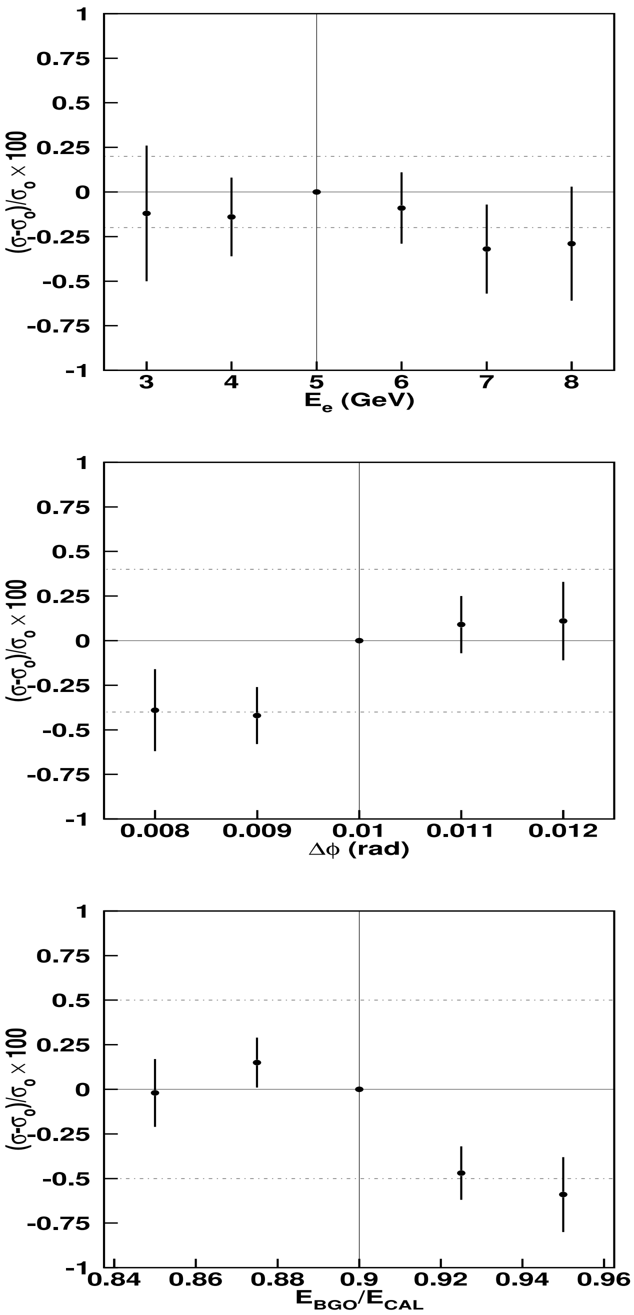


Figura 3.4: $\Delta\sigma/\sigma_\circ$ en función de la posición del corte para las variables: E_e, $\Delta\phi$ y la fracción de energía calorimétrica en el BGO

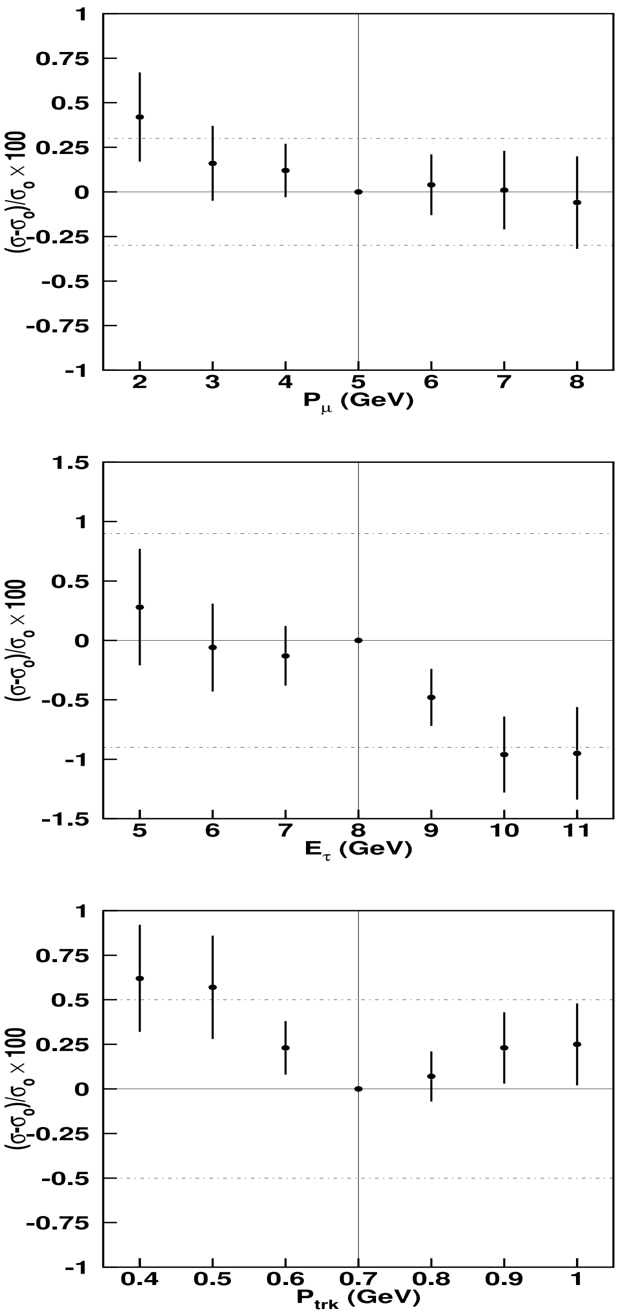


Figura 3.5: $\Delta\sigma/\sigma_\circ$ en función de la posición del corte para las variables P_μ, E_τ y el momento de la traza del jet tauónico más energética

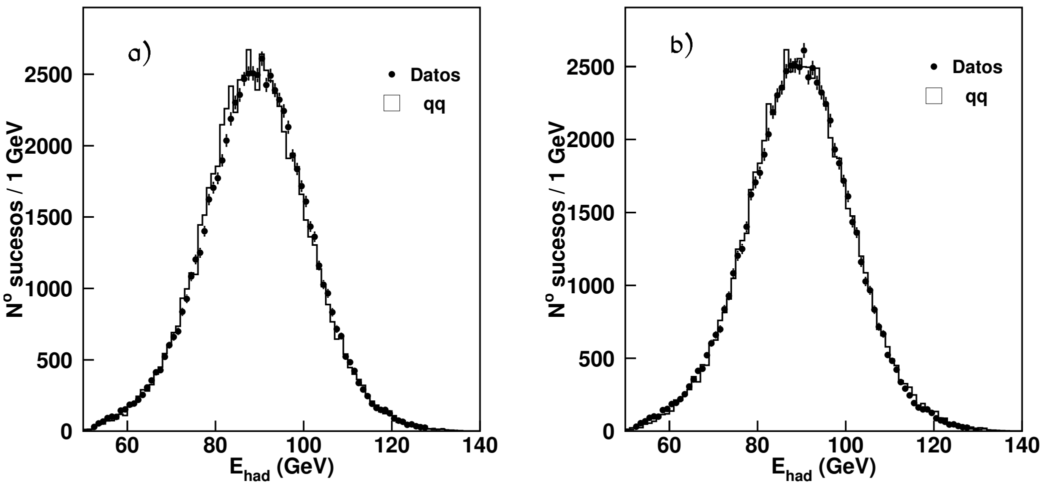


Figura 3.6: Distribución de la energía hadrónica para sucesos $q\bar{q}$ a $\sqrt{s} = 91.3$ GeV. Los histogramas a y b muestran la misma distribución para los datos, mientras que la predicción MC ha sido distorsionada en el histograma b, con el fin de que reproduzca mejor los datos

Para estimar como afecta la radiación del estado inicial (ISR) a la medida de la sección eficaz, se ha tomado una muestra de sucesos Monte Carlo sin ISR, con la que se ha recalculado la eficiencia de la selección para la señal. Se observa una disminución en la eficiencia de menos del 0.2%, que conduce a una nueva medida de la sección eficaz que dista de nuestro valor nominal: $\Delta\sigma = -0.0211 \pm 0.0259$ pb. Es compatible con cero. Por tanto, no se observa ningún error sistemático asociado a la radiación de estado inicial.

La influencia de la radiación de estado final (FSR) sobre la medida de la sección eficaz se estima del mismo modo que para ISR. Para la muestra sin FSR, la eficiencia es 0.4% menor que para la usada como referencia. Esto conduce a un error sistemático : $\Delta\sigma/\sigma_{\circ}$= 0.4%. Como es sabido que la radiación de estado final existe, consideramos como error la mitad de esta discrepancia, 0.2%.

Masa y anchura del W

Las eficiencias han sido calculadas con una muestra de sucesos Monte Carlo con un valor dado de la masa y la anchura del W : $M_{\mathrm{W}}^{\circ} = 80.5$ GeV y $\Gamma_{\mathrm{W}}^{\circ} = 2.11$ GeV. Pero las eficiencias de la señal dependen ligeramente

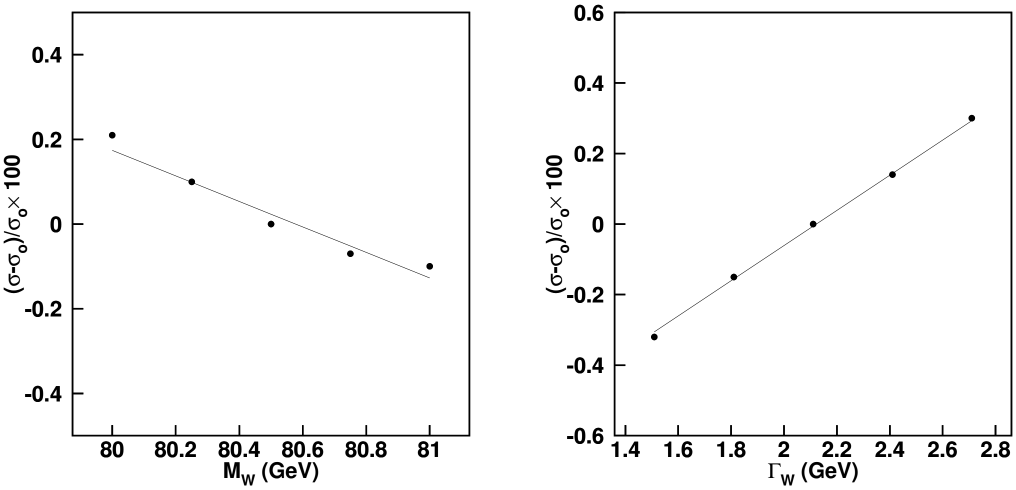


Figura 3.7: Variación de la sección eficaz con la masa y la anchura del W

del valor de estos parámetros. Una manera rápida y sencilla de calcular las nuevas eficiencias para otros valores de M_{W} y Γ_{W} es dando un peso a cada suceso generado que dependa del valor de M_{W} y Γ_{W}, correspondiendo el peso 1 a la muestra inicial. Teniendo en cuenta que la probabilidad de cada suceso es proporcional a su sección eficaz diferencial y que ésta depende de la masa y la anchura a través del producto de dos funciones Breit-Wigner (ecuaciones 1.6 y 1.7), el peso para un suceso i será igual a :

$$w_i = \frac{\rho(m_1^i, M_{\mathrm{W}}, \Gamma_{\mathrm{W}})\rho(m_2^i, M_{\mathrm{W}}, \Gamma_{\mathrm{W}})}{\rho(m_1^i, M_{\mathrm{W}}^{\circ}, \Gamma_{\mathrm{W}}^{\circ})\rho(m_2^i, M_{\mathrm{W}}^{\circ}, \Gamma_{\mathrm{W}}^{\circ})}$$

donde m_1^i y m_2^i son las masas invariantes de cada bosón W a nivel generador.

En la figura 3.7 se puede ver como varía $\Delta\sigma/\sigma_\circ$ con el valor de M_{W} y Γ_{W}. Teniendo en cuenta las medidas actuales de la masa y la anchura del W, el error sistemático se ha determinado dejando variar M_{W} en el intervalo 80.5 ± 0.25 GeV y Γ_{W} en 2.11 ± 0.50 GeV. Los errores hallados son 0.1% y 0.25% para la masa y la anchura, respectivamente.

Estimación de la contaminación

El número de sucesos esperados de contaminación se determina a partir de muestras de sucesos Monte Carlo. La estimación de la contaminación contenida en la muestra de sucesos seleccionados tiene dos fuentes de error:

Proceso	Sección eficaz aceptada (fb)
$\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	0.35 ± 0.04
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	1.5 ± 0.6
$\mu^+\mu{-}\tau^+\tau^-$	0.18 ± 0.04
$e^+e^-q\bar{q}$	34.7 ± 2.7
$\mu^+\mu{-}q\bar{q}$	36.1 ± 2.1
$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	48.4 ± 2.4
Total	121.2 ± 4.2

Tabla 3.3: Sección eficaz aceptada de los estados finales consistentes con los procesos ZZ y Ze^+e^- calculada con el programa Monte Carlo EXCALIBUR

a) El error estadístico, debido al limitado número de sucesos en las muestras simuladas.

b) La incertidumbre del programa Monte Carlo en sí.

En la tabla 3.2 se muestran las contribuciones de cada proceso contaminante calculadas con PYTHIA. El error sistemático inducido en la sección eficaz debido al error estadístico de la contaminación es del 0.2%.

La contribución de los procesos ZZ y Ze^+e^- ha sido también estimada con EXCALIBUR para los estados finales de interés, y puede verse en la tabla 3.3. El error sistemático de la sección eficaz debido a la diferencia en la estimación entre PYTHIA y EXCALIBUR es del 0.2%.

Estimación de la señal

Además de las incertidumbres teóricas, como las correcciones radiativas o el valor de la masa y la anchura del W, existen otros errores que afectan a la estimación de la eficiencia de la señal. La estadística limitada de la muestra Monte Carlo de señal también contribuye al error sistemático. En concreto, se ha estimado un error debido a esta causa del 0.2%. Por otro lado, se ha observado que el error sistemático debido a la aproximación $\epsilon^{cc10}_{\mu(\tau)\nu qq}\ \sigma^{cc10}_{\mu(\tau)\nu qq} = \epsilon^{cc03}_{\mu(\tau)\nu qq}\ \sigma^{cc03}_{\mu(\tau)\nu qq}$ es despreciable.

Modelos de fragmentación de los jets

El efecto debido al modelo de fragmentación ha sido estudiado usando dos modelos diferentes, JETSET[3] y HERWIG[4]. Por un lado se ha

Fuente	Error sistemático (%)
Selección	1.3
ISR	-
FSR	0.4
Masa del W (± 0.25)	0.1
Anchura del W (± 0.5)	0.3
Estadística del Monte Carlo	0.2
Estadística de la contaminación	0.2
Monte Carlo de contaminación	0.2
Modelo de fragmentación	0.4
Total	1.5

Tabla 3.4: Resumen de errores sistemáticos en la sección eficaz medida para el proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to l\nu q\bar{q}'$

estudiado como afectan estos dos modelos a la parte de hadronización, considerando JETSET para la desintegración de los hadrones en ambos casos. La variación inducida en la sección eficaz es $\Delta\sigma = (0.022 \pm 0.027)$ pb .

Por otro lado, se han considerado los dos esquemas (HERWIG y JETSET) para la desintegración, con el mismo modelo para la hadronización, HERWIG. En este caso, la variación de la sección eficaz es: $\Delta\sigma = (0.020 \pm 0.030)$ pb.

En ambos casos, el efecto no es visible debido a que es menor que el error estadístico. Pero se observa que HERWIG da lugar a una eficiencia menor para la señal en los dos casos. Si tratamos conjuntamente la hadronización y la desintegración, ambas con JETSET y con HERWIG, la variación inducida en la sección eficaz es $\Delta\sigma = (0.042 \pm 0.027)$ pb, que da lugar a un error sistemático , después de sustraer el error estadístico, del 0.44%.

Error sistemático total

En la tabla 3.4 se resumen todos los errores sistemáticos, mostrados anteriormente. El error sistemático total se calcula sumando en cuadratura los errores individuales. Se ha obtenido un error sistemático total del 1.5%, es decir, de 0.11 pb.

3.4 Conclusiones

En este capítulo se ha presentado en detalle la selección de la muestra

$e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow l\nu q\bar{q}'$. Para lograr la mayor sensibilidad se necesita una alta eficiencia en la selección con la menor contaminación posible. La muestra seleccionada en este trabajo es de gran pureza: 90%, con una eficiencia del 70.6%. Gracias a la selección conjunta de todos los canales semileptónicos se reduce la contaminación y aumenta la eficiencia sensiblemente, principalmente para el canal $\tau\nu q\bar{q}'$.

La sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow l\nu q\bar{q}'$ ha sido medida a partir del número de sucesos seleccionados. El valor encontrado es:

$$\sigma_{l\nu\bar{q}q}^{CC03} = 7.27 \pm 0.25 \text{ (estad.)} \pm 0.11 \text{ (sist.) pb}$$

que coincide dentro de su error con la predicción del Modelo Estándar, 7.29±0.03 pb. Si no existiera el vértice WWZ, la sección eficaz sería igual a 9.83±0.03 pb, que se encuentra a más de 10 sigmas del valor medido. Por tanto, se descarta esta posibilidad. Si únicamente contribuyera el canal t a la sección eficaz, ésta valdría 12.38±0.06 pb, aún más lejos del valor medido. Por consiguiente, el resultado obtenido confirma la existencia de acoplos no-abelianos entre los bosones gauge y la existencia de las cancelaciones predichas por el Modelo Estándar, que evitan la violación de unitariedad a muy altas energías.

Las secciones eficaces medidas en L3 mediante la selección por separado de cada canal semileptónico, considerando cada uno de los otros dos canales como fondo, son: $\sigma_{e\nu q\bar{q}'} = 2.47 \pm 0.14 \pm 0.05$ pb, $\sigma_{\mu\nu q\bar{q}'} = 2.33 \pm 0.14 \pm 0.04$ pb y $\sigma_{\tau\nu q\bar{q}'} = 2.57 \pm 0.21 \pm 0.09$ pb. Se observa que las tres medidas son compatibles con la suposición de universalidad leptónica y están de acuerdo con la predicción del Modelo Estándar: 2.4 pb. La precisión con que se mide la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow l\nu q\bar{q}'$ a partir de estas tres medidas es un 13% peor que la obtenida en este trabajo.

Referencias

[1] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzec y Z. Was, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216.
[2] F.A. Berends, R. Kleiss, R. Pittau, Nucl. Phys. **B 424** (1994) 308; Nucl. Phys. **B 426** (1994) 344.
[3] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
[4] G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

Capítulo 4

Medida de la Masa del W

En este capítulo se muestra el procedimiento seguido para medir la masa del bosón W, M_{W}, utilizando la muestra previamente seleccionada de sucesos $l\nu q\bar{q}$ a una energía centro de masas de 189 GeV. Los resultados obtenidos se muestran a partir de la sección 4.4.

4.1 Introducción

Como hemos visto en el capítulo 1, la medida de la masa del bosón W con una precisión menor o igual que 40 MeV es de gran importancia para estudiar la validez del Modelo Estándar. Por otro lado, la medida de M_{W}, junto con la de la masa del top, puede servir para acotar la masa del Higgs dentro del Modelo Estándar.

En LEP2 se espera alcanzar una precisión en la medida de M_{W} de $40-50$ MeV. Hasta ahora, en que LEP ha funcionado a unas energías centro de masas de 161, 172 y 183 GeV, la resolución alcanzada es ± 100 MeV [2].

Los métodos que proporcionan una medida más precisa de M_{W} en LEP2 son :

- Medida de la sección eficaz en el umbral de producción de dos W, que es muy sensible al valor de la masa del W. La poca estadística recogida en LEP a la energía centro de masas requerida , 161 GeV, hace que éste no sea el método que proporciona una mejor medida.

- Métodos de reconstrucción directa. Consisten en reconstruir la distribución de la masa invariante del W a partir de sus productos de desintegración. La forma de esta distribución depende de M_{W} a través de una función Breit-Wigner. Existen distintas estrategias para extraer el valor de M_W de esta distribución.

En este estudio vamos a calcular M_W mediante la distribución de la masa invariante reconstruida de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \rightarrow l\nu q\bar{q}$, utilizando un procedimiento de repesado.

4.2 Reconstrucción de las masas

Una vez seleccionada la muestra de sucesos $l\nu q\bar{q}$ (sección 3.2), el primer paso para reconstruir la masa invariante del W a partir de sus productos de desintegración es reconstruir con la mayor precisión posible el momento de los fermiones del estado final. En los canales $e\nu_e q\bar{q}$ y $\mu\nu_\mu q\bar{q}$ el electrón y el muón están medidos con buena precisión pero en el caso $\tau\nu_\tau q\bar{q}$ desconocemos la energía del tau ya que éste se desintegra dando lugar al menos a otro neutrino. En el caso del sector hadrónico es útil forzar la reconstrucción de dos jets que se corresponderían con los quarks iniciales, pero las energías no resultan muy bien medidas. Para mejorar la resolución de la energía de los jets y leptones y reconstruir el momento del tau y del neutrino se realiza un ajuste cinemático sobre cada suceso seleccionado.

4.2.1 Reconstrucción de los jets

Todas las asociaciones calorimétricas básicas que no formen parte del leptón (electrón, muón o tau) son forzadas a formar parte de dos jets. Para ello se usa el algoritmo de Durham [3]. Los algoritmos de reconstrucción de jets más utilizados se basan en la introducción de una métrica que mide la distancia en el espacio de fases entre dos jets (donde inicialmente cualquier partícula o asociación calorimétrica se considera como un jet) y en un esquema de recombinación de dos jets para formar un pseudo-jet.

En el algoritmo de Durham la distancia entre jets se define como:

$$y_{ij} \equiv \frac{2Min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{had}^2} \tag{4.1}$$

donde E_{had} es la energía del sector hadrónico. El par de jets i y j con menor y_{ij} se combina en un nuevo jet, todos los y_{ij} se recalculan de nuevo y el procedimiento se repite iterativamente hasta que quedan exactamente dos jets.

4.2.2 Ajuste cinemático

Como tanto la energía ($\sqrt{s}$) como el momento inicial ($\vec{p}_{ini} = 0$) son conocidos, podemos usar la conservación de energía y momento para constreñir los momentos de los fermiones, de manera que se asemejen más a los valores reales.

Basándonos en el hecho de que la resolución de la energía de los detectores es gaussiana, el ajuste cinemático puede hacerse minimizando una función χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{m} \frac{(x_i^\circ - x_i)^2}{\sigma(x_i^\circ)^2} \tag{4.2}$$

m es el número de variables medidas que se ajustan, x_i° es la cantidad medida, x_i es el valor reconstruido mediante el ajuste y $\sigma(x_i^\circ)$ es la resolución con la que se mide x_i°.

En la minimización se deben satisfacer un conjunto de ligaduras que involucran a las variables x_i y que se incorporan a la función χ^2 usando el método de los multiplicadores de Lagrange.

Se ha decidido mantener fijas en el ajuste las direcciones de los jets y el leptón, es decir, los ángulos reconstruidos coincidirán con los medidos. Para los jets, la magnitud $\beta = \frac{|\vec{p}|}{E}$ se mantiene constante, de manera que si tras la minimización el nuevo valor de la energía de un jet es E, el módulo del momento será $|\vec{p}| = \beta E$. Finalmente, los leptones (electrones, muones o taus) se consideran sin masa: $|\vec{p}| = E$. Teniendo en cuenta estas premisas, las variables que se han de reconstruir para que los momentos de los cuatro fermiones queden determinados son las energías de los dos jets, la energía del leptón y la dirección y energía del neutrino.

En el caso $e\nu_e q\bar{q}$ y $\mu\nu_\mu q\bar{q}$ las variables ajustadas son las energías de los dos jets y la energía del leptón, mientras que las ligaduras que deben satisfacer son la conservación de energía y momento:

$$\begin{aligned} \vec{p}_l + \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} + \vec{p}_\nu &= 0 \\ E_l + E_{j_1} + E_{j_2} + E_\nu &= \sqrt{s} \end{aligned} \tag{4.3}$$

y la relación entre las masas invariantes reconstruidas de los dos bosones W:

$$\begin{aligned} m_{l\nu} &= \sqrt{(\sqrt{s} - (E_{j_1} + E_{j_2}))^2 - (\vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2})^2} \\ m_{j_1 j_2} &= \sqrt{(E_{j_1} + E_{j_2})^2 - (\vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2})^2} \end{aligned} \tag{4.4}$$

$$m_{l\nu} - m_{j_1 j_2} = 0 + \mathcal{O}(\Gamma_{\mathrm{W}}) \tag{4.5}$$

Γ_{W} es la anchura del W, cuyo valor es 2.06 ± 0.06 GeV [1] .

La energía y la dirección del neutrino no son variables ajustadas sino que se obtienen de las relaciones 4.3. Estas cuatro ligaduras, tras extraer las variables del neutrino, quedan reducidas a una sola al imponer que el neutrino no tiene masa:

$$|\vec{p}_\nu| = E_\nu \quad \Rightarrow \quad |\vec{p}_l + \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2}| = \sqrt{s} - (E_l + E_{j_1} + E_{j_2}) \tag{4.6}$$

A este ajuste con dos ligaduras (4.6 y 4.5) se le llamará 2C.

En los sucesos $\tau\nu_\tau q\bar{q}$ la energía del tau se desconoce mientras que su dirección queda bien determinada si suponemos que coincide con la de sus productos de desintegración visibles. La energía del tau queda unívocamente determinada a partir de la expresión 4.6. En este caso se ha perdido un grado de libertad y quedará una sola ligadura (4.5). Este ajuste será llamado 1C.

En la muestra de sucesos $l\nu q\bar{q}$ utilizada en este análisis (capítulo 3) no son distinguibles los electrones y muones provenientes de un W o de la desintegración de un tau. No sabemos pues a priori cuál de los dos ajustes, 1C o 2C, debe ser utilizado. Sobre los sucesos en los que se ha encontrado un jet tauónico aplicamos el ajuste cinemático 1C, y sobre el resto de sucesos el 2C. En este último caso si $\chi^2 > 80$ se lleva a cabo un ajuste 1C.

Las masas invariantes del W para cada suceso se obtienen después del ajuste cinemático de acuerdo con la expresión 4.4. Debido a la imposición de la relación 4.5, ambas distribuciones $\frac{d\sigma}{dm_{l\nu}}$ y $\frac{d\sigma}{dm_{j_1 j_2}}$, están muy correlacionadas. La distribución $\frac{d\sigma}{d\bar{m}}$ donde $\bar{m} = (m_{l\nu} + m_{j_1 j_2})/2$, posee la misma información que las dos anteriores y simplifica nuestros cálculos posteriores al manejar una única distribución.

En la figura 4.1 se puede ver como mejora la resolución en la masa invariante media en casi un factor 4 para el canal $l\nu q\bar{q}'$. La mejora conseguida en la resolución de la energía hadrónica también se muestra en dicha figura.

Los sucesos en los que los fermiones han sido mal reconstruidos son rechazados si requerimos que la probabilidad del ajuste cinemático sea mayor que el 1%. Como se puede ver en la figura 4.2, también se elimina gran parte de la contaminación. El acuerdo entre datos y Monte Carlo mejora al suprimir estos sucesos.

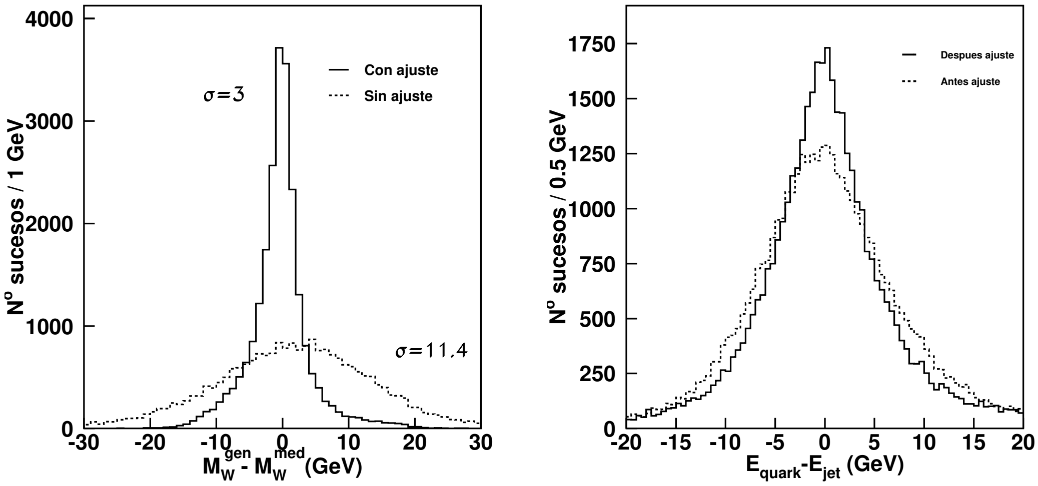


Figura 4.1: En la figura de la izquierda se muestra la resolución de la masa invariante con y sin ajuste cinemático. A la derecha se muestra la resolución de la energía hadrónica de los sucesos antes y después del ajuste cinemático.

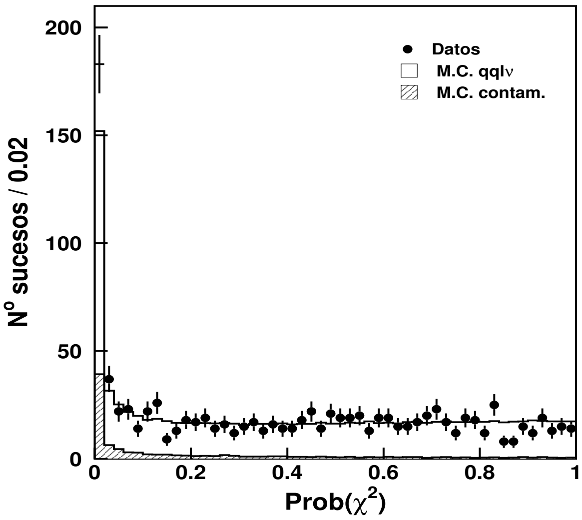


Figura 4.2: Probabilidad del ajuste cinemático

4.3 Método de Repesado

Una vez que tenemos la distribución de la masa invariante para los datos recogidos en el detector, debemos encontrar el valor del parámetro M_{W} que da lugar al espectro de masas que mejor describe el obtenido en datos. La predicción de la distribución de masas invariantes, para un valor dado M_{W} y dentro del Modelo Estándar, se obtiene mediante una muestra de sucesos Monte Carlo.

El ajuste de la distribución Monte Carlo a la de datos se hace mediante una función de máxima verosimilitud:

$$L(\bar{m}, M_{\mathrm{W}}) = \prod_{i}^{N_d} p(\bar{m}_i, M_{\mathrm{W}}) \tag{4.7}$$

donde N_d es el número de sucesos seleccionados en la muestra de datos y $p(\bar{m}_i, M_{\mathrm{W}})$ es la densidad de probabilidad del suceso de datos i con masa invariante media $\bar{m}_i$ para un valor determinado de M_{W}. Esta densidad se obtiene del Monte Carlo, y tiene en cuenta las contribuciones de la señal $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \rightarrow l\nu q\bar{q}$ y de los procesos contaminantes. Se puede escribir de la siguiente forma:

$$p(\bar{m}_i, M_{\mathrm{W}}) = \frac{1}{\sigma^{\mathrm{WW}}(M_{\mathrm{W}}) + \sigma^{FD}} \left[\frac{d\sigma^{\mathrm{WW}}(M_{\mathrm{W}})}{d\bar{m}_i} + \frac{d\sigma^{FD}}{d\bar{m}_i} \right] \tag{4.8}$$

σ^{WW} y σ^{FD} son las secciones eficaces de la señal y del fondo, respectivamente.

Debemos encontrar el valor de M_{W} para el cual la función $-2\, lnL(M_{\mathrm{W}})$ toma su valor mínimo. Las técnicas de repesado proporcionan una manera rápida y sencilla de conocer $p(\bar{m}_i, M_{\mathrm{W}})$ para cualquier valor de M_{W}.

Partiendo de una muestra de sucesos Monte Carlo $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ generada con un valor dado de M_{W}^{gen}, el espectro de masas para otro valor de la masa del W, M_{W}^{new}, se obtiene asignando a cada suceso un factor de repesado con el que entra en el nuevo espectro. Este factor es el cociente entre la probabilidad de que un suceso sea producido con el nuevo valor de M_{W} y la probabilidad de que este mismo suceso se produzca con el valor inicial M_{W}^{gen}. La probabilidad de producción viene dada por el valor de la sección eficaz de producción de pares W, que, de acuerdo con la ecuación 1.6, se puede escribir como:

$$P(s, M_{\mathrm{W}}; m_{l\nu}, m_{jj}) \propto \rho(M_{\mathrm{W}}; m_{l\nu})\ \rho(M_{\mathrm{W}}; m_{jj})\ \sigma_0(s; m_{l\nu}, m_{jj}) \tag{4.9}$$

Por tanto, los valores $m_{l\nu}$ y m_{jj} están distribuidos según la función Breit-Wigner que aparece en la expresión 1.7 y el factor de repesado, w_j, es:

$$w_j = \frac{\rho(\Gamma_{\mathrm{W}}^{new}, M_{\mathrm{W}}^{new}; m_{l\nu}^j)\ \rho(\Gamma_{\mathrm{W}}^{new}, M_{\mathrm{W}}^{new}; m_{jj}^j)}{\rho(\Gamma_{\mathrm{W}}^{gen}, M_{\mathrm{W}}^{gen}; m_{l\nu}^j)\ \rho(\Gamma_{\mathrm{W}}^{gen}, M_{\mathrm{W}}^{gen}; m_{jj}^j)} \tag{4.10}$$

En este caso $m_{l\nu}^j$ y m_{jj}^j se calculan a nivel generador. La anchura del W se mantiene constante excepto cuando se hace el ajuste simultáneo de M_{W} y Γ_{W}.

La densidad de probabilidad se calcula mediante un método de cajas. La sección eficaz diferencial se determina promediando el número de sucesos Monte Carlo (pesados con el factor w_j) dentro de una caja de anchura Δ_i alrededor de cada suceso de datos i:

$$\frac{d\sigma^{\mathrm{WW}}(M_{\mathrm{W}}^{new})}{d\bar{m}_i} = \frac{1}{\mathcal{L}_{MC}} \frac{1}{\Delta_i} \sum_{j \in \Delta_i} w_j(M_{\mathrm{W}}^{gen}, M_{\mathrm{W}}^{new}) \tag{4.11}$$

$\mathcal{L}_{MC}$ es la luminosidad del Monte Carlo [1]. Se usan cajas de anchura variable requiriendo que el número de sucesos Monte Carlo por caja sea constante.

La sección eficaz total de la señal para un valor M_{W}^{new} del parámetro es:

$$\sigma^{\mathrm{WW}}(M_{\mathrm{W}}^{new}) = \frac{1}{\mathcal{L}_{MC}} \sum_{j=1}^{N_{MC}} w_j(M_{\mathrm{W}}^{gen}, M_{\mathrm{W}}^{new}) \tag{4.12}$$

donde N_{MC} es el número de sucesos de Monte Carlo aceptados tras la selección.

4.3.1 Tamaño de las cajas

El tamaño de las cajas depende de la estadística del Monte Carlo con que contemos. Una estadística pequeña de sucesos Monte Carlo introduce un sesgo en el resultado del ajuste y subestima el error estadístico.

En la figura 4.3 se muestra como varía el valor de la medida dependiendo del tamaño de la caja. Puede observarse que existe una zona donde el resultado es estable y no depende en gran medida del tamaño de la cajas.

En este estudio se han utilizado cajas de 1100 sucesos, que tienen un tamaño en el pico de la distribución de aproximadamente ±30 MeV.

[1] La luminosidad del Monte Carlo es igual al número de sucesos generados dividido por la sección eficaz del proceso correspondiente.

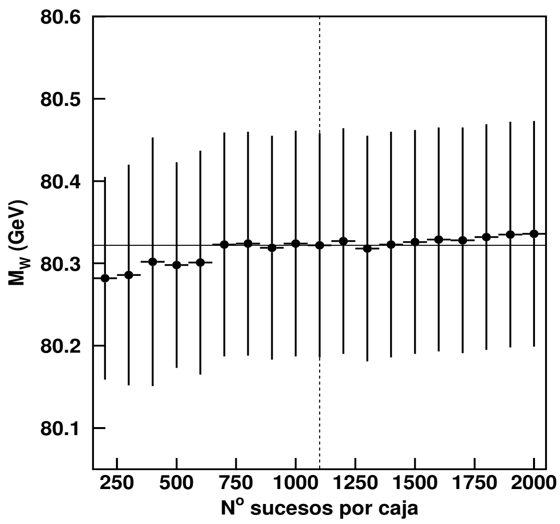


Figura 4.3: Medida de M_{W} para diferentes valores del número de sucesos Monte Carlo por caja. La linea punteada indica el número de sucesos por caja utilizado en este estudio.

4.3.2 Linealidad

El método de repesado proporciona una medida del parámetro M_{W} sin sesgo, en cuanto que el Monte Carlo describe la radiación fotónica y los efectos del detector, resolución y aceptancia correctamente.

Para estudiar la ausencia de sesgo, utilizamos dos muestras Monte Carlo independientes, generadas con $M_{\mathrm{W}} = 80.25$ GeV y $M_{\mathrm{W}} = 80.75$ GeV, y con una luminosidad integrada de aproximadamente 6000 pb^{-1}. Como muestra de referencia se usan sucesos Monte Carlo generados con $M_{\mathrm{W}} = 80.5$ GeV. Como puede verse en la figura 4.4-a, el ajuste reproduce bien los valores de los parámetros. Si se ajusta a los puntos de la gráfica una recta del tipo: $M_{\mathrm{W}}^{med} = P_1 + P_2(M_{\mathrm{W}}^{real} - 80.5)$, puede verse que la linea ajustada es compatible con la linea ideal de pendiente uno y término independiente 80.5.

Si consideramos dos muestras Monte Carlo más, generadas con $M_{\mathrm{W}} = 80$ GeV y $M_{\mathrm{W}} = 81$ GeV, y volvemos a ajustar las cuatro medidas a la recta $M_{\mathrm{W}}^{med} = P_1 + P_2(M_{\mathrm{W}}^{real} - 80.5)$ (figura 4.4-b), se observa que para masas del W muy alejadas del valor de M_{W} de la muestra de referencia, aparece un comportamiento no lineal.

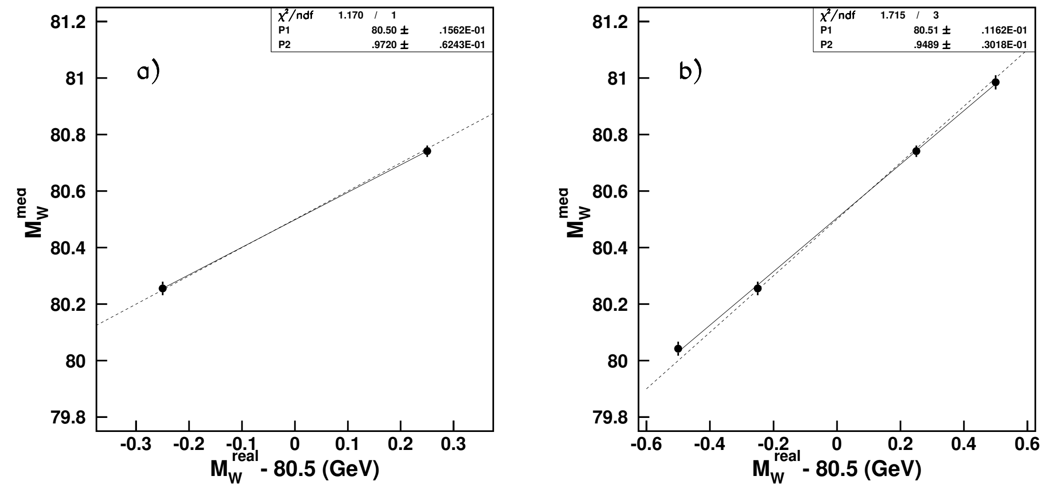


Figura 4.4: En el histograma a aparecen los valores de la masa medida para dos muestras generadas con $M_{\mathrm{W}} = 80.25$ GeV y 80.75 GeV. En el caso b, aparecen también las masas medidas para otras dos muestras con $M_{\mathrm{W}} = 80$ GeV y 81 GeV. Se han ajustado a los puntos rectas del tipo $M_{\mathrm{W}}^{med} = P_1 + P_2(M_{\mathrm{W}}^{real} - 80.5)$, los valores de los parámetros P_1 y P_2 se muestran en la parte superior de cada figura. Las líneas discontinuas corresponden al caso ideal $M_{\mathrm{W}}^{med} = M_{\mathrm{W}}^{real}$.

4.3.3 Error esperado

Para estudiar la fiabilidad de los errores dados por el ajuste y la potencia a priori del método, calculamos el error esperado.

Para ello se utilizan 112 submuestras Monte Carlo, cada una de ellas del tamaño de la muestra de datos. La figura 4.5 muestra la distribución de los errores obtenidos en el ajuste de cada muestra. El error esperado es la media de dicha distribución, que, en este caso, es igual a 134 ± 5 MeV.

En el 68% de los casos $|M_{\mathrm{W}}^{med} - M_{\mathrm{W}}^{real}|$ es menor que el error esperado.

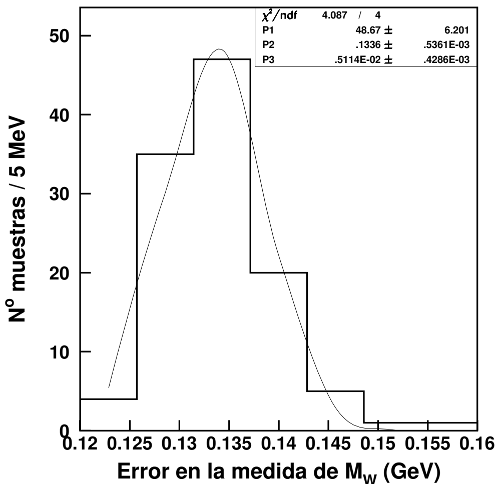


Figura 4.5: Distribución de los errores obtenidos en la medida de M_{W} para cada una de las submuestras Monte Carlo. Se ha ajustado al histograma una función gaussiana de anchura 5 MeV y centrada en 134 MeV, resultando un χ^2 igual a 1 en el ajuste.

4.4 Medida de la Masa del W

La masa del W se determina a partir de una muestra de 857 sucesos $l\nu q\bar{q}$ que corresponde a una luminosidad integrada de 176.35 pb^{-1}, recogida durante el año 1998 en el detector L3. Los detalles de la selección pueden verse en el capítulo 3. Como referencia se ha usado una muestra de 100000 sucesos Monte Carlo $l\nu q\bar{q}$, generados con $M_{\mathrm{W}} = 80.5$ GeV y $\Gamma_{\mathrm{W}} = 2.11$ GeV.

La distribución de la masa invariante observada, junto con la de referencia repesada para el valor de M_{W} que mejor se ajusta a los datos, se muestra en la figura 4.6.

El valor obtenido en el ajuste es:

$$M_{\mathrm{W}} = 80.308^{+0.136}_{-0.137}\mathrm{GeV} \tag{4.13}$$

El error estadístico coincide con el esperado, 0.134 ± 0.005 GeV. Se ha estimado la bondad del ajuste comparando los datos con los sucesos Monte Carlo repesados para el valor medido de M_{W} mediante una función χ^2. El resultado es: $\chi^2 = 52.2$ para 44 grados de libertad. Más adelante se muestra el estudio de las diferentes fuentes de error sistemático.

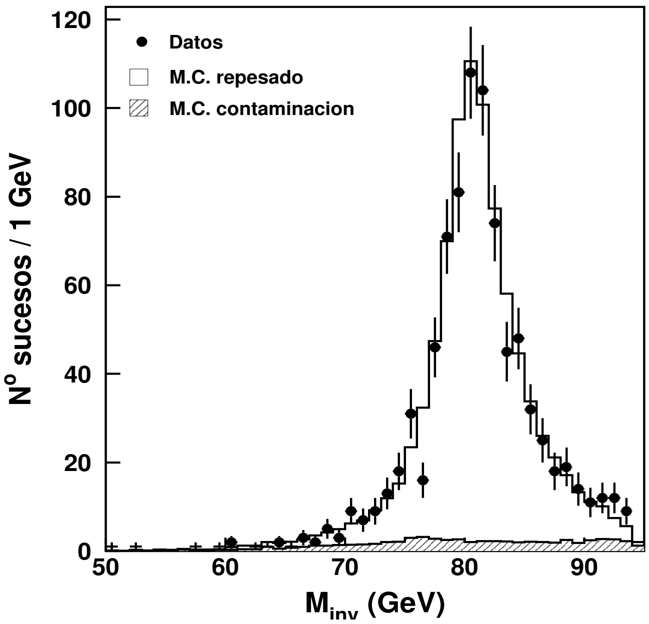


Figura 4.6: Distribución de la masa invariante media reconstruida, después de aplicar el ajuste cinemático y de cortar en Prob(χ^2)$\geq$ 0.01

4.4.1 Medida de la Masa y la Anchura del W

Se ha hecho un ajuste simultáneo de la masa, M_{W}, y la anchura, Γ_{W}, del W. Los resultados obtenidos se muestran a continuación:

$$\begin{aligned} M_{\mathrm{W}} &= 80.296 \pm 0.139 \text{ GeV} \\ \Gamma_{\mathrm{W}} &= 2.559 \pm 0.331 \text{ GeV} \end{aligned}$$

donde los errores son únicamente estadísticos.

El valor de la masa obtenido en este caso difiere en menos de 20 MeV del determinado cuando se ajusta un único parámetro.

En la figura 4.7 se muestran las curvas de nivel de la función de máxima verosimilitud en el plano (M_{W},Γ_{W}) al 68% y al 95% de nivel de confianza.

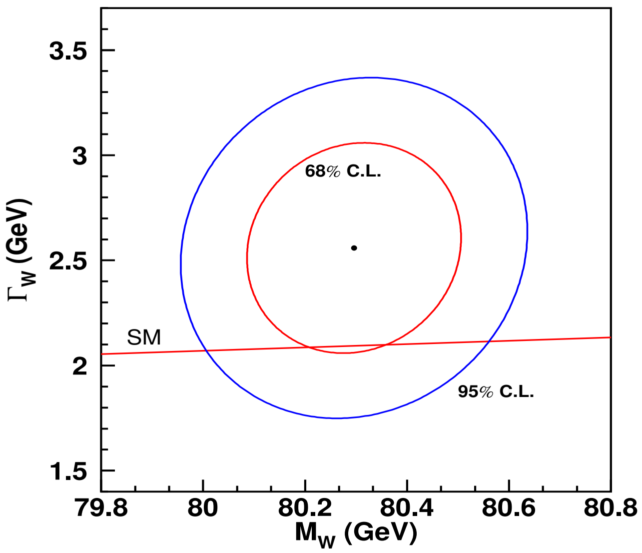


Figura 4.7: Curvas de nivel en el plano (M_{W},Γ_{W}) correspondientes a probabilidades del 68% y el 95%. La dependencia en el Modelo Estándar de la anchura con la masa: $\Gamma_{\mathrm{W}} = \frac{3\alpha}{2}\frac{M_{\mathrm{W}}}{2\sin^2\theta_W}$, se muestra como una línea recta.

4.4.2 Errores sistemáticos

Energía de LEP

Como vimos en la sección 2.1.1, la incertidumbre relativa en la energía del haz de LEP se traduce en la misma incertidumbre relativa en la medida de la masa del W. En el año 1998 la energía del haz fue conocida con un error de ± 20 MeV [4]; por tanto, la incertidumbre en la medida de la masa del W es de 17 MeV.

Correcciónes radiativas

El error sistemático debido al cálculo incompleto de la radiación de estado inicial se ha estimado comparando su implementación en los generadores Monte Carlo KORALW y EXCALIBUR. Ambos generadores utilizan diferentes esquemas en la simulación de la radiación QED. Se ha encontrado un desplazamiento relativo de $\Delta M_{\mathrm{W}} = 10$ MeV.

Para estimar como afecta la incertidumbre en la radiación de estado final a la medida de la masa, se ha vuelto a medir la masa del W utilizando una muestra de sucesos Monte Carlo sin FSR. El valor medido de M_{W} se desplaza 20 MeV. Tomamos como error sistemático la mitad de este desplazamiento.

Fragmentación

El efecto debido al modelo de fragmentación se determina comparando el modelo implementado en PYTHIA, JETSET, y el del programa HERWIG. La variación producida en el valor de la masa es $\Delta M_{\mathrm{W}} = 20$ MeV.

Energía de los jets

La calibración de la energía hadrónica no es perfecta. Comparando la energía de los jets reconstruidos con el algoritmo de Durham antes del ajuste cinemático para datos y Monte Carlo, se ha observado que la distribución de los datos se encuentra desplazada ligeramente y que es mś ancha. Para estimar cómo afecta esto a la medida de la masa, se distorsiona la distribución de la energía de cada jet de la muestra Monte Carlo. En concreto, se convoluciona la distribución de la energía de cada jet con una gaussiana desplazada 0.12 GeV y de anchura 1.27 GeV. El error que introduce es $\Delta M_{\mathrm{W}} = 10$ MeV. Las pequeñas discrepancias entre datos y Monte Carlo en la energía del leptón y las direcciones de las partículas producen efectos despreciables en la medida de la masa.

Estadística limitada de la muestra Monte Carlo

La estadística finita de la muestra Monte Carlo que repesamos puede introducir un sesgo en la medida de M_{W}. Este sesgo se ha estimado dividiendo la muestra de referencia en N partes de igual tamaño y ajustando cada muestra a los datos. La desviación cuadrática media de los resultados dividida por la raíz cuadrada del número de muestras, N, es tomada como el error sistemático. La incertidumbre que aparece es $\Delta M_{\mathrm{W}} = 20$ MeV.

Efectos de la selección

Si los cortes aplicados en la selección no afectan por igual a datos y Monte Carlo debido a la simulación inexacta de los efectos del detector, se inducirá un error sistemático en la distribución de la masa invariante y, por tanto, en el valor medido de M_{W}.

Este error sistemático puede ser estimado variando el corte en la probabilidad del ajuste cinemático (figura 4.2) y el intervalo de la masa invariante reconstruida donde se realiza el ajuste. En la figura 4.8 se muestra como varía la medida de M_{W} con el corte en la probabilidad y frente al límite inferior del intervalo de masa invariante usado, el error estadístico asociado a la variación de M_{W} es menor que 5 MeV en todos los casos.

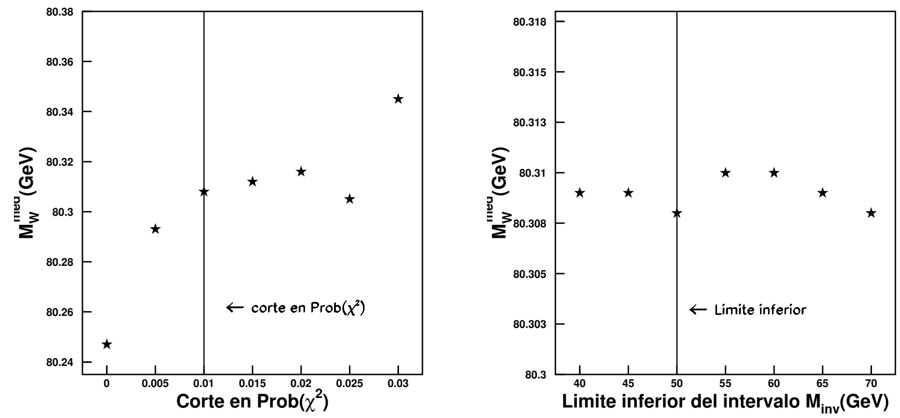


Figura 4.8: Masa del W medida en función del corte en la probabilidad del ajuste y en función del límite inferior de la ventana de la masa invariante donde se realiza la medida.

La incertidumbre asociada a la selección de la muestra es 60 MeV.

La simulación de la contaminación también puede introducir un efecto sistemático debido al error en el valor de su sección eficaz total y a posibles divergencias en la forma de la sección eficaz diferencial.

El efecto inducido por la contaminación se determina variando la sección eficaz dentro de su error, así como la forma de la distribución de la masa invariante. El error encontrado por este motivo es $\Delta M_{\mathrm{W}} = 5$ MeV.

Método de ajuste

En la sección anterior se probó la estabilidad del método de ajuste y la fiabilidad de los resultados que proporciona, concluyéndose que no introduce ningún sesgo apreciable. A pesar de esto, el valor de la medida puede variar ligeramente si se utiliza otra función para el repesado. Se ha calculado de nuevo la masa del W utilizando para el repesado de los sucesos el factor :

$$\omega_i = \frac{|\mathcal{M}(\mathbf{p_i}, M_{\mathrm{W}}^{new}, \Gamma_{\mathrm{W}}^{new})|^2}{|\mathcal{M}(\mathbf{p_i}, M_{\mathrm{W}}^{gen}, \Gamma_{\mathrm{W}}^{gen})|^2}$$

donde el elemento de matriz al cuadrado, $\mathcal{M}^2$, ha sido calculado con el programa EXCALIBUR dados los cuadrimomentos, $\mathbf{p_i}$, de los cuatro fermiones del estado final a nivel generador. Se ha encontrado una variación de 10 MeV.

Variación de la anchura del W

La medida de la masa se ha hecho sin considerar la anchura del W como un parámetro libre. Para estimar la dependencia de M_{W} con la anchura, Γ_{W}, se ha variado su valor en ± 0.10 GeV. La variación inducida en M_{W} es de 5 MeV.

Linealidad

Como se ha mostrado en la sección 4.3.2, cuando la masa real del W se aleja del valor de M_{W} en la muestra de referencia, el valor medido no coincide con el real (figura 4.4-b). El valor de M_{W} medido en este estudio está suficientemente cerca de la masa del W de la muestra de referencia como para poder considerar que la relación entre $M_{\mathrm{W}}^{\mathrm{real}}$ y $M_{\mathrm{W}}^{\mathrm{med}}$ corresponde a la mostrada en la figura 4.4-a: $M_{\mathrm{W}}^{med} = 80.50 + 0.972 \cdot (M_{\mathrm{W}}^{real} - 80.50)$. De manera que la incertidumbre debida a este hecho es: $\Delta M_{\mathrm{W}} = 6$ MeV.

Error sistemático total

En la tabla 4.1 se resumen las fuentes de error sistemático mostradas anteriormente. El error sistemático total se calcula sumando en cuadratura los errores individuales. Se ha obtenido un error sistemático total de 70 MeV.

4.5 Conclusiones

En este capítulo se ha mostrado la medida directa de la masa del W a partir de la masa invariante reconstruida en sucesos $l\nu q\bar{q}'$ recogidos por el detector L3 durante el año 1998. El valor encontrado para una energía centro de masas de 189 GeV es:

$$M_{\mathrm{W}}^{l\nu qq} = (80.31 \pm 0.14 \text{ (estad.)} \pm 0.07 \text{ (sist.)}) \text{ GeV}$$

Fuente	ΔM_{W} (MeV)
Energía de LEP	17
ISR	10
FSR	20
Fragmentación	20
Energía de los jets	10
Estadística M. C.	20
Selección	60
Contaminación	5
Factor repesado	10
Anchura W	5
Linealidad	6
Total	70

Tabla 4.1: Resumen de errores sistemáticos en la determinación de M_{W}.

Esta medida es compatible con la medida indirecta de la masa del W y, por tanto, con el Modelo Estándar. Si bien es una medida precisa y competitiva como medida individual, no es suficientemente sensible para añadir información sobre la masa del Higgs, como puede observarse en la figura 4.9. Combinando todas las medidas directas disponibles de la masa del W se alcanza un resultado que permite descartar masas del Higgs mayores que 300 GeV con el 68% de nivel de confianza (figura 4.9).

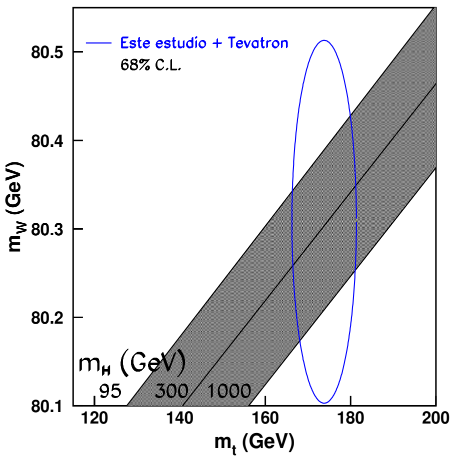
En L3 la masa del W también ha sido medida usando los sucesos $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. El resultado obtenido es: $M_{\mathrm{W}}^{q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4} = 80.66 \pm 0.10 \pm 0.12$ GeV. Combinando las medidas de M_{W} para ambos canales se obtiene el siguiente resultado:

$$M_{\mathrm{W}} = 80.48 \pm 0.10 \pm 0.06 \ \ \mathrm{GeV}$$

4.6 Medida de la Masa del W en LEP

Para obtener un valor de la masa del W con el menor error estadístico posible se combinan los resultados de los cuatro experimentos de LEP. La medida de la masa combinada, determinada por reconstrucción directa, para energías centro de masas desde 172 GeV hasta 189 GeV es [5] :

$$M_{\mathrm{W}}^{LEP} = 80.347 \pm 0.057 \ \mathrm{GeV}$$



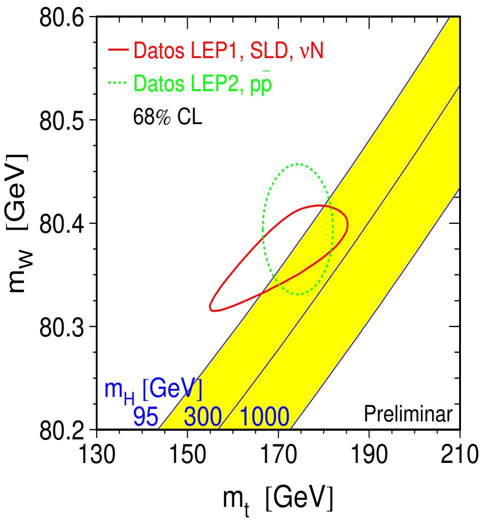


Figura 4.9: Las curvas de nivel muestran las medidas de M_{W} y m_t. En la figura de la izquierda la medida del W es la realizada en este estudio, mientras que la de m_t corresponde a Tevatron. En la figura de la derecha aparece la comparación de las medida indirectas de M_{W} y m_t (datos de LEP1+SLD+νN) (curva continua) y las medidas directas de Tevatron y LEP2 (curva punteada). Esta figura está extraída de la referencia [5]. En ambos dibujos aparece la relación de las masas en el Modelo Estándar como una función de la masa del Higgs.

con un χ^2 por grado de libertad de 19.37/21. Los errores estadístico y sistemático están sumados en cuadratura.

Cuando se combina esta medida con la obtenida a partir de la sección eficaz en el umbral de producción de dos W, se tiene:

$$M_{\mathrm{W}}^{LEP} = 80.350 \pm 0.056 \text{ GeV}$$

La medida proporcionada por los colisionadores hadrónicos es compatible con la anterior: $M_{\mathrm{W}}^{pp} = 80.448 \pm 0.062$ GeV, y combinada con la medida de LEP conduce a la media mundial del valor de la masa del W:

$$M_{\mathrm{W}}^{WA} = 80.394 \pm 0.042 \text{ GeV}$$

que puede verse en la figura 4.10.

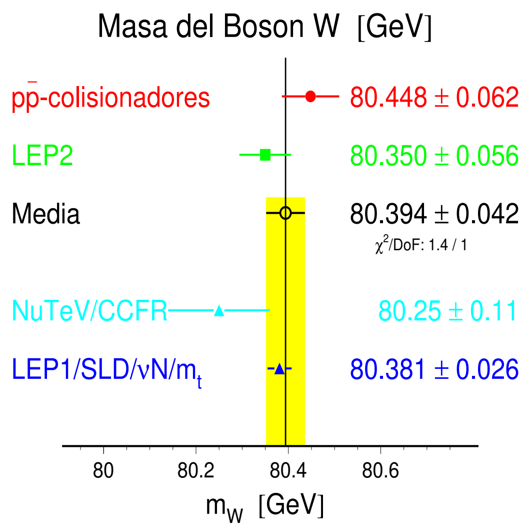


Figura 4.10: Comparación de diferentes medidas de la masa del bosón W. Las medidas directas proporcionadas por los colisionadores hadrónicos y LEP2 se combinan para dar la media mundial (banda rayada). Los dos últimos valores corresponden a medidas indirectas provenientes del ajuste de los datos de los experimentos que se citan al Modelo Estándar [5].

Esta medida precisa de la masa del W puede ser usada para comprobar la validez del Modelo Estándar. Los datos recogidos en diferentes experimentos son usados para determinar la masa del W indirectamente. Para ello, se realiza un ajuste al Modelo Estándar tomándose las medidas de gran precisión realizadas en los experimentos LEP1, SLD y νN [6] de algunos de los parámetros del Modelo Estándar, como por ejemplo, $M_{\rm Z}$, $\Gamma_{\rm Z}$ o $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$. El valor de la masa del top proporcionado por Tevatron [7] ($m_t = 173.8 \pm 5.0$ GeV) también es utilizado. La medida indirecta de la masa del W es [5]:

$$M_{\rm W}^{ind} = 80.381 \pm 0.026 \text{ GeV}$$

Como puede verse en la figura 4.10, la medida directa es compatible con el resultado de la medida indirecta y, por tanto, prueba la validez hasta el momento del Modelo Estándar.

Referencias

[1] C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1-794.

[2] D. Acciarri *et al.*, LEP Electroweak working group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP-99-15.

[3] Y. Dokshitzer, J.Phys. **G17** (1991)1481.

[4] LEP Energy Calibration Working Group, *Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1998* LEP Energy Working Group 99/01 .

[5] LEP WW Working Group *LEP WW cross-section and W mass for 1999 summer conferences.*

[6] CCFR / NuTeV Collaboration, K. McFarland *et al.*, Eur. Phys. J. **C1** (1998) 509.
NuteV Collaboration, K. McFarland, comunicación presentada en XX-XIII Recontres de Moriond, Les Arcs, France, 15-21 marzo, 1998. hep-ex/9806013. El resultado es una combinación de los resultados del NuTeV y CCFR.

[7] R. Pattridge, *Heavy Quark Production and Decay (t and b Onia)*, comunicación presentada en ICHEP 98, Vancouver, Canada, 23-28 julio, 1998.

Capítulo 5

Medida de los acoplos WWγ y WWZ

En este capítulo se muestra una medida directa de los acoplos entre tres bosones gauge : $W^+W^-\gamma$ y W^+W^-Z. Para ello se ha utilizado la muestra descrita en los capítulos anteriores. En primer lugar, se hace un pequeño recordatorio de los conceptos teóricos mostrados en el capítulo 1. En la sección 5.2, se introduce el concepto de observable óptimo. El método utilizado para medir los acoplos se explica en la sección 5.3 y los resultados se muestran en la sección 5.4.

5.1 Introducción

Como se mostró en el capítulo 1, la producción de dos bosones W a partir de la aniquilación e^+e^- incluye diagramas en canal s donde aparecen acoplos entre tres bosones gauge: WWγ y WWZ. La medida de estos acoplos no sólo servirá para comprobar la teoría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$, sino también para buscar nueva física en el sector bosónico. Cualquier teoría que, incluyendo la teoría electrodébil, incorpore nueva física más allá del Modelo Estándar, puede producir pequeñas desviaciones de los valores de los acoplos.

Las interacciones WWγ y WWZ quedan descritas de la forma más general posible por el lagrangiano 1.14. De los 14 términos independientes que forman este lagrangiano, sólo se van a considerar en este estudio aquellos que satisfacen invariancia gauge electromagnética y conservan C y P [1]. Estos acoplos se encuentran relacionados si suponemos invariancia gauge

[1] Estudios previos [2] han mostrado que en LEP2 la sensibilidad a los factores que violan

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ y tenemos en cuenta los límites impuestos por las medidas de precisión realizadas en LEP1 (ecuaciones 1.15 y 1.16). Estas relaciones dejan solamente tres acoplos independientes: g_1^{Z}, κ_γ y λ_γ, que en el Modelo Estándar y a nivel árbol toman los valores: $g_1^{\mathrm{Z}} = \kappa_\gamma = 1$ y $\lambda_\gamma = 0$. En este trabajo medimos sus desviaciones de estos valores, es decir, los llamados acoplos anómalos: Δg_1^{Z}, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ [2].

Se han realizado estudios previos sobre los acoplos anómalos en los colisionadores $p\bar{p}$, principalmente en Tevatron, por CDF [5] y D0 [6], mediante la producción WW y WZ. La sensibilidad a los acoplos en el proceso $e^+e^- \to W^+W^-$ es mucho mayor que en los colisionadores $p\bar{p}$, incluso con la moderada energía y estadística alcanzada en LEP2. Existen resultados previos publicados por los experimentos de LEP para datos recogidos a $\sqrt{s} = 161$ GeV [7], a 172 GeV [8] y a 183 GeV [9].

La sección eficaz de producción $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ depende de los acoplos anómalos que aparecen en el lagrangiano 1.14. Estos acoplos no sólo afectan a la sección eficaz total sino también a la contribución relativa de cada estado de helicidad de los bosones W [1]. Las variables del espacio de fases que contienen toda la información que puede extraerse de la estructura de helicidad de la producción y desintegración de los W son [3] : el ángulo polar de producción del W^-, θ_W; los ángulos polar y azimutal del fermión de la desintegración del W^-, θ_1^*, ϕ_1^*, en el sistema del W^- en reposo y los ángulos análogos, θ_2^*, ϕ_2^*, para el antifermión proveniente del bosón W^+ (figura 5.1).

La accesibilidad experimental a los diferentes ángulos en los sucesos observados en el detector y su sensibilidad a los acoplos anómalos depende del estado final. El canal $l\nu q\bar{q}'$ es el que proporciona una mayor información sobre los ángulos. La asignación de carga del W es correcta en un 93.5% de las veces, se conocen los ángulos del leptón y únicamente aparece una ambigüedad en los ángulos del jet por la imposibilidad de diferenciar el quark del antiquark. Por el contrario, sólo en el 75% de los sucesos $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ se emparejan correctamente los jets, y, en esos casos, el 34% de las veces no se asigna bien la carga del W.

C y P es muy pequeña, y no serán por eso tenidos en cuenta en este estudio.

[2]Los efectos a un *loop* que contribuyen a los acoplos anómalos, del orden de 10^{-3}, son demasiado pequeños para ser observados en LEP2 [3].

[3]En el límite en que la anchura del W sea pequeña y no haya radiación del estado inicial.

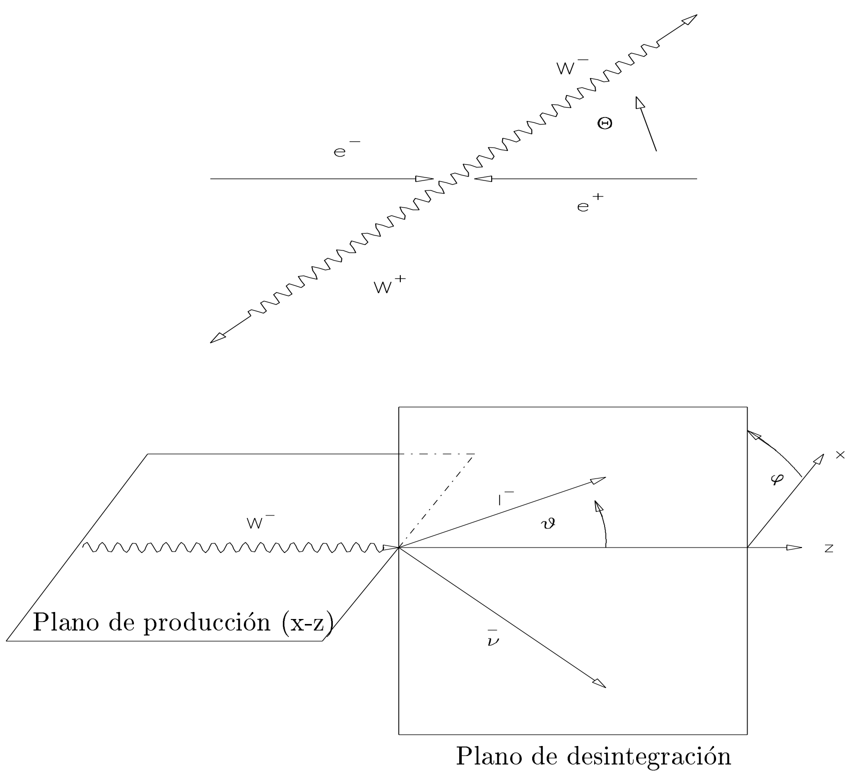


Figura 5.1: En la figura superior se muestra el plano de producción de los W,s, donde Θ es el ángulo polar de producción del W^-. En la figura inferior aparecen las coordenadas del sistema en reposo del W y los ángulos θ y ϕ del fermión, l^-, con respecto a este sistema de coordenadas.

5.2 Observables Óptimos

La sección eficaz diferencial se puede parametrizar como una función cuadrática de los acoplos anómalos:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} = c_0(\vec{\Omega}) + \sum_i^3 c_{1,i}(\vec{\Omega})\,\psi_i + \sum_i^3\sum_j^3 c_{2,ij}(\vec{\Omega})\,\psi_i\psi_j \tag{5.1}$$

donde $\vec{\Omega} = (\theta_W, \theta_1^*, \phi_1^*, \theta_2^*, \phi_2^*)$ son las variables cinemáticas del suceso y ψ_i $(i = 1, 3)$ se refiere a cada uno de los acoplos anómalos considerados en este estudio: Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ.

Los observables definidos como:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{1,i} &\equiv \frac{c_{1,i}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})} \\ \mathcal{O}_{2,ij} &\equiv \frac{c_{2,ij}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})} \end{aligned} \tag{5.2}$$

portan toda la información sobre ψ_i que contiene la distribución $d\sigma/d\vec{\Omega}$, permitiendo su determinación con la máxima precisión. Son por ello llamados observables óptimos [4].

En este análisis no consideraremos el observable $c_{2,ij}(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega})$ ya que cuando los acoplos son pequeños, $\psi_i \sim 0$, los términos cuadráticos, $c_{2,ij}(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega}) \cdot \psi_i^2$, están suprimidos y la pequeña pérdida en sensibilidad queda compensada por la ventaja de un ajuste unidimensional.

En la práctica, las variables del espacio de fases se conocen después de su reconstrucción a partir de los datos experimentales. A las variables $\vec{\Omega}$ reconstruidas las llamaremos $\vec{\mathcal{R}}$. En este caso, los observables que retienen toda la información serán los resultantes de convolucionar $\mathcal{O}_1$ y $\mathcal{O}_2$ con la función de resolución, $R(\vec{\mathcal{R}}, \vec{\Omega})$:

$$\zeta_{1,i}(\vec{\mathcal{R}}) = \frac{\int c_{1,i}(\vec{\Omega})R(\vec{\mathcal{R}},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}}{\int c_{0,i}(\vec{\Omega})R(\vec{\mathcal{R}},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}} = \int \mathcal{O}_{1,i}\,\frac{c_{0,i}(\vec{\Omega})}{\int c_{0,i}(\vec{\Omega})R(\vec{\mathcal{R}},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}}R(\vec{\mathcal{R}},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}$$

Una aproximación que simplifica considerablemente el análisis es utilizar como observable $c_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$. El uso de este observable en lugar de $\zeta_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})$ no supone una pérdida de sensibilidad en el cálculo de los acoplos anómalos como se muestra a continuación.

[4] Se llama observable óptimo al valor medio de estas distribuciones, $< \mathcal{O}_{1,i} >$, y por añadidura a las variables óptimas $\mathcal{O}_{1,i}(\vec{\Omega})$.

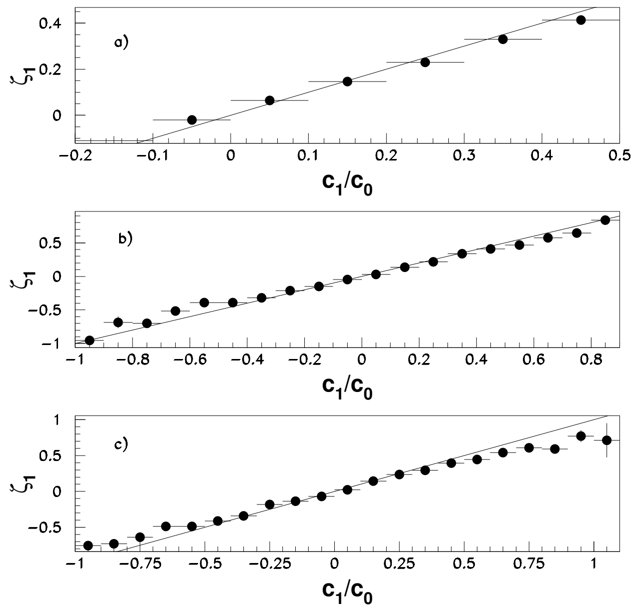


Figura 5.2: $\zeta_1(\vec{\mathcal{R}})$ en función de $c_1(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$ en tres regiones diferentes de $c_2(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$: (a) 0.00-0.10, (b) 0.10-0.25 y (c) 0.25-0.50. Los observables corresponden al acoplo Δg_1^z.

La función $\zeta_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})$ se puede estimar fácilmente mediante:

$$\zeta_1(\vec{\mathcal{R}}) \simeq \frac{1}{n_b} \sum_{i=1}^{n_b} \mathcal{O}_1$$

donde n_b es el número de sucesos Monte Carlo que pertenecen a la región **b** del plano $[c_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}}), c_{2,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})]$. En la figura 5.2 se puede ver la dependencia de $\zeta_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})$ con $c_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$ en diferentes regiones de $c_2(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$. Se observa que la discrepancia entre ambas cantidades es de aproximadamente el 7%. En la práctica, esta diferencia no da lugar a una pérdida de sensibilidad importante. Por tanto, $c_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$ puede considerarse como un observable óptimo.

El elemento de matriz al cuadrado es proporcional a la sección eficaz diferencial :

$$|\mathcal{M}(\vec{\mathcal{R}},\psi_j)|^2 \propto\ c_0(\vec{\mathcal{R}}) + c_{1,j}(\vec{\mathcal{R}})\,\psi_j + c_{2,jj}(\vec{\mathcal{R}})\,\psi_j^2$$

donde ψ_i con $i \neq j$ han sido fijados a cero. Teniendo en cuenta que las variables cinemáticas que definen el espacio de fases están relacionadas con los cuadrimomentos de los cuatro fermiones del estado final, $\vec{\mathcal{R}} = \mathbf{p} \equiv (\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4)$, el observable puede ser calculado del siguiente modo:

$$\mathcal{O}_{\psi_j} \equiv \frac{c_{1,j}(\vec{\mathcal{R}})}{c_0(\vec{\mathcal{R}})} = \frac{|\mathcal{M}(\mathbf{p},\psi_j=+1)|^2 - |\mathcal{M}(\mathbf{p},\psi_j=-1)|^2}{2\cdot|\mathcal{M}(\mathbf{p},\psi_j=0)|^2} \tag{5.3}$$

Dado el cuadrimomento para cada fermión del estado final y el valor del acoplo anómalo, el programa EXCALIBUR nos proporciona el valor del elemento de matriz. En dicho programa se encuentran implementados los seis factores de forma que preservan C y P por separado. Los momentos de los fermiones usados para calcular el observable son los reconstruidos después del ajuste cinemático que se mostró en la sección 4.1.1 .

La figura 5.3 muestra las distribuciones de los observables óptimos correspondientes a cada acoplo ψ_j, junto con la predicción del Modelo Estándar y para $\psi_j = \pm 1$.

5.3 Método de repesado

Al igual que en la medida de la masa del W, vamos a obtener el valor del parámetro ψ_j mediante un ajuste de máxima verosimilitud del observable óptimo.

Si asumimos que sólo ψ_j es distinto de cero mientras que los otros dos acoplos no se desvían de sus valores en el Modelo Estándar, la función de máxima verosimilitud utilizada es la siguiente :

$$L(\mathcal{O}_{\psi_j},\psi_j) = \frac{1}{N_d!} N(\psi_j)^{N_d}\, e^{-N(\psi_j)} \prod_{i}^{N_d}\ \rho_i(\psi_j) \tag{5.4}$$

donde N_d es el número de sucesos seleccionados y $N(\psi_j)$ es el número de sucesos esperado para un valor dado de ψ_j [5]. $\rho_i(\psi_j)$ es la densidad de probabilidad para el suceso de datos i en el espacio del observable óptimo.

[5]El número de sucesos esperado es igual a la sección eficaz aceptada tras la selección, para señal y fondo, por la luminosidad integrada a la que corresponden los datos: $N(\psi_j) = (\sigma^{WW}(\psi_j) + \sigma^{FD})\cdot\mathcal{L}_{int}$

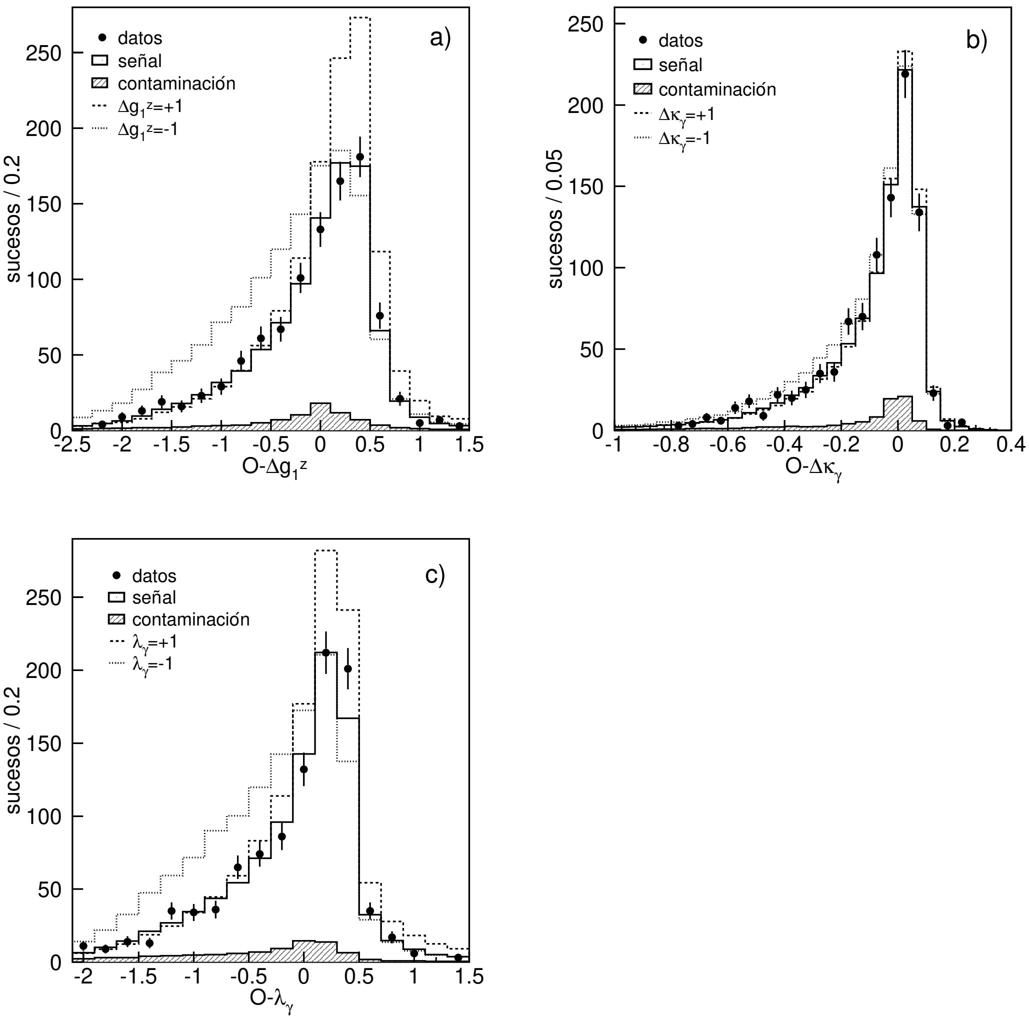


Figura 5.3: Distribución de los observables óptimos para Δg_1^Z (a), $\Delta\kappa_\gamma$ (b) y λ_γ (c) para los sucesos $l\nu q\bar{q}'$ seleccionados a 189 GeV. El histograma blanco muestra la predicción para la señal mientras que el histograma rayado se refiere a la contribución de los procesos que contaminan la muestra. Como ejemplo de los efectos de los acoplos anómalos, se muestran las distribuciones para estos observables cuando los acoplos son igual a ± 1.

Para obtener la distribución del observable óptimo para diferentes valores de ψ_j recurrimos a la técnica de repesado. Cada suceso Monte Carlo de señal se pesa con el factor:

$$\omega(\vec{\Omega}, \psi_j) = f \left(1 + \frac{c_{1,j}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_j + \frac{c_{2,jj}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_j^2\right) \tag{5.5}$$

Con el fin de tener en cuenta los efectos del detector correctamente, los sucesos se repesan a nivel generador.

Como la muestra simulada de sucesos Monte Carlo ha sido generada teniendo en cuenta únicamente los tres diagramas W^+W^-, se incluye el factor $f = c_0(\vec{\Omega})/c_0^{CC03}(\vec{\Omega})$. Los coeficientes $c_{0,1,2}(\vec{\Omega})$, sin superíndice, han sido calculados con el programa EXCALIBUR, de manera análoga a como se ha hecho para $c_{1,i}(\vec{\mathcal{R}})/c_0(\vec{\mathcal{R}})$, teniendo en cuenta todos los diagramas que contribuyen al estado final $l\nu q\bar{q}'$. Por el contrario, $c_0^{CC03}(\vec{\Omega})$ sólo incluye los diagramas W^+W^-.

Para determinar conjuntamente dos de los acoplos anómalos, fijando a cero el tercero, la densidad de probabilidad $\rho(\psi_j, \psi_k)$ ha de calcularse en un espacio de dos dimensiones : $\left(\frac{c_{1,j}(\vec{\mathcal{R}})}{c_0(\vec{\mathcal{R}})}, \frac{c_{1,k}(\vec{\mathcal{R}})}{c_0(\vec{\mathcal{R}})}\right)$, y el factor de repesado 5.5 incluirá más términos:

$$\begin{aligned}\omega(\vec{\Omega}, \psi_j, \psi_k) &= f\,(1 + \frac{c_{1,j}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_j + \frac{c_{1,k}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_k + \frac{c_{2,jj}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_j^2 \\ &\quad + \frac{c_{2,jk}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_j\psi_k + \frac{c_{2,kk}(\vec{\Omega})}{c_0(\vec{\Omega})}\,\psi_k^2)\end{aligned}$$

5.3.1 Estabilidad y fiabilidad del método

La densidad de probabilidad, $\rho_i(\psi_j)$ se determina promediando el número de sucesos Monte Carlo, tanto de señal como de fondo, que se encuentran en un intervalo en torno al suceso de datos i en el espacio del observable óptimo $\mathcal{O}_{\psi_j}$. Los intervalos o cajas se construyen de manera que el número de sucesos Monte Carlo por caja sea constante. En la figura 5.4 se muestra como varía el valor de la medida de los acoplos dependiendo del número de sucesos Monte Carlo en cada caja. El resultado es estable y no depende en gran medida de la anchura de los intervalos.

Se han hecho medidas de los acoplos para muestras Monte Carlo generadas con valores no nulos de los acoplos anómalos, correspondientes a

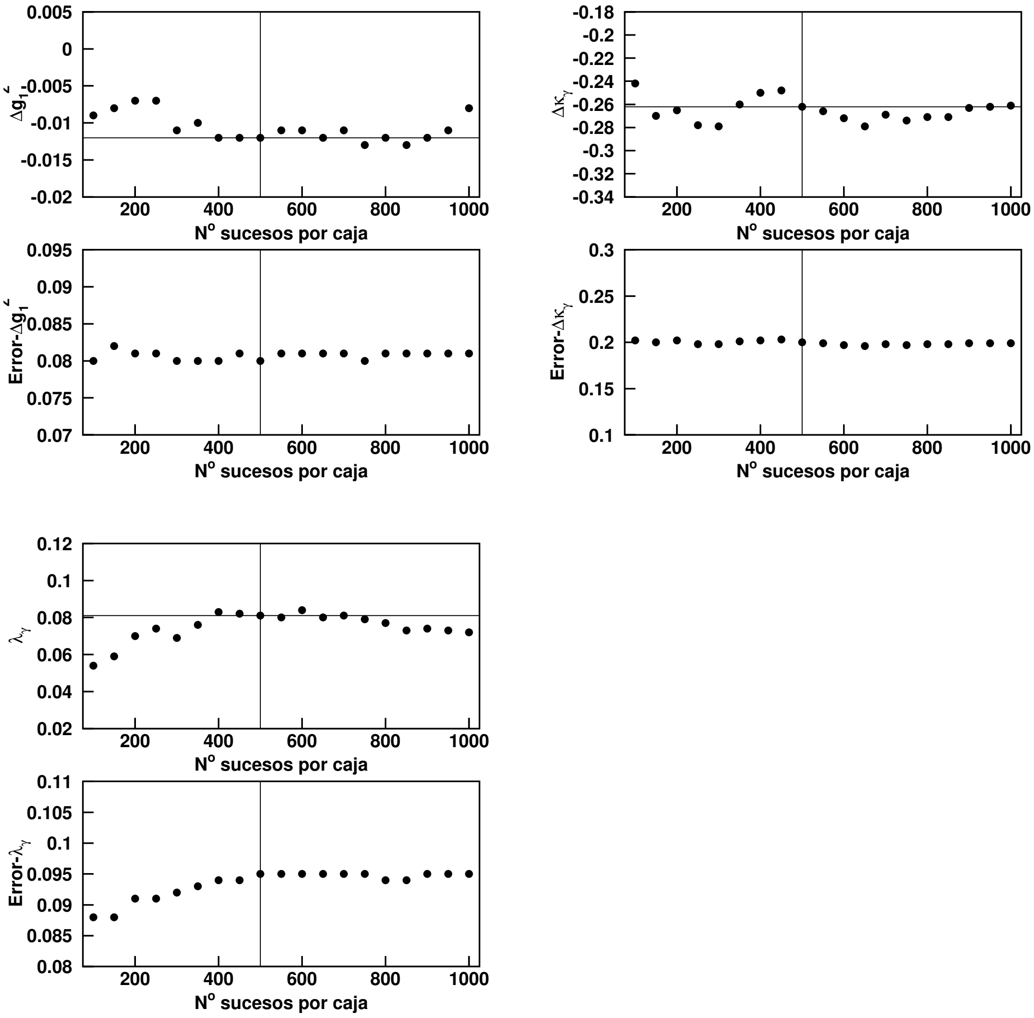


Figura 5.4: Dependencia de la medida de los acoplos Δg_1^{Z}, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ con el número de sucesos Monte Carlo que integran cada uno de los intervalos donde se define la densidad de probabilidad.

$\psi_{\text{genererado}}$	ψ_{medido}	$\psi_i \psi_j$	$\psi_i \psi_k$
$\Delta g_1^Z = +0.2$ $(\Delta\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0)$	$\Delta g_1^Z = +0.24 \pm 0.03$	$\Delta g_1^Z = +0.22 \pm 0.05$ $\Delta\kappa_\gamma = +0.07 \pm 0.12$ $\rho = -0.06$	$\Delta g_1^Z = +0.16 \pm 0.06$ $\lambda_\gamma = +0.13 \pm 0.08$ $\rho = -0.64$
$\Delta g_1^Z = -0.2$ $(\Delta\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0)$	$\Delta g_1^Z = -0.18 \pm 0.03$	$\Delta g_1^Z = -0.16 \pm 0.06$ $\Delta\kappa_\gamma = -0.00 \pm 0.24$ $\rho = -0.74$	$\Delta g_1^Z = -0.18 \pm 0.06$ $\lambda_\gamma = 0.04 \pm 0.08$ $\rho = -0.74$
$\lambda_\gamma = +0.2$ $(\Delta g_1^Z = \Delta\kappa_\gamma = 0)$	$\lambda_\gamma = +0.23 \pm 0.04$	$\lambda_\gamma = +0.13 \pm 0.08$ $\Delta g_1^Z = 0.10 \pm 0.07$ $\rho = -0.67$	$\lambda_\gamma = +0.21 \pm 0.06$ $\Delta\kappa_\gamma = 0.07 \pm 0.17$ $\rho = -0.30$
$\lambda_\gamma = -0.2$ $(\Delta g_1^Z = \Delta\kappa_\gamma = 0)$	$\lambda_\gamma = -0.19 \pm 0.03$	$\lambda_\gamma = -0.19 \pm 0.08$ $\Delta g_1^Z = 0.00 \pm 0.07$ $\rho = -0.77$	$\lambda_\gamma = -0.21 \pm 0.06$ $\Delta\kappa_\gamma = 0.13 \pm 0.21$ $\rho = -0.59$

Tabla 5.1: Resultados de la medida de diferentes acoplos anómalos sobre muestras Monte Carlo generadas con los valores de los acoplos que se indican en la tabla, donde ρ es la correlación entre dos parámetros. La medida reproduce el valor con que fueron generados de acuerdo con los errores estadísticos asociados.

una luminosidad integrada de 13000 pb^{-1} aproximadamente. Los resultados reproducen bien los valores de los acoplos con que fueron generadas (tabla 5.1).

También se han medido los acoplos anómalos para cien submuestras Monte Carlo del Modelo Estándar del tamaño de los datos, donde la contaminación ha sido tenida en cuenta. Los resultados de las medidas se muestran en la figura 5.5. La medida de Δg_1^Z y λ_γ reproduce sin ningún problema los valores del Modelo Estándar. Sin embargo la función $-2\ln L(\Delta\kappa_\gamma)$ tiene dos mínimos uno en el valor generado $\Delta\kappa_\gamma = 0$ y el segundo alrededor de $\Delta\kappa_\gamma = 0.8$. En el 10% de los casos este valor sin sentido físico es el mínimo absoluto. Como se observa en la figura 5.3 la distribución del observable $\mathcal{O}_{\Delta\kappa_\gamma}$ para $\Delta\kappa_\gamma = +1$ está muy próxima a la predicha por el Modelo Estándar. En nuestro caso, un pequeño exceso en datos sobre la predicción del Modelo Estándar hace más probable la configuración con $\Delta\kappa_\gamma = 0.8$ que para valores más cerca de $\Delta\kappa_\gamma = 0$.

5.3.2 Error esperado

El ajuste a las cien submuestras Monte Carlo sirve para evaluar la fiabilidad del error de la medida. La figura 5.6 muestra la distribución de los

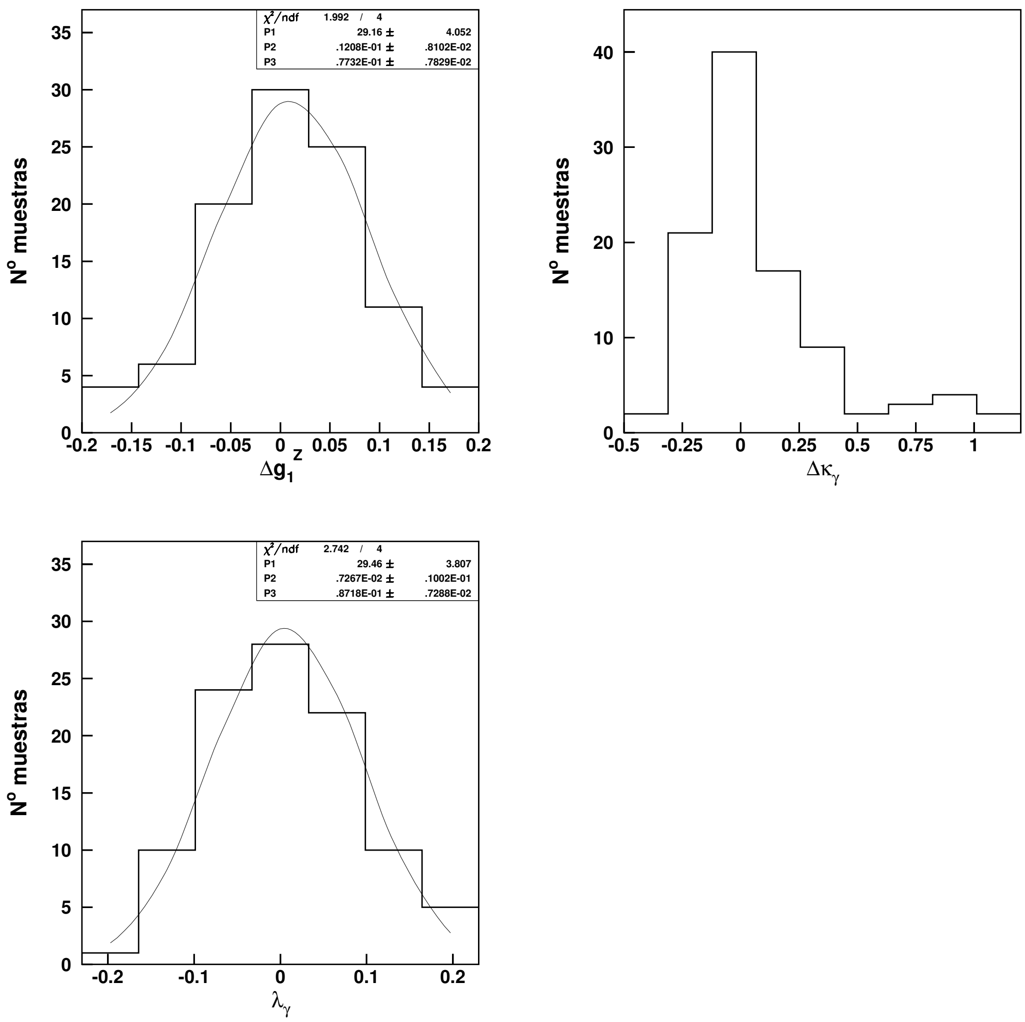


Figura 5.5: Distribución del valor central de la medida de Δg_1^Z (a), $\Delta\kappa_\gamma$ (b) y λ_γ (c) para 100 submuestras Monte Carlo generadas de acuerdo con el Modelo Estándar.

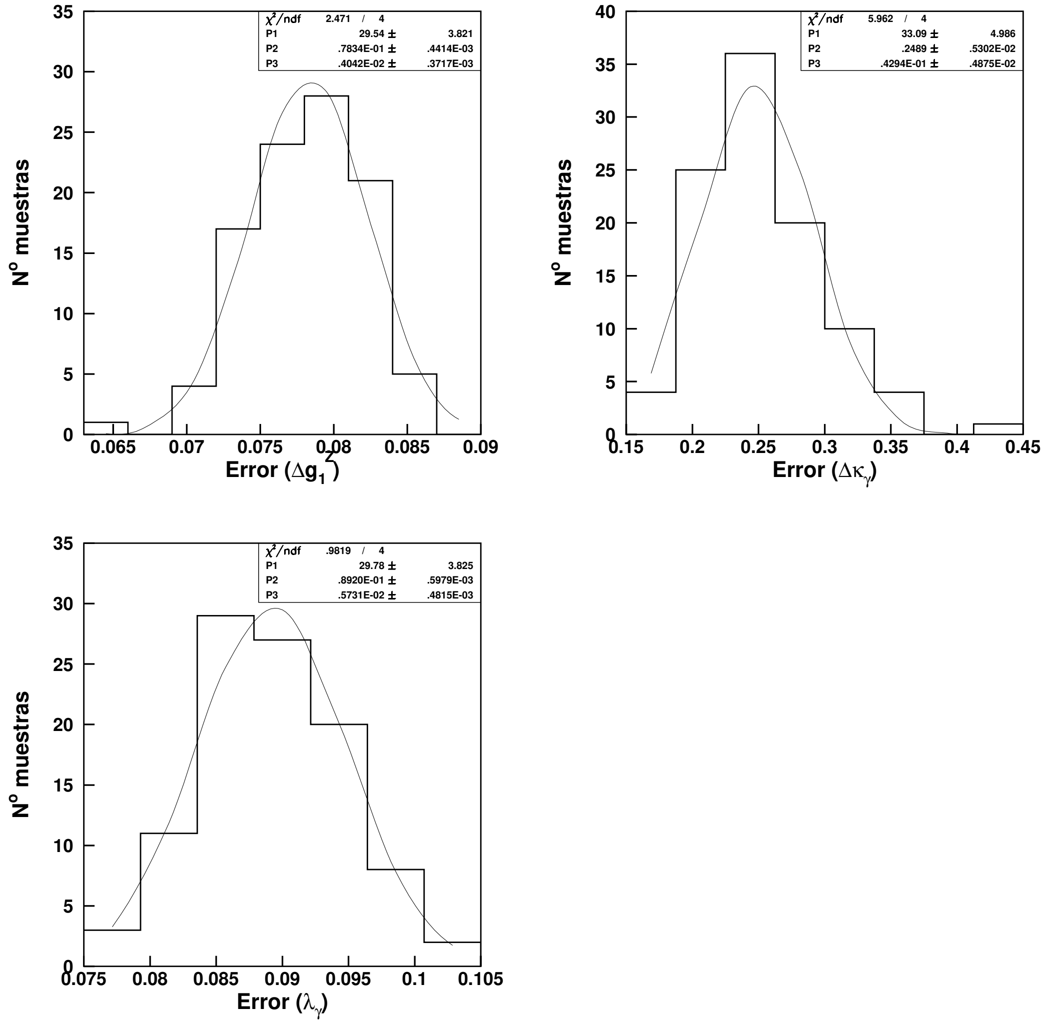


Figura 5.6: Distribución del error de la medida de Δg_1^{Z} (a), $\Delta\kappa_\gamma$ (b) y λ_γ (c) para 100 submuestras Monte Carlo generadas de acuerdo con el Modelo Estándar.

errores de cada ajuste mientras que en la figura 5.5 se puede ver la distribución de los valores centrales de las medidas. El error esperado es la media de la distribución de los errores, que coincide con la anchura de la distribución de los valores centrales.

5.4 Resultados

La medida de los acoplos anómalos Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ se ha hecho usando la muestra de sucesos semileptónicos cuya selección se muestra en el capítulo 3, producidos a una energía centro de masas de 188.6 GeV y correspondientes a una luminosidad integrada de 176.35 pb^{-1}. La muestra de referencia ha sido generada con un valor de la masa del W de 80.5 GeV y en ausencia de acoplos anómalos.

5.4.1 Ajuste a un parámetro

En primer lugar se ha ajustado cada uno de los acoplos anómalos manteniendo los otros dos igual a cero. En todos los casos el valor estimado del parámetro es compatible con cero:

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= -0.01^{+0.08}_{-0.08} \pm 0.04 \qquad (5.6)\\
\Delta\kappa_\gamma &= -0.26^{+0.22}_{-0.18} \pm 0.16 \qquad (5.7)\\
\lambda_\gamma &= +0.08^{+0.10}_{-0.09} \pm 0.08 \qquad (5.8)
\end{aligned}$$

El primer error es estadístico y el segundo sistemático. Las funciones $-\Delta \ln L(\mathcal{O}_{\psi_j}, \psi_j)$ para cada uno de los ajustes a un parámetro aparecen en la figura 5.7. Los límites obtenidos a la existencia de acoplos anómalos al 95% de nivel de confianza son:

$$\begin{aligned}
-0.164 < \; &\Delta g_1^Z < 0.152 \qquad (5.9)\\
-0.598 < \; &\Delta\kappa_\gamma < 0.248 \qquad (5.10)\\
-0.094 < \; &\lambda_\gamma < 0.276 \qquad (5.11)
\end{aligned}$$

5.4.2 Ajuste a dos parámetros

Se ha realizado un ajuste a dos parámetros manteniendo el tercero igual a cero. En la figura 5.8 se muestran las curvas de nivel que indican los límites al 68% y al 95% de nivel de confianza. Los resultados numéricos aparecen en la tabla 5.2.

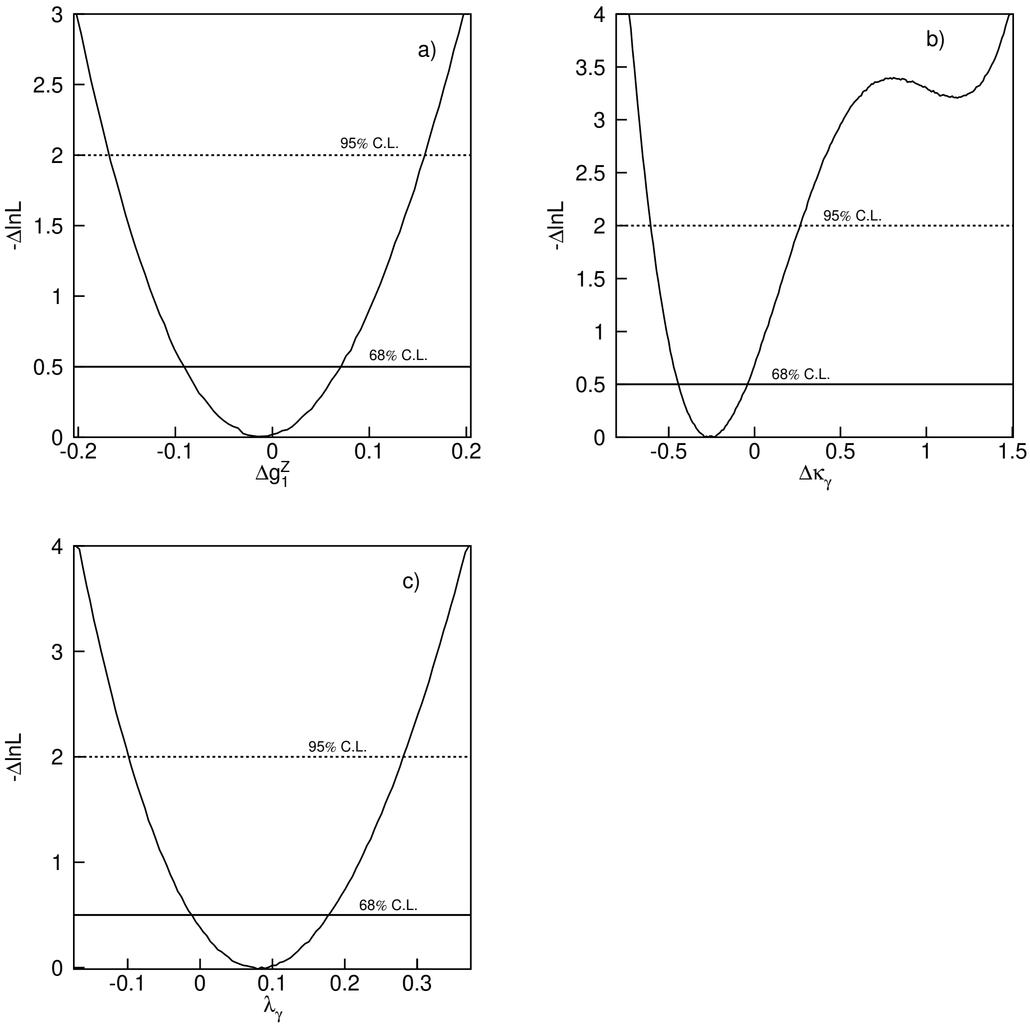


Figura 5.7: Funciones de máxima verosimilitud para los ajustes a los parámetros: a) Δg_1^Z, b) $\Delta\kappa_\gamma$ y c) λ_γ

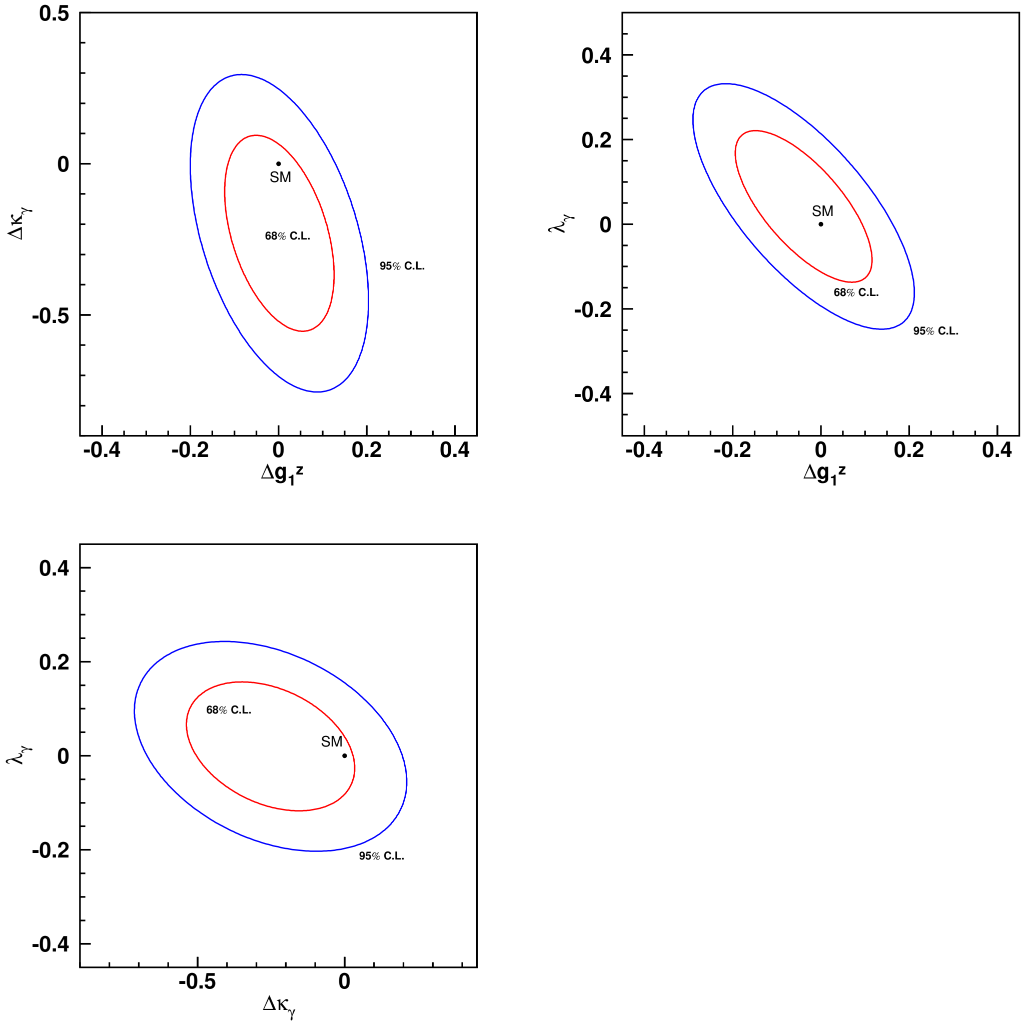


Figura 5.8: Curvas de nivel al 68% y 95% de nivel de confianza para el ajuste a dos parámetros: (a) Δg_1^Z y $\Delta\kappa_\gamma$ con $\lambda_\gamma = 0$; (b) Δg_1^Z y λ_γ con $\Delta\kappa_\gamma = 0$; (c) $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ con $\Delta g_1^Z = 0$.

Acoplos Anómalos	Límite 68%	Límite 95%
Δg_1^Z	$-0.275 < \Delta g_1^Z < 0.119$	$-0.322 < \Delta g_1^Z < 0.189$
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.498 < \Delta\kappa_\gamma < 1.118$	$-0.637 < \Delta\kappa_\gamma < 1.281$
$(\lambda_\gamma = 0)$	$\rho = -0.425$	
Δg_1^Z	$-0.194 < \Delta g_1^Z < 0.12$	$-0.284 < \Delta g_1^Z < 0.217$
λ_γ	$-0.137 < \lambda_\gamma < 0.226$	$-0.241 < \lambda_\gamma < 0.339$
$(\Delta\kappa_\gamma = 0)$	$\rho = -0.704$	
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.51 < \Delta\kappa_\gamma < 0.097$	$-0.649 < \Delta\kappa_\gamma < 0.539$
λ_γ	$-0.117 < \lambda_\gamma < 0.16$	$-0.202 < \lambda_\gamma < 0.249$
$(\Delta g_1^Z = 0)$	$\rho = -0.338$	

Tabla 5.2: Límites a la existencia de acoplos anómalos al 68% y 95% de nivel de confianza, cuando se han ajustado dos de ellos manteniendo el tercero a cero. El parámetro ρ indica la correlación entre ambos.

5.4.3 Errores sistemáticos

Los errores sistemáticos en la medida de los acoplos anómalos se determinan siguiendo el mismo procedimiento que en el caso de la medida de la masa del W (sección 4.3). En la tabla 5.3 aparecen resumidos los errores sistemáticos obtenidos para cada acoplo.

Fuente	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Energía de LEP	0.003	0.004	0.004
ISR	0.03	0.03	0.01
FSR	0.01	0.1	0.01
Fragmentación	0.01	0.02	0.03
Energía de los jets	0.003	0.02	0.01
Estadística M.C.	0.01	0.03	0.01
Selección	0.01	0.11	0.07
Contaminación	0.001	0.01	0.002
Masa W	0.01	0.03	0.02
Total	0.04	0.16	0.08

Tabla 5.3: Errores sistemáticos en la determinación de Δg_1^Z,$\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ.

En este caso, el error sistemático debido a la energía de LEP se estima variando la energía centro de masas en el ajuste cinemático dentro de su error: 20 MeV. Por otro lado, existe una incertidumbre asociada al valor de la masa del W, ya que interviene en el cálculo del elemento de matriz. Para los datos reales, se introduce en EXCALIBUR el valor de la masa con el que fueron generados los sucesos Monte Carlo, es decir, 80.5 GeV. El error sistemático debido a la masa del W se determina variando su valor en el intervalo 80.5 ± 0.25 GeV cuando se calcula el elemento de matriz para cada uno de los sucesos de datos.

5.5 Conclusiones

Los resultados mostrados en la sección anterior están de acuerdo con el Modelo Estándar e implican la existencia de acoplos entre los bosones gauge de la teoría electrodébil.

La contribución a los acoplos entre tres bosones gauge de otros modelos diferentes del Modelo Estándar queda constreñida a los límites que se muestran en las expresiones 5.12-5.14 y/o en la tabla 5.2. En concreto, estos resultados excluyen totalmente la teoría de Kaluza-Klein [10] en la que $\Delta\kappa_\gamma = -3$. Por otro lado, como se vio en el capítulo 1, de la medida de los acoplos anómalos se puede estimar el valor del radio de un posible W compuesto (ecuación 1.17). La medida de $R_{\rm W}$ no muestra evidencia de que el bosón W sea un objeto extenso:

$$R_{\rm W} = (0.4 \pm 3.0) \cdot 10^{-16} \text{ cm}$$

Los límites conseguidos para los acoplos anómalos en este estudio mejoran notablemente las medidas tomadas hasta el año 1998. En la tabla 5.4 se muestran los resultados de cada uno de los experimentos de LEP, para energías desde 161 GeV hasta 183 GeV, y de DØ de Tevatron [11] [6] [7] [8] [9].

Para $\sqrt{s} = 189$ GeV existen resultados preliminares [12]. Combinando las medidas para los canales semileptónico y hadrónico, ALEPH, DELPHI y OPAL han obtenido los resultados que se muestran en la figura 5.9. En la misma figura se pueden ver también los valores obtenidos por DØ y el resultado obtenido en este trabajo. Se observa que los resultados obtenidos en LEP son más precisos que los proporcionados por DØ y que la medida llevada a cabo en este estudio, con solamente el canal semileptónico, es casi tan precisa como las del resto de experimentos de LEP. Los resultados obtenidos cuando se combina esta medida con la obtenida de los sucesos hadrónicos seleccionados en L3 son $\Delta g_1^{\rm Z} = -0.00 \pm .07$, $\Delta\kappa_\gamma = -0.22 \pm .19$ y $\lambda_\gamma = -0.03 \pm 0.08$.

Parámetro	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	DØ
Δg_1^Z		$0.04^{+0.14}_{-0.14}$	$-0.03^{+0.18}_{-0.16}$	$-0.02^{+0.12}_{-0.11}$	
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.02^{+0.28}_{-0.33}$	$0.34^{+0.26}_{-0.28}$	$0.16^{+0.40}_{-0.35}$	$0.19^{+0.47}_{-0.37}$	$-0.08^{+0.34}_{-0.34}$
λ_γ	$0.05^{+0.50}_{-0.51}$	$-0.07^{+0.19}_{-0.16}$	$0.01^{+0.19}_{-0.17}$	$-0.08^{+0.13}_{-0.12}$	$0.00^{+0.10}_{-0.10}$

Tabla 5.4: Resultados de la medida de los parámetros Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ, obtenidos por los diferentes experimentos de LEP para energías centro de masas de 161, 172 y 183 GeV. También se muestran los resultados obtenidos por el experimento DØ para $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ.

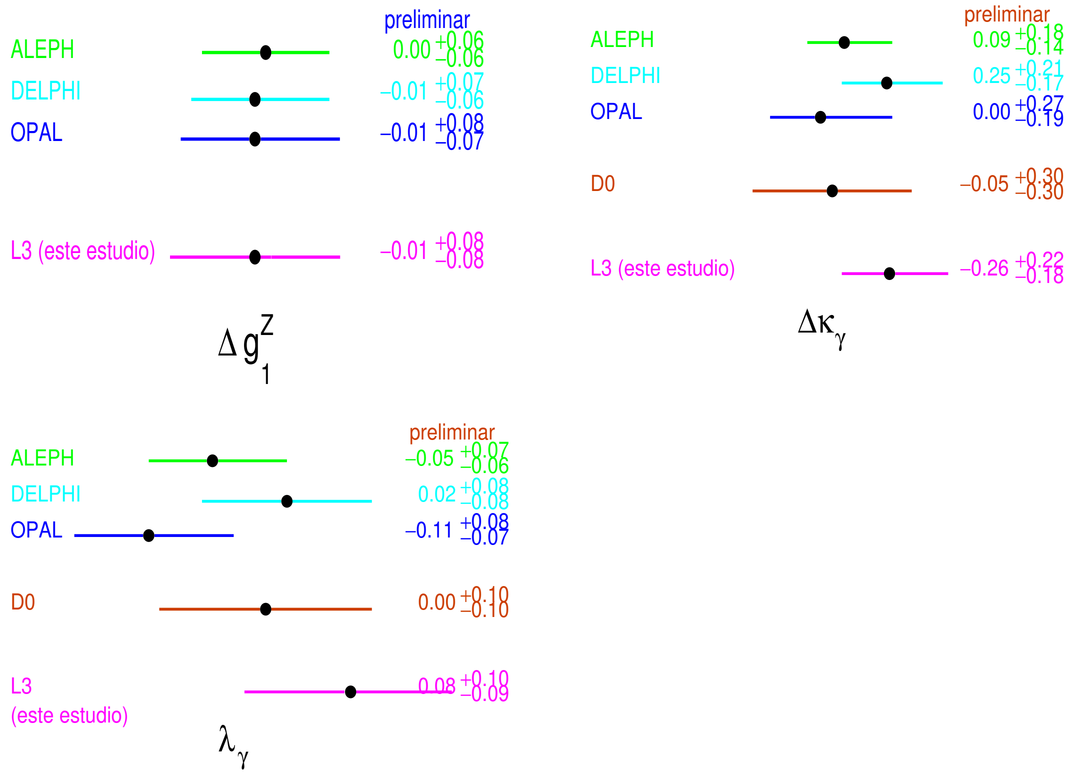


Figura 5.9: Comparación de las medidas de Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ obtenidas por los cuatro experimentos de LEP para $\sqrt{s} = 189$ GeV y los resultados de $D\emptyset$ para $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ. También se muestra el valor de la combinación de todas estas medidas.

Referencias

[1] K. Hagiwara, R.D. Peccei y D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.

[2] W.J. Marciano y A. Queijeiro, Phys. Rev. **D33** (1986) 3449;
G. Gounaris, D. Schildknecht, Phys. Lett. **263** (1991) 291.

[3] A.B. Lahanas y V.C. Spanos, Phys. Lett. **B334** (1994) 378.

[4] D. Bardin *et al.*, *Physics at LEP2*, G. Altarelli, T. Sjöstrand y F. Zwirner, eds., CERN 96-01 (1996) vol. 1.

[5] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4536.

[6] D0 Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 31102;
D0 Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. ReV. D accepted.
[7] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 158;
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B398** (1997) 223.
OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 147;

[8] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B422** (1998) 369;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B423** (1998) 194;
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B413** (1997) 176;
OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 597.
[9] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 191;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B459** (1999) 382;
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. accepted, CERN-EP/99-131 (1999).
[10] O. Klein, Surveys High Energ. Phys. **5** (1986) 269.
[11] LEP Electro-Weak Working Group, *A Combination of Preliminary Measurements of Triple Gauge Boson Coupling Parameters Measured by the LEP and DØ Experiments*, LEPEWWG/TGC/98-02 (1998).
[12] Contribuciones a HEP-EPS'99, Tampere, Finlandia, 1999.
ALEPH 99-019, CONF 99-014.
DELPHI 6-359.
OPAL PN375.
L3 2378.
[13] Resultados presentados en XXXIV Rencontres de Moriond, Les Arcs, Francia, 14-20 marzo, 1999.

Conclusiones

En este trabajo se ha analizado una muestra de sucesos $e^+e^- \to \mathrm{W^+W^-} \to l\nu q\bar{q}'$ producidos a una energía centro de masas de 189 GeV y recogidos en el detector L3 durante el año 1998. El procedimiento de selección de la muestra aparece en el capítulo 3 de esta memoria.

Dicha muestra ha sido utilizada para hacer medidas de diferentes parámetros con el objetivo de comprobar el Modelo Estándar.

En primer lugar, se ha medido la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W^+W^-} \to l\nu q\bar{q}'$ para una energía centro de masas de 189 GeV. Suponiendo universalidad leptónica, el valor obtenido es:

$$\sigma^{CC03}_{l\nu\bar{q}q} = 7.27 \pm 0.25 \text{ (estad.)} \pm 0.11 \text{ (sist.) pb}$$

que está de acuerdo con la predicción del Modelo Estándar (7.29 pb). Este resultado descarta modelos que no incluyan los vértices WWZ y WWγ, necesarios para que se produzcan las cancelaciones que evitan la violación de unitariedad a altas energías.

La masa del bosón W también ha sido medida, obteniéndose un valor de:

$$M_{\mathrm{W}} = 80.31 \pm 0.14 \text{ (estad.)} \pm 0.07 \text{ (sist.) GeV}$$

Este resultado es compatible con la medida indirecta obtenida del ajuste al Modelo Estándar y con las medidas directas realizadas por otros experimentos.

Finalmente, se han medido directamente los acoplos WWZ y WWγ. En concreto, se han estudiado los tres acoplos anómalos independientes que conservan C y P y mantienen la invariancia gauge $\mathrm{SU(2)}_L\times$ $\mathrm{U(1)}_Y$: Δg_1^{Z}, $\Delta\kappa_\gamma$ y λ_γ. Para todos ellos se han obtenidos resultados compatibles con cero:

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^{\mathrm{Z}} &= -0.01^{+0.08}_{-0.08} \pm 0.04 \\
\Delta\kappa_\gamma &= -0.26^{+0.22}_{-0.18} \pm 0.16 \\
\lambda_\gamma &= +0.08^{+0.10}_{-0.09} \pm 0.08
\end{aligned}$$

Las contribuciones a estos acoplos anómalos de teorías que incorporan nueva física quedan limitadas a los siguientes intervalos:

$$\begin{aligned}
-0.164 < \; &\Delta g_1^{\mathrm{Z}} < 0.152 \\
-0.598 < \; &\Delta\kappa_\gamma < 0.248 \\
-0.094 < \; &\lambda_\gamma < 0.276
\end{aligned}$$

Todas las medidas llevadas a cabo en este trabajo están de acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar dentro de la sensibilidad experimental. La medida de los acoplos anómalos sirve para constreñir la contribución de otras teorías, mientras que la medida de la masa del bosón W, combinada con los resultados del resto de experimentos de LEP, sirve para poner límites al valor de la masa del Higgs.

Apéndice A

Sección Eficaz del proceso $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$

La sección eficaz del proceso de aniquilación e^+e^- que da lugar a dos bosones virtuales W con masas invariantes al cuadrado s_1 y s_2, al orden más bajo, es igual a :

$$
\begin{aligned}
\sigma_0(s; s_1, s_2) &= \frac{1}{64\ \pi\ s^2}(-\frac{2}{s_1 s_2})\ (C_s\ G_s(s; s_1, s_2) \\
&\quad + C_t\ G_t(s; s_1, s_2) + C_{st}\ G_{st}(s; s_1, s_2))
\end{aligned}
$$

Las expresiones de los coeficientes C_i se muestran a continuación:

$$
\begin{aligned}
C_s &= \frac{e^4}{s^2} + \frac{g^4}{16}\frac{a^2+b^2}{(s-M_Z^2)^2} + \frac{e^2 g^2}{2}\frac{a}{s(s-M_Z^2)}, \\
C_t &= \frac{g^4}{8}, \\
C_{st} &= -\frac{g^4}{8}\frac{a-b}{s-M_Z^2} - \frac{e^2 g^2}{2}\frac{1}{s},
\end{aligned}
$$

donde $a = 1 - 4\sin^2\theta_W$ y $b = -1$

Las funciones cinemáticas G_i son conocidas analíticamente:

$$
G_1(s; s_1, s_2) = -\lambda^{3/2}(s; s_1, s_2)[\lambda(s; s_1, s_2)/6 + 2\{s(s_1+s_2) + s_1 s_2\}],
$$

$$
\begin{aligned}
G_2(s;s_1,s_2) &= -\lambda^{1/2}(s;s_1,s_2)[\lambda(s;s_1,s_2)/6 + 2\{(s_1+s_2)s - 4s_1s_2\}] \\
&\quad +4s_1s_2(s-s_1-s_2)\ln\{f(s;s_1,s_2)\}, \\
G_3(s;s_1,s_2) &= -\lambda^{1/2}(s;s_1,s_2)[(s+11s_1+11s_2)\lambda(s;s_1,s_2)/6 \\
&\quad +2(s_1^2+3s_1s_2+s_2^2)s - 2(s_1^3+s_2^3)] \\
&\quad -4s_1s_2\{(s_1+s_2)s+s_1s_2\}\ln\{f(s;s_1,s_2)\},
\end{aligned}
$$

donde

$$\lambda(s;s_1,s_2) = s^2+s_1^2+s_2^2-2(s_1s+s_2s+s_1s_2),$$

$$f(s;s_1,s_2) = \{s-s_1-s_2-\lambda^{1/2}(s;s_1,s_2)\}/\{s-s_1-s_2+\lambda^{1/2}(s;s_1,s_2)\}$$

Agradecimientos

En primer lugar, quisiera dar las gracias a Carmen Albajar por darme la oportunidad de iniciarme en la Física experimental y apoyarme para que continuara en ella dentro del grupo del Ciemat.

Durante los últimos cuatro años dentro de este grupo, he adquirido una gran cantidad de conocimientos gracias a la gran ayuda de mis compañeros y *jefes*. Mis compañeros, como Eusebio, Jorge, Cruz y María, con quien compartí sotano y charlas, siempre estaban ahí para echarme una mano con el dichoso software de L3 o el siempre sencillo PAW. Mis *jefes*, especialmente Juan, pero también Carlos, Isabel, Javier y Begoña resolvieron mis dudas y encauzaron mi trabajo.

Las largas temporadas, que este trabajo me ha obligado a pasar en el CERN, han sido llevaderas e incluso muy interesantes y divertidas gracias a mis ya cercanos amigos Inés, Miguel Ángel, Pablo, Javi ... Ellos hicieron que mis horas de trabajo alli fueran más productivas.

Pero sin la motivación y apoyo que he recibido desde siempre de mis padres nada hubiera sido posible.