Índice

Introducción

El Modelo Estándar de las interacciones fuerte, débil y electromagnética describe adecuadamente todas las interacciones entre partículas subatómicas observadas hasta la fecha, salvo algunas medidas llevadas a cabo en experimentos de neutrinos, como el detector Super-Kamiokande, que indican la existencia de neutrinos masivos [1].

El acelerador LEP fue diseñado para producir colisiones de electrones y positrones en un intervalo de energías en el centro de masas desde 90 GeV hasta 200 GeV con tres objetivos fundamentales.

En primer lugar, se pretendía comprobar la validez del Modelo Estándar mediante la medida precisa de los parámetros relacionados con la producción y desintegración de los bosones Z, W^+ y W^-. El estudio del proceso $e^+e^- \to Z$ se realizó en la primera fase de LEP, desde 1989 hasta 1995, en la que el acelerador funcionó a energías en el centro de masas en torno a 91 GeV (masa del bosón Z). En la segunda fase de LEP, desde 1996 hasta 2000, la energía en el centro de masas ha sido superior al umbral de producción de un par de bosones W (161 GeV), lo que ha permitido el estudio preciso del proceso $e^+e^- \to W^+W^-$.

El segundo objetivo de LEP era la producción, detección y estudio de dos de las partículas predichas por el Modelo Estándar que no habían sido observadas directamente, el quark top y el bosón de Higgs. El quark top fue descubierto en Tevatron en 1994 [2] y su gran masa, 174 GeV, hace que no sea posible su observación en LEP. En cuanto al bosón de Higgs, la medida indirecta de su masa indica que es una partícula ligera, con masa menor que 133 GeV al 95% de nivel de confianza [3], pero hasta la fecha no se ha observado directamente, por lo que se analizan los nuevos datos tomados en 2000, a energías en el centro de masas superiores a 200 GeV, a la búsqueda de esta esquiva partícula.

El tercer objetivo de LEP, no menos importante que los dos primeros, es la búsqueda de evidencia de nueva física más allá del Modelo Estándar. Por un lado, se busca la producción de nuevas partículas predichas por diferentes modelos, tales como Supersimetría, Tecnicolor, Modelos Compuestos, nuevos bosones, fermiones de una cuarta generación, etc. Por otro lado, se buscan desviaciones del Modelo Estándar mediante el análisis de las secciones eficaces de los procesos permitidos por dicho modelo.

En este trabajo se presentan dos análisis de búsqueda de nueva física utilizando los datos recogidos por el detector L3 de LEP durante el año 1999 a energías en el centro de masas de 192 GeV a 202 GeV. En el primero, se buscan leptones excitados, predichos por modelos en los que los leptones son compuestos [4]. En el segundo, se estudia el proceso $e^+e^- \to ZZ$, midiendo la sección eficaz y analizando la posible contribución de acoplos anómalos ZZZ y ZZγ [5].

En la primera parte del capítulo 1 se expone brevemente la estructura del Modelo Estándar. En la segunda sección de este capítulo se muestra el modelo que describe los leptones excitados. La tercera parte está dedicada al proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$, en concreto a su amplitud en el Modelo Estándar. En la última parte, se describe la contribución de acoplos anómalos ZZZ y ZZγ.

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 sucesos candidatos a leptones excitados. Se muestran los resultados en datos comparados con la simulación de Monte Carlo, y se extraen límites a la existencia de dichas partículas.

El capítulo 4 se dedica a la selección de la muestra $e^+e^- \rightarrow ZZ$. También se incluye la medida de la sección eficaz de dicho proceso.

En el capítulo 5 se describe la búsqueda de acoplos anómalos ZZZ y ZZγ.

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

Referencias

[1] Super-Kamiokande Collab., Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562.
[2] CDF Collab., F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225.
[3] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 1.
[4] K. Hagiwara *et al.*, Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 772.
[5] K. Hagiwara *et al.*, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.

Capítulo 1

Fundamentos Teóricos

1.1 El Modelo Estándar

1.1.1 Introducción

El Modelo Estándar [1, 2] es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética que tienen lugar entre partículas elementales. La materia viene descrita por campos fermiónicos de espín fraccionario: quarks y leptones, que se consideran partículas elementales. Estas partículas se organizan en tres familias como puede verse en la tabla 1.1. Las interacciones se deben al intercambio de campos gauge de espín 1. El fotón media la fuerza electromagnética. Los bosones Z, W^+ y W^- dan lugar a la interacción débil. Por último, la fuerza fuerte se debe a ocho partículas denominadas gluones.

El grupo de invariancia gauge del Modelo Estándar es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C$. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ describe la dinámica de las interacciones electrodébiles, que son la unificación de las interacciones débil y electromagnética. La partes levógiras de los fermiones forman dobletes de isospín de $SU(2)_L$ con isospín $T_3 = \pm\frac{1}{2}$, mientras que las partes dextrógiras son singletes de isospín. $U(1)_Y$ está asociado a la hipercarga débil, Y, cuyo valor relaciona T_3 con la carga eléctrica de los quarks y leptones mediante la igualdad $Q = T_3 + Y$, donde Q es la carga eléctrica en unidades de la carga del positrón.

La distribución en singletes y dobletes de isospín así como la repetición en tres familias fermiónicas (generaciones) provienen de evidencias experimentales y tienen un origen desconocido.

La simetría electrodébil está rota espontáneamente mediante el mecanismo de Higgs [3]. Este mecanismo, que permite que los bosones intermedia-

familia	1	2	3	T_3	Y	Q
leptones	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$+1/2$ $-1/2$	$-1/2$	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	0	-1	-1
quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$+1/2$ $-1/2$	$+1/6$	$+2/3$ $-1/3$
	u_R d_R	c_R s_R	t_R b_R	0 0	$+2/3$ $-1/3$	$+2/3$ $-1/3$

Tabla 1.1: Sector fermiónico del Modelo Estándar. T_3 e Y representan la tercera componente del isospín débil y la hipercarga respectivamente. Q es la carga eléctrica del fermión.

rios $W^\pm$ y Z adquieran masa, requiere la existencia de una partícula escalar, el bosón de Higgs. Finalmente, las masas de los fermiones aparecen a través de los acoplos de los campos fermiónicos al Higgs. El contenido bosónico del Modelo Estándar se puede ver en la tabla 1.2.

interacción	simetría	bosones	espín
electrodébil	$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	γ, Z, W^+, W^-	1
	ruptura de simetría	H	0
fuerte	$SU(3)_C$	8 gluones	1

Tabla 1.2: Sector bosónico del Modelo Estándar.

El grupo de simetría de la Cromodinámica Cuántica (QCD) es $SU(3)_C$. Esta teoría describe las interacciones fuertes entre quarks y gluones. Los quarks y los gluones no aparecen como partículas libres ya que se confinan dentro de hadrones, dando lugar a una fenomenología muy variada.

1.1.2 La Teoría Electrodébil

El Modelo Electrodébil es una teoría cuántica de campos con simetría de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Describe las interacciones electrodébiles entre los fermiones (quarks y leptones), los bosones $W^\pm$, Z y γ, y el escalar de

Higgs.

Después de la ruptura espontánea de simetría, el lagrangiano para un campo fermiónico ψ es

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - \frac{gmH}{2M_W})\psi - \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\psi}\gamma^\mu(1-\gamma^5)(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)\psi \\ &\quad -eq\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \qquad - \frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{\psi}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)\psi Z_\mu \end{aligned} \tag{1.1}$$

donde m es el operador de masa, q es el operador de carga eléctrica (en unidades de la carga del positrón), $\theta_W \equiv atan(g'/g)$ es el ángulo de Weinberg, $e = g$ sen$\theta_{\rm W}$ es la carga eléctrica del positrón, A es el campo del fotón, $W^\pm$ y Z son los campos vectoriales masivos cargados y neutro respectivamente y T^+ y T^- son los operadores que incrementan y disminuyen en una unidad la tercera componente del isospín débil. Los acoplos vectoriales y axiales son

$$\begin{aligned} g_V &\equiv t_{3L} - 2q\mathrm{sen}^2\theta_W \\ g_A &\equiv t_{3L} \end{aligned} \tag{1.2}$$

donde t_{3L} es la tercera componente de isospín débil de la componente levógira del fermión.

El primer término de $\mathcal{L}_F$ describe los fermiones libres, y su interacción con el bosón escalar de Higgs H. El segundo término representa la interacción de los fermiones con las corrientes cargadas débiles. El tercer término da lugar a las interacciones electromagnéticas, y el último es el asociado a las corrientes neutras débiles.

1.1.3 La Cromodinámica Cuántica

La Cromodinámica Cuántica (QCD) es una teoría cuántica de campos con simetría de gauge $SU(3)_C$. Describe las interacciones fuertes entre quarks y gluones, lo que determina la física de los fenómenos hadrónicos.

El lagrangiano de QCD es

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + \frac{1}{2}g_s\sum_a(\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda_a\psi)G_\mu^a - \frac{1}{4}\sum_a G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \tag{1.3}$$

donde $G_{\mu\nu}^a$ es el tensor energía momento del campo del gluón definido como

$$G_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s\sum_{b,c} f_{abc}G_\mu^b G_\nu^c \tag{1.4}$$

donde g_s es la constante de acoplo fuerte y f_{abc} son las constantes de estructura de $SU(3)_C$ y definen el álgebra de Lie de los generadores del grupo. Las matrices de Gell-Mann, λ_a, $a = 1, \ldots, 8$, matrices 3×3, hermíticas y de traza nula, cumplen las relaciones de conmutación

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{abc}\lambda_c. \tag{1.5}$$

El primer sumando que aparece en la ecuación 1.3 corresponde al término cinético de los quarks, el segundo da cuenta de la interacción entre quarks y gluones mientras que el último sumando contiene la energía cinética de los gluones, un término de orden g_s acoplando tres campos gluónicos y un término de orden g_s^2 que acopla cuatro campos gluónicos.

Los desarrollos perturbativos se basan en que la constante de acoplo que regula las interacciones entre las partículas es pequeña. En el caso de QCD, la constante de acoplo decrece al aumentar la energía transferida. Es lo que se conoce como libertad asintótica, propiedad que permite el tratamiento perturbativo de QCD a grandes energías.

A bajas energías, la constante de acoplo de QCD crece indefinidamente, dando lugar al denominado régimen no perturbativo, caracterizado por el confinamiento de los quarks en el interior de los hadrones.

1.1.4 Cuestiones pendientes del Modelo Estándar

El Modelo Estándar proporciona un marco teórico capaz de acomodar los resultados experimentales que existen hasta la fecha. Sin embargo, a pesar de su éxito fenomenológico, quedan algunas cuestiones fundamentales sin respuesta. Por un lado, el sector de Higgs (que explica el origen de las masas) está pendiente de verificación experimental. También es preciso comprobar si la violación de CP observada corresponde a la descrita por el modelo. Por otro lado, hace falta una explicación de por qué los parámetros libres del modelo tienen un determinado valor, y cuál es el origen de la existencia de las tres familias de fermiones. También es deseable entender el origen de las propiedades que diferencian las partículas (espín, isospín, hipercarga, color, etc...), o visto en términos de teoría de grupos, por qué la naturaleza presenta la simetría asociada a los grupos de Poincaré y $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C$. Por último, hace falta un modelo más general que sea capaz de explicar las interacciones fundamentales que tienen lugar a escalas de energía en las que la gravedad está sujeta a los efectos cuánticos y es tan relevante como las interacciones electrodébil y fuerte (estas escalas están muy por encima del alcance de los aceleradores de partículas actuales).

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

1.2 Leptones excitados

Si los leptones fueran partículas compuestas, cabría esperar la existencia de estados excitados [4]. Fenomenológicamente, un leptón excitado se define como un leptón pesado que tiene el mismo número leptónico que uno de los leptones estándar. Un electrón excitado e^* se acopla a un electrón estándar y un bosón γ o Z, o bien a un neutrino electrónico y un bosón W.

El acoplo entre un leptón excitado, un leptón estándar y un bosón de gauge hace posible la producción individual de leptones excitados en colisiones e^+e^-, así como la desintegración de un leptón excitado en un leptón estándar y un bosón de gauge. Además, la carga eléctrica y el isospín de los leptones excitados da lugar a un acoplo 'estándar' entre dos leptones excitados y un bosón de gauge, que posibilita la producción de un par de leptones excitados (un leptón y un antileptón) en una colisión e^+e^-.

En las figuras 1.1 y 1.2 se muestran los diagramas de Feynman que intervienen en la producción y desintegración de los leptones excitados.

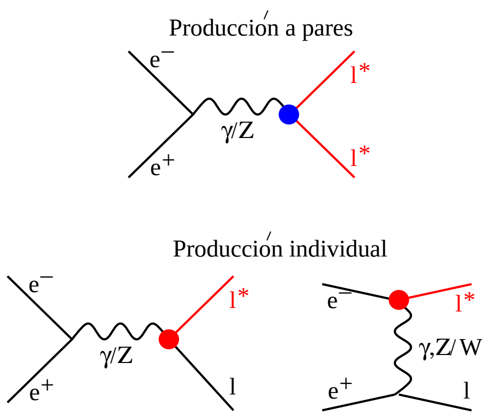

Figura 1.1: Diagramas de Feynman para la producción de los leptones excitados.

Se asume que la teoría extendida respeta la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Entonces, los leptones excitados se pueden clasificar en base a sus números cuánticos de espín, isospín e hipercarga. Un modelo típico, frecuentemente utilizado en los análisis experimentales, consiste en suponer leptones excita-

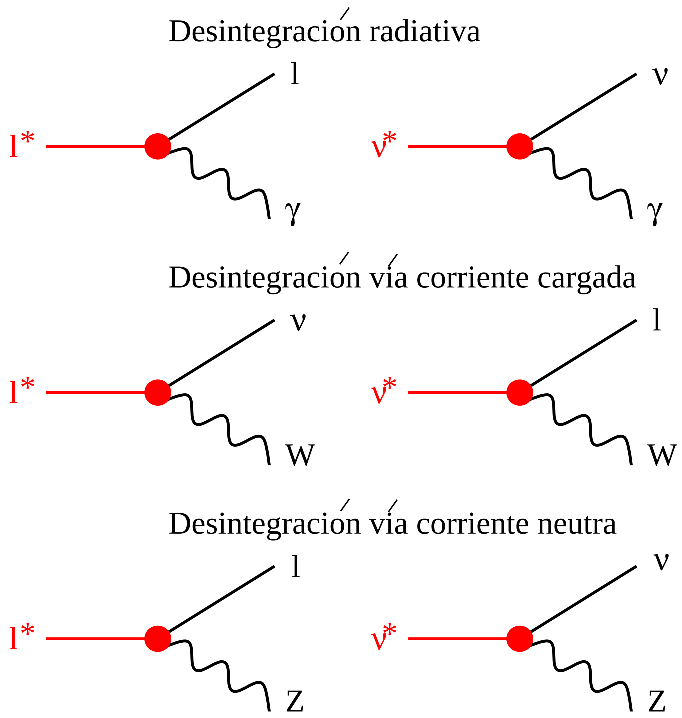

Figura 1.2: Diagramas de Feynman para la desintegración de los leptones excitados.

dos de espín e isospín $\frac{1}{2}$ agrupados en dobletes de isospín con componentes levógiras y dextrógiras.

$$\mathrm{L}^* = \begin{pmatrix} \nu^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_L + \begin{pmatrix} \nu^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_R \tag{1.6}$$

El acoplo entre leptones excitados y bosones de gauge se describe con un lagrangiano de la misma forma que el del Modelo Estándar

$$\mathcal{L}_{\mathrm{L}^*\mathrm{L}^*} = \bar{\mathrm{L}}^* \gamma^\mu \left(g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g' Y B_\mu \right) \mathrm{L}^*. \tag{1.7}$$

El acoplo de los leptones excitados al bosón Z es puramente vectorial

$$\begin{array}{rclcrcl} g_V^{\ell^*} & = & -1 + 2\mathrm{sen}^2\theta_W & \qquad & g_V^{\nu^*} & = & +1 \\ g_A^{\ell^*} & = & 0 & & g_A^{\nu^*} & = & 0 \end{array} \tag{1.8}$$

El único parámetro libre de este Lagrangiano es la masa del leptón excitado, m_*, y por tanto la sección eficaz de producción de un par de leptones excitados en una colisión e^+e^- es función únicamente de m_* y de la energía en el centro de masas, $\sqrt{s}$. La sección eficaz se muestra en la figura 1.3(a) para $\sqrt{s} = 200$ GeV.

La interacción entre la componente dextrógira de los leptones excitados y la componente levógira de los leptones estándar da lugar a la producción individual y a la desintegración de los leptones excitados. Esta interacción se describe con un lagrangiano efectivo de la forma

$$\mathcal{L}_{\mathrm{L^*L}} = \frac{1}{\Lambda}\bar{\mathrm{L}}^*\sigma^{\mu\nu}\left(gf\frac{\vec{\tau}}{2}\partial_\mu\vec{W}_\nu + g'f'Y\partial_\mu B_\nu\right)\frac{1-\gamma^5}{2}\mathrm{L} + \mathrm{h.c.}, \tag{1.9}$$

donde Λ es la escala de energía característica de la interacción entre los constituyentes del leptón y f y f' son las constantes de acoplo asociadas con $SU(2)$ y $U(1)$ respectivamente. Los parámetros libres, Λ, f y f', junto con la masa de los leptones excitados, determinan las secciones eficaces de producción $\sigma(e^+e^- \to \ell^*\ell)$ y $\sigma(e^+e^- \to \nu^*\nu)$ así como las anchuras parciales de desintegración $\Gamma(\ell^* \to \ell\gamma)$, $\Gamma(\ell^* \to \ell\mathrm{Z})$, $\Gamma(\ell^* \to \nu\mathrm{W})$, $\Gamma(\nu^* \to \nu\gamma)$, $\Gamma(\nu^* \to \nu\mathrm{Z})$ y $\Gamma(\nu^* \to \ell\mathrm{W})$. La anchura parcial de desintegración de un leptón excitado L^* en un bosón de gauge V (γ, $\mathrm{W}^\pm$ o Z) y un leptón estándar, $\mathrm{L}^* \to \mathrm{VL}$, viene dada por

$$\Gamma_{\mathrm{V}} = \frac{\alpha m_*^3}{4\Lambda^2} f_{\mathrm{V}}^2 \left(1 - \frac{M_{\mathrm{V}}^2}{m_*^2}\right)^2 \left(1 + \frac{M_{\mathrm{V}}^2}{2m_*^2}\right) \tag{1.10}$$

donde α es la constante de estructura fina y M_{V} es la masa del bosón de gauge. La intensidad del acoplo $\mathrm{L^*LV}$ está determinada for f_{V} que se puede expresar en función de las constantes de acoplo f y f', la carga eléctrica, q, y la tercera componente de isospín, t_3 ($t_3 = +\frac{1}{2}$ para ν^* y $-\frac{1}{2}$ para ℓ^*):

$$\begin{aligned} f_\gamma &= qf' + t_3(f - f') \\ f_W &= \frac{1}{\sqrt{2}\mathrm{sen}\theta_W} f \\ f_Z &= \frac{t_3(\cos^2\theta_W\ f + \mathrm{sen}^2\theta_W\ f') - q\mathrm{sen}^2\theta_W\ f'}{\mathrm{sen}\theta_W\ \cos\theta_W}. \end{aligned} \tag{1.11}$$

La fracción de desintegración, $Br(\mathrm{L}^* \to \mathrm{LV})$, se calcula a partir de las anchuras parciales:

$$Br(\mathrm{L}^* \to \mathrm{LV}) = \frac{\Gamma_{\mathrm{V}}}{\sum\limits_{\mathrm{V}=\gamma,Z,W} \Gamma_{\mathrm{V}}}. \tag{1.12}$$

Las secciones eficaces de producción individual se muestran en las figuras 1.3(b-c) para $\sqrt{s} = 200$ GeV y $|f|/\Lambda = |f'|/\Lambda = 1\mathrm{TeV}^{-1}$. Las fracciones de desintegración se muestran en la figura 1.4 para dos posibles relaciones entre las constantes de acoplo: $f = f'$ y $f = -f'$.

Los leptones excitados se pueden producir a pares hasta el límite cinemático, $2 \cdot m_* = \sqrt{s}$, de modo que, la búsqueda de leptones excitados producidos individualmente es relevante en el intervalo de masas desde $\frac{\sqrt{s}}{2}$ hasta $\sqrt{s}$.

En este trabajo se presentan los resultados de una búsqueda de leptones excitados en colisiones e^+e^- a energías en el centro de masas en torno a 200 GeV. Los resultados se presentan en el marco del modelo descrito anteriormente. Podrían existir leptones excitados con diferentes propiedades de espín e isospín, o bien los acoplos podrían estar afectados por factores de forma. Esto haría que la dinámica fuera diferente, y en consecuencia las secciones eficaces de producción, las fracciones de desintegración y las distribuciones angulares serían diferentes. Sin embargo, aunque los límites que se derivan sólo tienen sentido en el marco del modelo expuesto aquí, la búsqueda experimental se ha realizado sin apenas tener en cuenta las particularidades de dicho modelo, de modo que la existencia de leptones excitados con una sección eficaz de producción suficientemente grande, resultaría evidente en alguna de las selecciones realizadas. El análisis es por tanto adecuado para detectar leptones excitados independientemente de sus propiedades dinámicas.

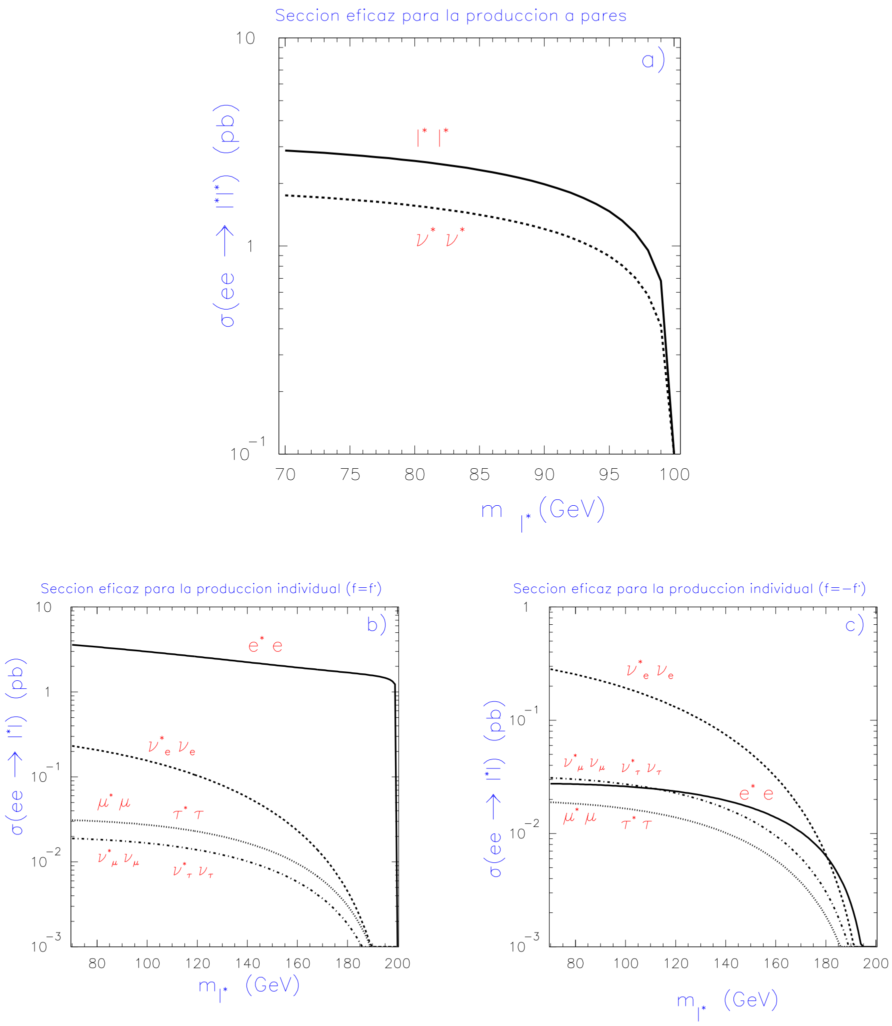

Figura 1.3: Sección eficaz a $\sqrt{s} = 200$ GeV, para: (a) producción a pares de leptones excitados, ($e^+e^- \to \ell^*\ell^*$ y $e^+e^- \to \nu^*\nu^*$); (b) producción individual de leptones excitados ($e^+e^- \to \ell\ell^*$ y $e^+e^- \to \nu\nu^*$) para $f = f' = 1$ y $\Lambda =$ 1 TeV; (c) producción individual de leptones excitados para $f = -f' = 1$ y $\Lambda = 1$ TeV.

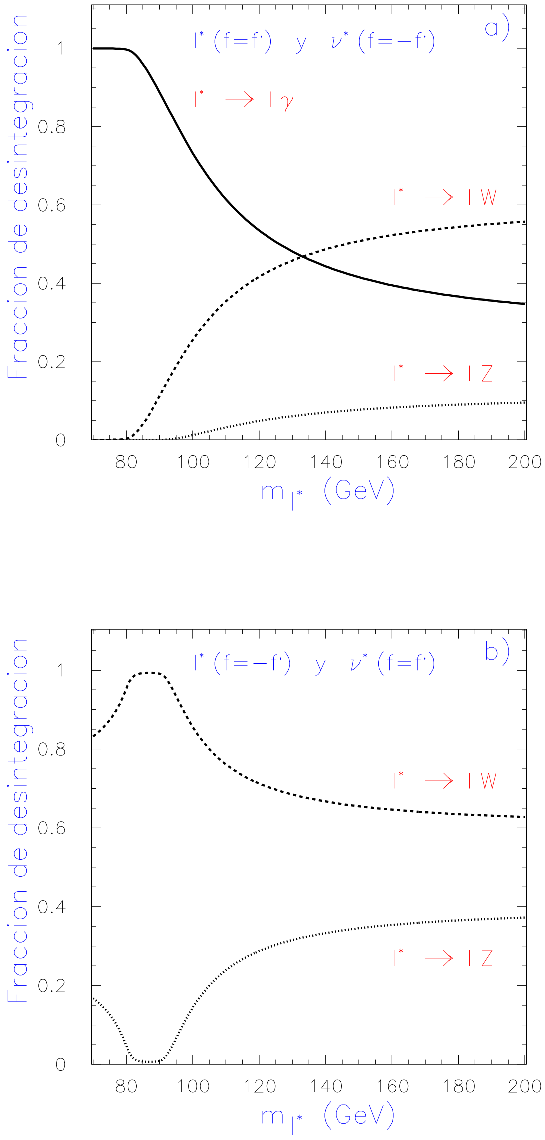

Figura 1.4: Fracciones de desintegración de: (a) leptones excitados cargados con $f = f'$ y neutrinos excitados con $f = -f'$; (b) leptones excitados cargados con $f = -f'$ y neutrinos excitados con $f = f'$.

1.3 El proceso $e^+e^- \to ZZ$

En 1997 LEP alcanzó por primera vez una energía en el centro de masas de 183 GeV, superando el umbral de producción de un par de bosones Z. Desde entonces, LEP ha incrementado gradualmente la energía en el centro de masas hasta llegar en 2000 a 209 GeV, lo que ha permitido la medida de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to ZZ$ en un rango amplio de $\sqrt{s}$ [5]. Esta medida constituye un nuevo test de la validez del Modelo Estándar y permite el estudio de la posible contribución de acoplos entre tres bosones neutros, que en el Modelo Estándar están prohibidos a nivel árbol.

Una descripción amplia del proceso $e^+e^- \to ZZ$ puede encontrarse en [6]. Los diagramas que contribuyen a primer orden en el Modelo Estándar se muestran en la figura 1.5.

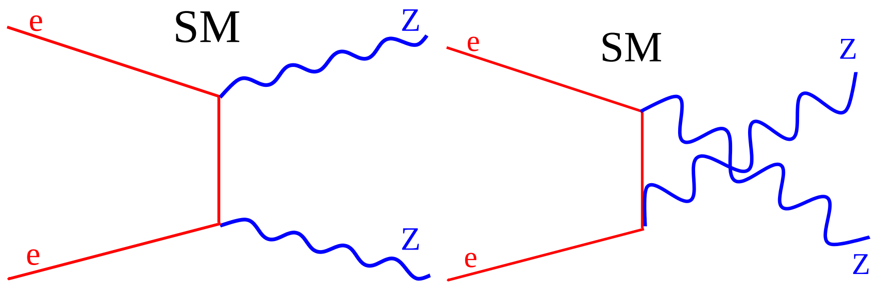

Figura 1.5: Diagramas que contribuyen a primer orden al proceso $e^+e^- \to ZZ$ en el Modelo Estándar.

La sección eficaz diferencial a nivel árbol para la producción de dos bosones Z en su capa de masas viene dada por la fórmula

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{32\mathrm{sen}^4\theta_W\cos^4\theta_W}(g_V^4 + 6g_V^2 g_A^2 + g_A^4)\frac{1}{s}\left(1 - \frac{4M_Z^2}{s}\right)^{\frac{1}{2}} \\ & \left[\frac{s^2 + 6M_Z^4}{ut} - \frac{M_Z^4(s - 2M_Z^2)^2}{(ut)^2} - 2\right], \end{aligned} \tag{1.13}$$

donde g_V y g_A son los acoplos vectoriales y axiales al electrón y s, t y u son las variables de Mandelstam. En la figura 1.6 se muestra la sección eficaz total en función de la energía en el centro de masas, incluyendo el cálculo completo de correcciones de radiación de estado inicial. A las energías en el centro de masas de este trabajo, la sección eficaz es del orden de 1 pb.

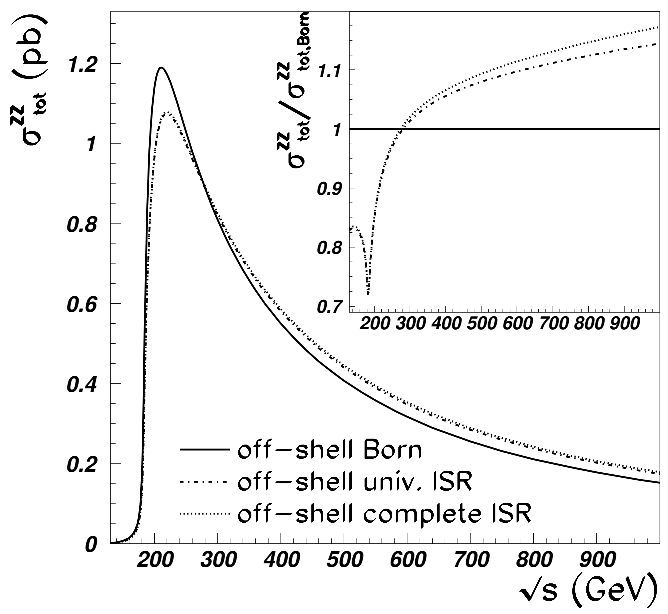

Figura 1.6: Sección eficaz total para la producción de dos bosones Z fuera de su capa de masas $\sigma^{ZZ}_{tot}(s)$. Se muestran las secciones eficaces totales incluyendo todas las correcciones de radiación de estado inicial, solo las correcciones universales y la aproximación Born.

Más adelante se estudiará la posible contribución de otros diagramas a la producción de ZZ y para tener en cuenta las interferencias será necesario disponer del elemento de matriz en el Modelo Estándar. Para presentar éste se introduce la siguiente notación:

- Electrón. Cuadrimomento k y helicidad σ:

$$k = (\tfrac{\sqrt{s}}{2}, \tfrac{\sqrt{s}}{2}\ \hat{e}_z)$$
$$\sigma \in \{-1, 1\}$$

- Positrón. Cuadrimomento $\overline{k}$ y helicidad $\overline{\sigma}$:

$$\overline{k} = (\tfrac{\sqrt{s}}{2}, -\tfrac{\sqrt{s}}{2}\ \hat{e}_z)$$
$$\overline{\sigma} \in \{-1, 1\}$$

- Z. Cuadrimomento q_{Z_1} y polarización ϵ_{Z_1}:

$$q_{Z_1} = (E, \sqrt{E^2 - M_{Z_1}^2}\ \hat{q}); \qquad E = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_{Z_1}^2 - M_{Z_2}^2}{2\sqrt{s}}$$
$$\epsilon_{Z_1} \equiv \epsilon_{Z_1}(\lambda_{Z_1}); \qquad \lambda_{Z_1} \in \{-1, 0, 1\}$$

- Z. Cuadrimomento q_{Z_2} y polarización ϵ_{Z_2}:

$$q_{Z_2} = (E', -\sqrt{E'^{\,2} - M_{Z_2}^2}\ \hat{q}); \qquad E' = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_{Z_2}^2 - M_{Z_1}^2}{2\sqrt{s}}$$
$$\epsilon_{Z_2} \equiv \epsilon_{Z_2}(\lambda_{Z_2}); \qquad \lambda_{Z_2} \in \{-1, 0, 1\}$$

donde se asume que el electrón viaja en la dirección positiva del eje z ($\hat{e}_z$), y el Z (con masa M_{Z_1}) va en la dirección $\hat{q} = (\mathrm{sen}\theta_Z \cos\phi_Z, \mathrm{sen}\theta_Z \mathrm{sen}\phi_Z, \cos\theta_Z)$.

El elemento de matriz para la reacción $e^+e^- \to ZZ$ es

$$\begin{aligned} M_{ZZ}(\sigma, \overline{\sigma}, \lambda_{Z_1}, \lambda_{Z_2}) &= -(g_\sigma^{Ze^+e^-})^2 \sqrt{s}\ \delta_{\sigma,-\overline{\sigma}} \\ &\left[\frac{S(\epsilon_{Z_2}^*, q_{Z_1}, \epsilon_{Z_1}^*, \sigma)}{-2(kq_{Z_1}) + M_{Z_1}^2} + \frac{S(\epsilon_{Z_1}^*, q_{Z_2}, \epsilon_{Z_2}^*, \sigma)}{-2(kq_{Z_2}) + M_{Z_2}^2} \right] \end{aligned} \tag{1.14}$$

Las funciones $S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, \sigma)$ son

$$\begin{aligned} S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, +) &= \begin{pmatrix} \epsilon_a^1 + i\epsilon_a^2, & -\epsilon_a^0 - \epsilon_a^3 \end{pmatrix} \\ &\begin{pmatrix} \sqrt{s} - q_b^0 - q_b^3, & -q_b^1 + iq_b^2 \\ -q_b^1 - iq_b^2, & -q_b^0 + q_b^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_b^0 - \epsilon_b^3 \\ -\epsilon_b^1 - i\epsilon_b^2 \end{pmatrix} \\ S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, -) &= \begin{pmatrix} \epsilon_a^0 + \epsilon_a^3, & \epsilon_a^1 - i\epsilon_a^2 \end{pmatrix} \\ &\begin{pmatrix} -q_b^0 + q_b^3, & q_b^1 - iq_b^2 \\ q_b^1 + iq_b^2, & \sqrt{s} - q_b^0 - q_b^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_b^1 - i\epsilon_b^2 \\ \epsilon_b^0 - \epsilon_b^3 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.15}$$

Los acoplos de los fermiones con los bosones neutros son

$$\begin{aligned} g_+^{Zf\bar{f}} &= -2q\mathrm{sen}^2\,\overline{\theta}_W \left(\sqrt{2}G_\mu m_Z^2\right)^{1/2} \\ g_-^{Zf\bar{f}} &= g_+^{Zf\bar{f}} + 2t_3 \left(\sqrt{2}G_\mu m_Z^2\right)^{1/2} \\ g_+^{\gamma f\bar{f}} &= q\left(4\pi\alpha(M_{\gamma^*}^2)\right)^{1/2} \\ g_-^{\gamma f\bar{f}} &= g_+^{\gamma f\bar{f}} \end{aligned} \tag{1.16}$$

donde q es la carga del fermión en unidades de la carga del positrón, la constante de acoplo electromagnético $\alpha(M_{\gamma^*}^2)$ se evalúa a la escala de la masa del fotón virtual $M_{\gamma^*}^2$, t_3 es la tercera componente de isospín, $\mathrm{sen}^2\,\overline{\theta}_W$ es el valor efectivo del cuadrado del seno del ángulo de Weinberg y G_μ es la constante de acoplo de Fermi. Los acoplos efectivos al Z absorben las correcciones radiativas relevantes a la escala de energía del Z [7]. Se obtienen con las substituciones

$$\begin{aligned} \mathrm{sen}^2\,\theta_{\mathrm{W}} &\rightarrow \mathrm{sen}^2\,\overline{\theta}_{\mathrm{W}} \\ \frac{e^2}{4\mathrm{sen}^2\,\theta_{\mathrm{W}}\,\cos^2\,\theta_{\mathrm{W}}} &\rightarrow \sqrt{2}G_\mu m_{\mathrm{Z}}^2 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Experimentalmente, debido a la inestabilidad del Z, el proceso $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow$ ZZ da lugar a un estado final con cuatro fermiones. La masa invariante de dos pares, $\mathrm{f\bar{f}}$ y $\mathrm{f'\bar{f}'}$, es cercana a la masa del Z, m_{Z}. La amplitud de desintegración del Z en su sistema de referencia es

$$M_{\mathrm{Z_i f\bar{f}}}(\lambda_{\mathrm{Z}_i}, \lambda, \overline{\lambda}) = g_\lambda^{Zf\bar{f}}\; M_{\mathrm{Z}_i}\; \delta_{\lambda,-\overline{\lambda}}\; \left[\epsilon_{\mathrm{Z}_i}\,(v_1 - i\lambda v_2)\right] \tag{1.18}$$

$$\begin{aligned} v_1 &= (0, \cos\theta_f\cos\phi_f, \cos\theta_f \mathrm{sen}\phi_f, -\mathrm{sen}\theta_f) \\ v_2 &= (0, -\mathrm{sen}\phi_f, \cos\phi_f, 0) \end{aligned}$$

donde $\hat{p} = (\mathrm{sen}\theta_f\cos\phi_f, \mathrm{sen}\theta_f\mathrm{sen}\phi_f, \cos\theta_f)$ es la dirección del momento del fermión y $\lambda, \overline{\lambda}$ son las helicidades del fermión y antifermión, respectivamente.

1.4 Acoplos anómalos ZZZ y ZZγ

Los acoplos ZZZ y ZZγ no existen en el Modelo Estándar a nivel árbol. Los acoplos anómalos entre bosones de gauge darían lugar a interacciones como las mostradas en la figura 1.7. Un estudio detallado de éstas puede encontrarse en [6].

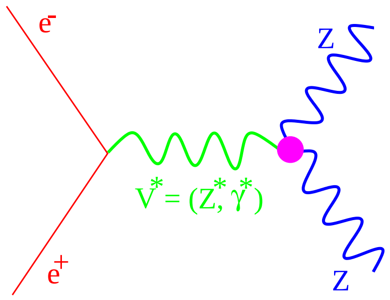

Figura 1.7: Diagramas con acoplos anómalos ZZγ y ZZZ que contribuyen el proceso $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow$ ZZ.

Sólo dos acoplos anómalos son posibles si los bosones Z están en su capa de masas, debido a la simetría de Bose-Einstein. En principio, otros cinco acoplos son posibles si al menos uno de los bosones Z está fuera de su capa de masas. Sin embargo, los nuevos términos son de mayor dimensión y su efecto está suprimido por potencias de $m_Z \Gamma_Z / \Lambda^2$, donde Λ es la escala de energía asociada a la nueva física. La función del vértice anómalo se expresa:

$$\begin{array}{rl} \Gamma^{\alpha\beta\mu}_{ZZV} = \frac{s-m_V^2}{m_Z^2}\{ & i f_4^V \ [(q_{Z_1}+q_{Z_2})^\alpha \ g^{\mu\beta} + (q_{Z_1}+q_{Z_2})^\beta \ g^{\mu\alpha}] + \\ & i f_5^V \ \epsilon^{\alpha\beta\mu\rho} \ (q_{Z_1}-q_{Z_2})_\rho \ \} \end{array} \tag{1.19}$$

f_4^V da lugar a procesos que violan C y CP, mientras que f_5^V viola P pero conserva CP. El elemento de matriz para el diagrama con acoplos anómalos es:

$$\begin{array}{rl} M_{AC}^{f_4^V}(\sigma,\overline{\sigma},\lambda_{Z_1},\lambda_{Z_2}) = & -i \ e f_4^V g_\sigma^{Ve\bar{e}} \ \frac{s}{m_Z^2} \ \delta_{\sigma,-\overline{\sigma}} \\ & \left[\epsilon^{0*}_{Z_1}(\epsilon^{1*}_{Z_2} + i\sigma\epsilon^{2*}_{Z_2}) + \epsilon^{0*}_{Z_2}(\epsilon^{1*}_{Z_1} + i\sigma\epsilon^{2*}_{Z_1})\right] \\ M_{AC}^{f_5^V}(\sigma,\overline{\sigma},\lambda_{Z_1},\lambda_{Z_2}) = & -i \ e f_5^V g_\sigma^{Ve\bar{e}} \ \frac{\sqrt{s}}{m_Z^2} \ \delta_{\sigma,-\overline{\sigma}} \ (\epsilon^{1\alpha\beta\rho} + i\sigma\epsilon^{2\alpha\beta\rho}) \\ & \epsilon^*_{Z_1\alpha} \ \epsilon^*_{Z_2\beta} \ (q_{Z_1\rho} - q_{Z_2\rho}) \end{array} \tag{1.20}$$

El principal efecto observable de los acoplos anómalos sería un incremento en la sección eficaz total $e^+e^- \to ZZ$. Además, darían lugar a un cambio en la distribución angular (figura 1.8) y en las polarizaciones promedio de los bosones Z.

La contribución anómala al elemento de matriz del proceso $e^+e^- \to ZZ \to f\bar{f}f'\bar{f}'$ se obtiene a partir de $M_{AC}^{f_i^V}$ teniendo en cuenta las amplitudes de desintegración de los bosones Z, $M_{Z_1 f\bar{f}}$ y $M_{Z_2 f'\bar{f}'}$, y los propagadores $\mathcal{D}_Z(M^2_{Z_1})$ y $\mathcal{D}_Z(M^2_{Z_2})$, sumando a todas las posibles polarizaciones de los bosones Z (partículas virtuales que median la interacción):

$$\begin{array}{l} \mathcal{M}_{AC}(k,\overline{k},\sigma,\overline{\sigma};\{p^\nu\},\{\lambda\},f_i^V) = \mathcal{D}_Z(M^2_{Z_1})\mathcal{D}_Z(M^2_{Z_2}) \\ \displaystyle\sum_{\lambda_{Z_1}\lambda_{Z_2}} M_{AC}^{f_i^V}(\sigma,\overline{\sigma},\lambda_{Z_1},\lambda_{Z_2}) M_{Z_1 f\bar{f}}(\lambda_{Z_1},\lambda,\overline{\lambda}) M_{Z_2 f'\bar{f}'}(\lambda_{Z_2},\lambda',\overline{\lambda'}) \end{array} \tag{1.21}$$

$\{p^\nu\}$ denota los cuadrimomentos y $\{\lambda\}$ las helicidades de los 4 fermiones del estado final, $\lambda, \overline{\lambda}, \lambda'$ y $\overline{\lambda'}$. $k, \overline{k}, \sigma$ y $\overline{\sigma}$ se refieren al electrón y positrón iniciales. Los propagadores se definen como:

$$\mathcal{D}_Z(q^2) \quad = \quad \frac{1}{q^2 - m_Z^2 + i \ \Gamma_Z \ q^2/m_Z} \tag{1.22}$$

donde Γ_Z es la anchura del Z.

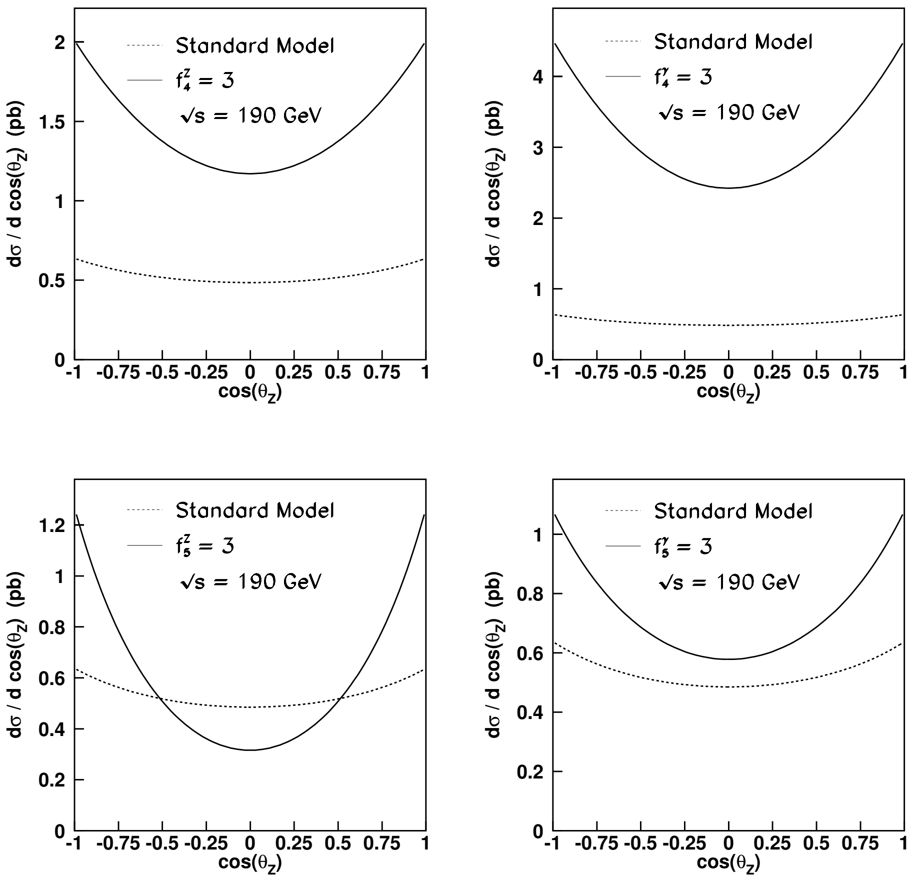

Figura 1.8: Efecto de los acoplos anómalos en el proceso $e^+e^- \to ZZ$ a $\sqrt{s} = 190\ GeV$. El ángulo θ_Z es el ángulo polar de uno de los bosones Z y $d\sigma/d\cos\theta_Z$ es la sección eficaz diferencial.

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), 367;
S.L. Glashow *et al.*, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[2] Cromodinámica cuántica:
A. Pich, *Quantum Chromodinamics*, Proc. 1994 European School of High-Energy Physics, Sorrento 1994, ed. N. Ellis *et al.*, Report CERN-95-04.

[3] Sector de Higgs:
P. Anderson, Phys. Rev. **130** (1963) 439;
P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132;
F. Englert *et al.*, Phys. Rev. Lett. (1964) 321;
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.

[4] Leptones excitados:
K. Hagiwara *et al.*, Eur. Phys. J. **3** (1998) 772;
F. Boudjema *et al.*, "Z Physics at LEP 1", Vol. 2, ed. G. Altarelli *et al.*, Report CERN-89-08 188;
K. Hagiwara *et al.*, Z. Phys. **C29** (1985) 115;
F. Boudjema *et al.*, Z. Phys. **C57** (1993) 425;
F. Boudjema *et al.*, Phys. Lett. **B240** (1990) 485;
M.B. Voloshin *et al.*, Sov. Phys. JETP **64** (1986) 446;
M.B. Voloshin, Phys. Lett. **B209** (1988) 360.

[5] Medida de ZZ en LEP:
L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B450** (1999) 281;
L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B465** (1999) 363;
ALEPH Collab., R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B469** (1999) 287;
OPAL Collab., G. Abbiendi *et al.*, Phys. Lett. **B476** (2000) 256.

[6] Estudio de ZZ:
K. Hagiwara *et al.*, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253;
J. Alcaraz *et al.*, Phys. Rev. **D61** (2000) 075006;
D. Bardin *et al.*, Nucl. Phys. **B477** (1996) 27;
A.A. Akhundov *et al.*, Nucl. Phys. **B563** (1999) 82.

[7] M. Consoli *et al.*, "Z Physics at LEP 1", Vol. 1, ed. G. Altarelli *et al.*, Report CERN-89-08 27.

[8] EXCALIBUR:
F.A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B424** (1994) 308; Nucl. Phys. **B426**

(1994) 344; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B37** (1994) 163;
R. Kleiss *et al.*, Comp. Phys. Comm. **83** (1994) 141;
R. Pittau, Phys. Lett. **B335** (1994) 490.

Capítulo 2

Dispositivo Experimental

2.1 El acelerador LEP

El acelerador LEP [1] (*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 consta de ocho arcos de 2840 m y ocho secciones rectas de 492 m. Se encuentra situado en la frontera franco-suiza, a una profundidad que varía entre los 50 y 175 m. En los sectores curvos hay 3368 imanes dipolares que curvan los haces de electrones y positrones durante la aceleración y el almacenamiento. Además, 816 cuadrupolos, 504 sextupolos y 700 imanes correctores son utilizados para mantener los paquetes de electrones y positrones en sus órbitas. En las secciones rectas están instaladas las cavidades de radiofrecuencia que aceleran los haces y compensan las pérdidas de energía que se producen por la radiación de sincrotrón. Los electrones y positrones circulan en paquetes de ≈ 1 cm de longitud, a través de un tubo de aluminio de ≈ 8 cm de radio, en el que se mantiene un vacío de $\approx 10^{-12}$ Torr. Cuatro de los ocho tramos rectos albergan los detectores L3 [2], ALEPH [3], OPAL [4] y DELPHI [5]. A ambos extremos de cada detector, sendos imanes cuadrupolares superconductores focalizan los haces en las dimensiones transversas, para maximizar la probabilidad de colisión. 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 son

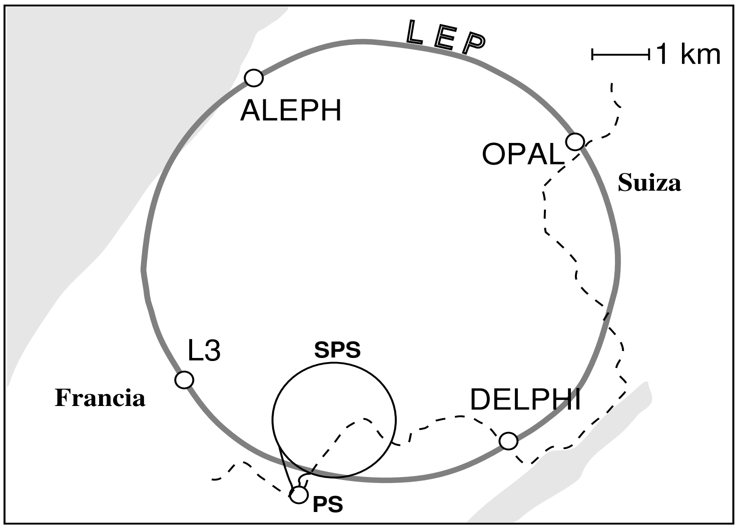

Figura 2.1: El acelerador LEP.

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 22 GeV con que son inyectados en 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, a partir de 1996, se ha incrementado la energía del haz hasta sobrepasar los 100 GeV en 1999.

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:

$$\mathcal{L} = \frac{nN_p^2 f_0}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.1}$$

donde N_p es el número de partículas por paquete, σ_x y σ_y son las dimensiones transversas del paquete (la posición de las partículas en el plano transverso a la dirección del haz sigue una distribución gaussiana con varianzas σ_x^2 y σ_y^2) y f_0 es la frecuencia de revolución. En LEP, valores típicos de estas

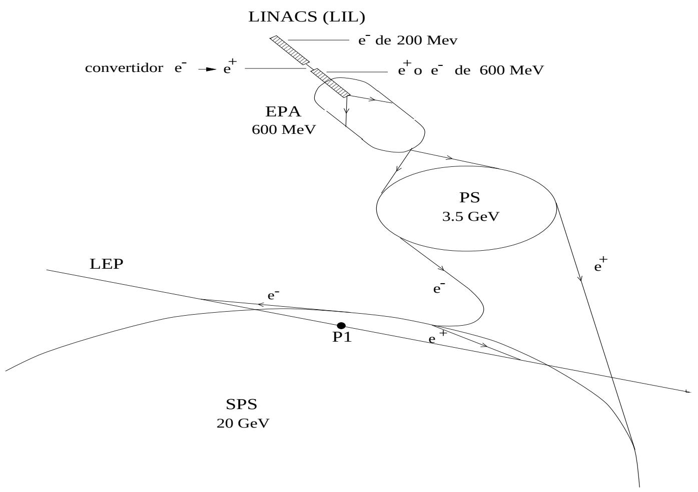

Figura 2.2: Sistema de inyección de LEP.

cantidades son: $N_p \sim 10^{11} - 10^{12}$, $f_0 \simeq 11235$ Hz, $n = 4$, $\sigma_x \approx 120\,\mu$m, $\sigma_y \approx 20\,\mu$m.

En el año 1999, LEP operó durante 168 días con una energía del haz entre 96 GeV y 101 GeV. LEP alcanzó en varias ocasiones una luminosidad instantánea de 10^{32}cm^{-2}s^{-1}, con una corriente máxima de 6.2 mA. Se consiguió una luminosidad integrada por experimento de 250 pb^{-1}. Durante ese año, el sistema de radiofrecuencia estuvo formado por 288 cavidades superconductoras y 48 cavidades de cobre, que produjeron un gradiente de potencial máximo de 3550 MV.

2.2 El detector L3

El experimento L3 está diseñado para estudiar colisiones electrón-positrón hasta energías de 200 GeV basándose especialmente en la medida precisa de la energía de electrones, fotones, y muones. Un esquema del detector se muestra en la figura 2.3. 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 ($\sim 2\%$ para electrones de 45 GeV) 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 hace posible una gran resolución ($\sim 3\%$ para muones de 45 GeV) en la medida del momento de los muones.

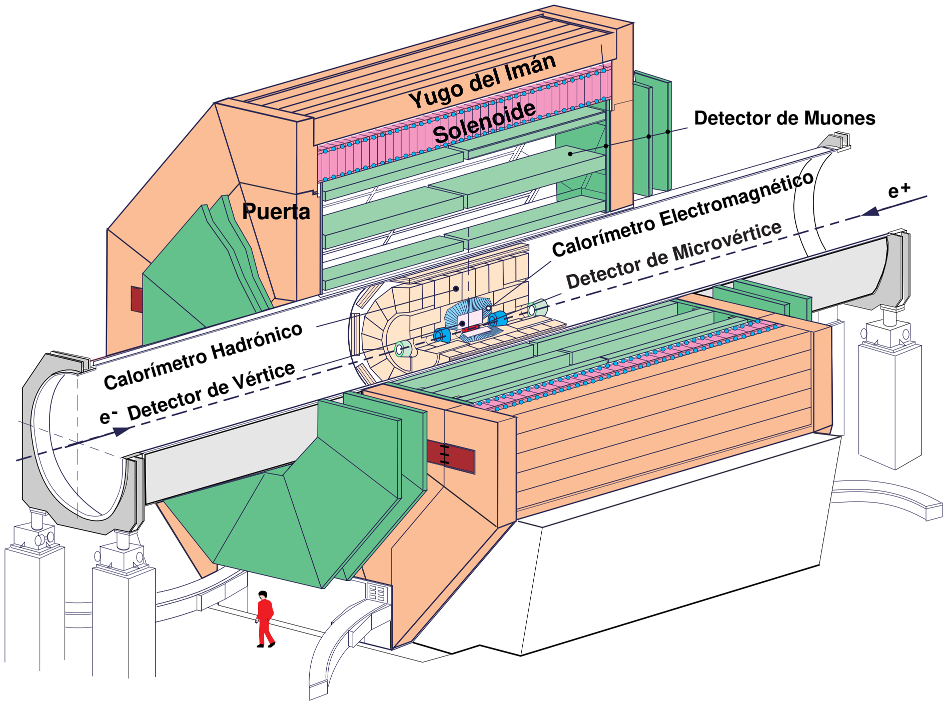

Figura 2.3: Esquema del detector L3.

Los subdetectores que forman L3 están sustentados por un tubo de acero de 445 cm de diámetro, 32 m de largo y 340 toneladas de peso, concéntrico con la línea del haz de LEP, permitiendo el alineamiento de L3 con respecto a dicha línea. En el interior del tubo soporte se encuentran el detector central de trazas, el calorímetro electromagnético, el monitor de luminosidad, los contadores de centelleo y el calorímetro hadrónico. Estos detectores se encuentran divididos en una zona central o barril y en otras dos a bajo ángulo alrededor del tubo del haz a modo de tapones del tubo soporte (*end caps*). Montado en el exterior del tubo soporte se encuentra el espectrómetro 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 tiene un radio interior de 593 cm y consta de 168 espiras de aluminio por las que circula una corriente continua de 30 kA, para lo que se requiere un voltaje de 130 V. El solenoide se encuentra a su vez rodeado por una estructura de hierro que proporciona la masa necesaria para el retorno del flujo magnético. El radio exterior del imán es 790 cm y el peso total 7800 t.

A continuación se describen brevemente los subdetectores que forman L3.

2.2.1 El detector central de trazas

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 tubo del haz 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 2.4).

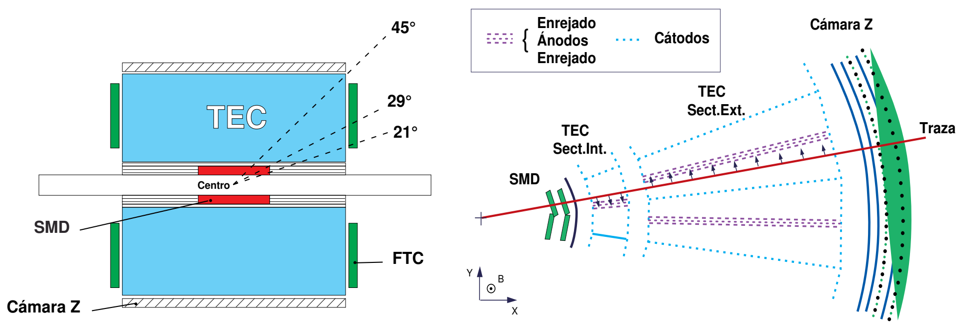

Figura 2.4: Vista longitudinal y sección transversal del detector central (SMD, TEC y cámaras Z).

2.2.1.1 TEC (*Time Expansion Chamber*)

La TEC [6] está formada por dos cámaras de deriva cilíndricas concéntricas (figura 2.5). Las cámaras interna y externa están divididas en 12 y 24 sectores respectivamente, separados por planos catódicos. Los hilos anódicos se sitúan en el centro de cada sector, 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, lo que da lugar a un total de 1392 hilos de señal.

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 gran 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:

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0.021 \text{ GeV}^{-1}$$

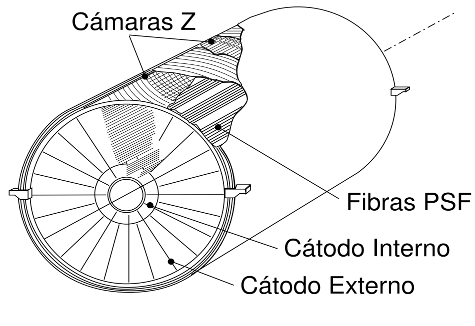

Figura 2.5: Esquema de la TEC y las cámaras Z.

2.2.1.2 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 multihilos con lectura de cátodo, que cubren el cilindro de la TEC (figura 2.5). Un total de 920 tiras catódicas proporcionan una resolución en la medida de la coordenada z 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 10 mm.

2.2.1.3 SMD (*Silicon Microvertex Detector*)

El detector de microvértice de silicio (SMD) [7] es el subdetector más cercano al vértice de interacción. 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.

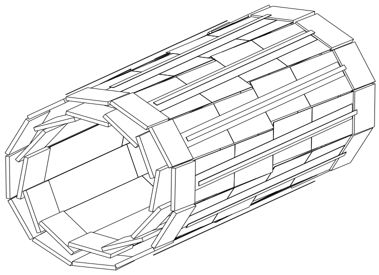

Figura 2.6: Esquema del detector de microvértice.

Está formado por dos capas de 12 *ladders* cada una, que forman dos cilindros concéntricos de 61 mm y 77 mm de radio. 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. El número total de *strips* es 72576. En la figura 2.6 se muestra una vista del SMD.

La resolución obtenida en la medida de la posición es de 10 μm en $r-\phi$ y 35 μm en z.

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

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0.014 \text{ GeV}^{-1}$$

2.2.2 El calorímetro electromagnético

El calorímetro 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.

Está formado por 10734 cristales de germanato de bismuto (BGO) con forma de pirámide truncada que apuntan a la región de interacción. Cada cristal mide $\simeq$ 24 cm de largo y los lados de la pirámide truncada miden $\simeq$ 2 cm y $\simeq$ 3 cm en las partes anterior y posterior respectivamente. 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 (ángulo con eje del haz) entre 43° y 137° y consta de 7680 cristales. Las dos partes a bajo ángulo ($11° - 37°$ y $143° - 169°$) (*end caps*) constan de 1527 cristales.

La resolución en la energía se parametriza con la siguiente fórmula [8]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[\frac{1.6}{\sqrt{E}} + 0.35\right]\% \qquad (2.2)$$

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 [8].

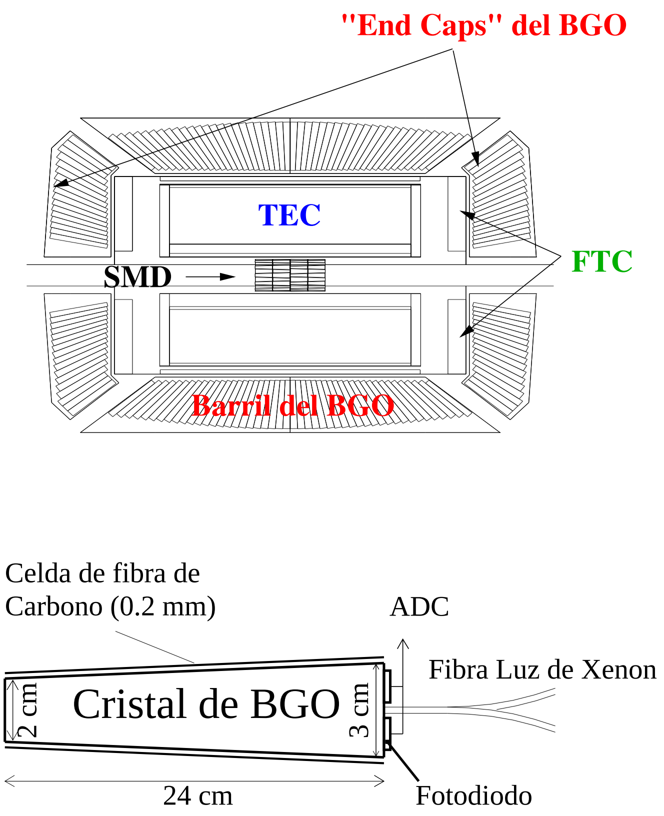

Figura 2.7: Vista longitudinal del calorímetro electromagnético o BGO y esquema de un cristal del barril del BGO.

2.2.3 El monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad consiste en un detector de trazas y un calorímetro de BGO que se encuentran instalados a muy bajo ángulo polar ($1.4° - 4.0°$ y $176° - 178.6°$), a ambos lados del punto de interacción. Su función es la determinación de la luminosidad suministrada por LEP, mediante la cuenta de sucesos Bhabha (dispersión elástica electrón-positrón), cuya sección eficaz es bien conocida.

El calorímetro tiene simetría cilíndrica, tal como se muestra en la figura 2.8. Los cristales se sitúan en dos 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 detector de trazas es un detector de silicio (SLUM) montado delante de cada calorímetro. En cada lado, el 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 dispersión Bhabha [9].

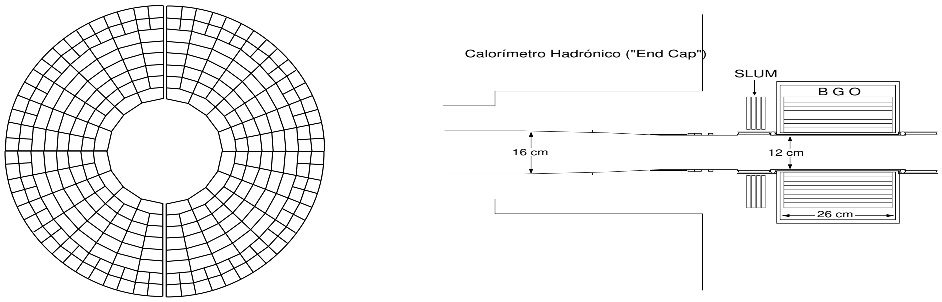

Figura 2.8: Sección transversal y longitudinal del monitor de luminosidad.

2.2.4 Los contadores de centelleo

Los contadores de centelleo son 62 tiras de plástico centellador de 10 mm de grosor, que envuelven el calorímetro electromagnético y se sitúan a una distancia entre 87 cm y 103 cm del vértice de interacción. Su misión es medir el tiempo de vuelo con respecto al momento de cruce de los haces mediante la detección de la luz de centelleo producida cuando las partículas cargadas atraviesan las tiras de plástico. Sirve principalmente para discriminar entre sucesos provenientes de colisiones electrón-positrón y rayos cósmicos.

En el barril, hay 30 tiras de plástico centellador 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 centelladores en cada lado del detector. La luz de centelleo se conduce a través de guías de onda y se detecta con fotomultiplicadores.

La diferencia de tiempo de vuelo esperada entre centelladores opuestos es mayor que 5 ns para muones cósmicos y 0 ns para pares de muones ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$) mientras que la resolución de los centelladores es 0.5 ns.

2.2.5 El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico mide, conjuntamente con el calorímetro electromagnético, la energía de los hadrones. Actúa además como filtro, 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 de hilos en modo proporcional como material activo (figura 2.9). Se utiliza una mezcla de gas de argón (80%) y dióxido de carbono (20%).

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

El calorímetro hadrónico cubre herméticamente la zona polar comprendida entre 5.5° y 174.5°, envolviendo al calorímetro electromagnético (por fuera de los contadores de centelleo). Tiene una estructura modular, con un peso total de 283 t, una longitud de 472 cm y un radio exterior de 179 cm. Las cámaras proporcionales albergan un total de 425904 hilos y 27000 canales de señal.

A partir de un experimento realizado en el CERN con un haz de piones [10], se obtuvo la siguiente parametrización para la resolución de la energía

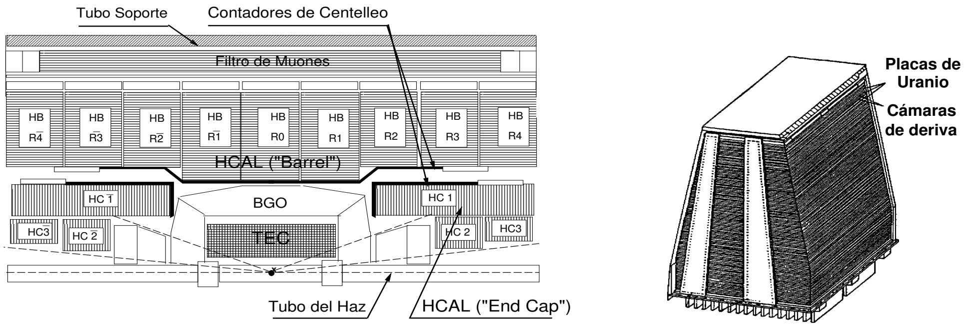

Figura 2.9: Corte transversal de la parte superior del interior del tubo soporte y módulo del calorímetro hadrónico.

de los hadrones en el calorímetro hadrónico:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.55}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 0.05 \tag{2.3}$$

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 espectrómetro de muones

El detector de muones está formado por tres capas de cámaras de deriva que miden con gran precisión la curvatura de la trayectoria del muón en la región entre el tubo soporte y el imán.

Consta de dos partes: el espectrómetro central, que opera desde el comienzo de LEP (1989), y el 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 2.10a). Cada rueda tiene un peso de 86 t y ocupa la zona radial entre 225 cm y 590 cm. Cada octante posee cinco cámaras de precisión (cámaras P): dos en la capa externa, otras dos en la capa intermedia y una en la interna. Las cámaras P miden las coordenadas de la traza en el plano de curvatura. Cada una contiene 320 hilos de señal. 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 3%, para muones de 45 GeV que dejan señal en tres cámaras P.

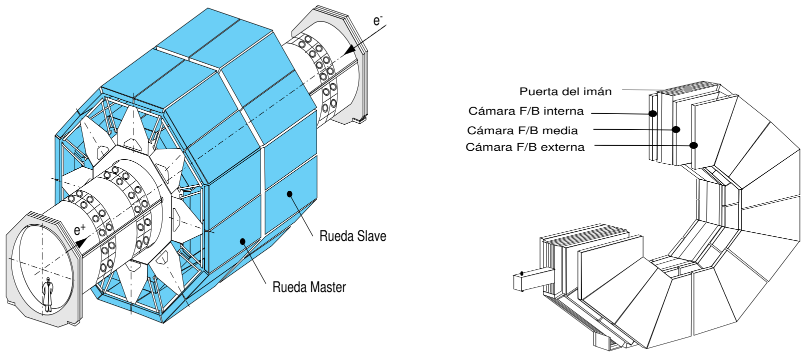

Figura 2.10: Vista del sistema central y a bajo ángulo.

- **Sistema *forward-backward*** [11]. Cubre los intervalos angulares $24^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$ y $136^\circ \leq \theta \leq 156^\circ$ y está compuesto por 96 cámaras de deriva montadas en tres capas sobre las puertas del imán, que se encuentran magnetizadas toroidalmente (figura 2.10b). Las cámaras contienen una mezcla de gas formada por un 86% de argón, un 10% de dióxido de carbono y un 4% de isobutano. La resolución en la medida del momento es del 4% al 30% dependiendo del ángulo polar y del momento del muón.

2.2.7 El sistema de *trigger*

La lectura completa de todos los canales de señal del detector tarda $\simeq 2.5$ ms (este tiempo es principalmente debido a la digitalización y transmisión de las señales electrónicas). Sin embargo, en LEP los haces se cruzan cada 22 μs por lo que es necesario un sistema rápido que decida si ha ocurrido una colisión $\mathrm{e^+e^-}$ y por tanto si el suceso tiene interés físico y debe ser registrado, o por el contrario, si no hubo colisión, todas las señales (causadas por ruido electrónico principalmente) deben ser borradas y el sistema debe prepararse para el siguiente cruce de haces.

El sistema de *trigger* decide después de cada cruce de haces si ha tenido lugar una interacción e^+e^- y, en caso positivo, el suceso debe ser grabado. Para optimizar el uso del tiempo, el *trigger* se divide en tres niveles de decisión:

2.2.7.1 Nivel 1

El nivel 1 decide en menos de 22 μs 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, los contadores de centelleo, las cámaras de muones, la TEC y el monitor de luminosidad.

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

- Centelladores. Se selecciona el suceso requiriendo que al menos haya señal en cinco centelladores.

- Cámaras de muones. Se requiere al menos una traza reconstruida en las cámaras de muones con momento mayor que 1 GeV, originada en el punto de interacción.
- TEC. Se exige un mínimo de dos trazas con momento transverso mayor que 150 MeV y con una acolinealidad menor que 60°.
- Luminosidad. Se analizan las señales analógicas de los monitores de luminosidad colocados a ambos lados del punto de interacción. Se aceptan los sucesos que contienen dos deposiciones en sentidos opuestos. La eficiencia se controla aceptando también algunos de los sucesos que contienen al menos una deposición.

Un resultado positivo de alguno de estos *subtriggers* hace que se lleve a cabo la digitalización de los datos del suceso. La frecuencia de decisiones positivas es menor que 20 Hz. Un resultado negativo en los 5 *subtriggers* produce el borrado de toda la información y hace que el detector completo esté preparado antes del siguiente cruce de haces.

2.2.7.2 Nivel 2

La función del nivel 2 es rechazar los sucesos no físicos seleccionados por el nivel 1, eliminando aquellos en los que la señal haya sido generada por ruido electrónico, por interacciones con las paredes del tubo del haz, por radiación de sincrotrón o por rayos cósmicos. Los sucesos con más de una condición de *trigger* del nivel 1 pasan automáticamente al nivel 3. El resto se estudian de nuevo utilizando más tiempo que en el nivel 1 (sin incurrir en tiempos muertos adicionales) 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.

2.2.7.3 Nivel 3

El nivel 3 se basa en la información digitalizada 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.

Durante el tiempo que se tarda en procesar y grabar los datos correspondientes a una colisión e^+e^- la electrónica del detector está 'cerrada' a nuevas a nuevas señales, lo que permite identificar los sucesos uno a uno. El tiempo en el que el detector está preparado para la detección de nuevos sucesos es aproximadamente el 96% del total. La eficiencia global del *trigger* para sucesos de aniquilación e^+e^- es próxima al 100.0%.

2.3 Reconstrucción de los sucesos

La información en bruto proporcionada por L3 se procesa para construir objetos con significado físico, que posteriormente son identificados con partículas (jets hadrónicos, electrones, muones o fotones). Algunos de estos objetos son:

- **ASRC**. Asociación 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**. Asociación de depósitos de energía en los calorímetros, trazas en el espectrómetro de muones y en la TEC por proximidad angular, buscando flujos de energía que representen a un único objeto [12]. Pueden clasificarse como jets hadrónicos, electrones aislados, muones aislados, etc... Su energía se recalcula utilizando las constantes de calibración adecuadas.

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 2.11, 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.

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

2.4 Simulación del detector

El programa de simulación de L3, SIL3, proporciona una descripción

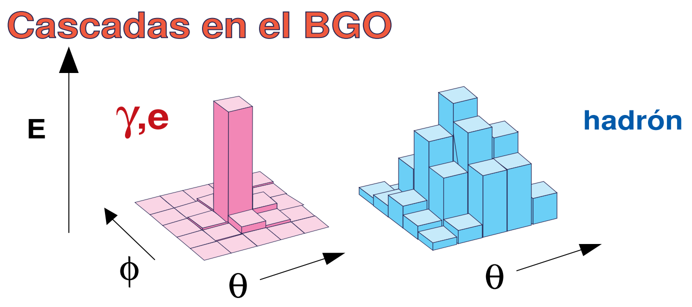

Figura 2.11: Esquemas de una cascada electromagnética y hadrónica en el calorímetro electromagnético.

completa del detector L3, incluyendo los detalles de los materiales de cada subdetector y del campo magnético.

SIL3 utiliza el paquete GEANT [13] 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. A cada suceso de Monte Carlo se le asigna una fecha y hora, de modo que estén distribuidos sobre el período de toma de datos de acuerdo con la luminosidad. Entonces, cada suceso de Monte Carlo se simula teniendo en cuenta el estado del detector registrado en la fecha y hora correspondientes.

Referencias

[1] LEP:
"Proceedings of 10^{th} Workshop on LEP-SPS Performance", Chamonix 2000, ed. L. Roux *et al.*, Report CERN-SL-2000-007;
"LEP Design Report", ed. C. Wyss, Report CERN-AC-96-01, Vol. 3;
http://cern.web.cern.ch/CERN/.

[2] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A289** (1990) 35;
L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Phys. Rep. **236** (1993) 1.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

[12] O. Adriani *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A302** (1991) 53.

[13] "GEANT Version 3.15"
R. Brun *et al.*, Preprint CERN-DD-EE-84-1.

Capítulo 3

Búsqueda de Leptones Excitados

3.1 Introducción

La existencia de leptones excitados sería una clara evidencia de subestructura en el sector fermiónico. Los modelos compuestos podrían explicar el número de familias y el origen de las masas de los fermiones y los ángulos de mezcla entre los quarks [1]. Recientemente, los leptones excitados han sido buscados de forma sistemática en los aceleradores LEP (e^+e^-) y HERA (ep) [2].

En este trabajo se describe una búsqueda de leptones excitados en el marco teórico descrito en la sección 1.2. Los leptones excitados se pueden producir a pares, $e^+e^- \to L^*L^*$, o individualmente, $e^+e^- \to LL^*$. La producción a pares puede ocurrir hasta masas m_* próximas a la energía del haz, mientras que la producción individual es posible hasta $m_* \approx \sqrt{s}$. De este modo, ambas búsquedas son complementarias.

Las fracciones de desintegración $Br(L^* \to LV)$ ($V = \gamma, Z$ o W) vienen determinadas por las constantes de acoplo f y f'. Para cubrir todas las posibilidades es necesario realizar múltiples selecciones de sucesos. Algunos de los estados finales (aquellos que contienen varios fotones energéticos o leptones aislados) son experimentalmente claros (el fondo proveniente del Modelo Estándar es bajo), mientras que otros canales presentan topologías experimentales similares a las de procesos que tienen una gran sección eficaz en el Modelo Estándar. En ambos casos, una señal de nueva física es un exceso (estadísticamente significativo) del número de sucesos seleccionados en los datos comparado con el número predicho por la simulación de Monte

Carlo.

En la búsqueda de leptones excitados producidos a pares, la sección eficaz de producción depende únicamente de m_*, pero las fracciones de desintegración dependen de los valores relativos de f y f'. Así, se derivan límites inferiores a m_* en función de f y f'. Típicamente se consideran dos escenarios: $f = f'$ y $f = -f'$. Estos escenarios son interesantes porque corresponden a situaciones experimentales *extremas*: las desintegraciones radiativas están prohibidas para neutrinos excitados si $f = f'$ y para leptones excitados cargados si $f = -f'$. Además, se calculan límites independientes de f y f'; éstos son los límites correspondientes a la elección más desfavorable posible de f/f'.

En la producción individual de leptones excitados, tanto la sección eficaz de producción como la fracción de desintegración dependen de m_*, f y f'. Se consideran los dos escenarios $f = f'$ y $f = -f'$, y se derivan límites a $\frac{|f|}{\Lambda}$ en función de m_*, que son entonces los únicos parámetros libres del modelo.

3.2 Datos y simulación de Monte Carlo

La muestra de datos analizada fue tomada en 1999 por el detector L3 a energías en el centro de masas entre 192 GeV y 202 GeV. La luminosidad integrada total es 233.2 pb^{-1}. Después de la substracción de algunos períodos en los que algunas ineficiencias del detector no fueron correctamente simuladas en las muestras de Monte Carlo, la luminosidad analizada a las distintas energías es: 22.2 pb^{-1} a 191.6 GeV, 83.7 pb^{-1} a 195.5 GeV, 74.3 pb^{-1} a 199.5 GeV y 37.0 pb^{-1} a 201.7 GeV.

Para la simulación del fondo proveniente de procesos del Modelo Estándar, se utilizan diferentes programas de Monte Carlo. BHWIDE [3] y TEEGG [4] se usan para generar sucesos Bhabha, ee(γ). KORALZ [5] se utiliza para otros estados finales con dos leptones, $\mu\mu(\gamma)$, $\tau\tau(\gamma)$ y $\nu\nu(\gamma)$. Los estados finales que sólo tienen fotones se describen con el Monte Carlo GGG [6]. El proceso $e^+e^- \to$ WW se describe con KORALW [7]. KK2F [8] se usa para $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$. PYTHIA [9] se utiliza para la producción de ZZ y Zee y EXCALIBUR [10] se usa para los estados finales con 4 fermiones con contribución no despreciable de procesos diferentes a la producción resonante de pares de bosones ZZ y WW.

La generación de sucesos de señal de leptones excitados y su desintegración se realiza de acuerdo a la sección eficaz diferencial que aparece en la referencia [11], usando un programa de Monte Carlo desarrollado en L3. Para la estimación de la eficiencia de la selección, se generan pares de leptones excitados con 95 GeV de masa, y leptones excitados producidos individualmente con masas: 100 GeV, 150 GeV y 195 GeV. La radiación de estado inicial no está implementada en la generación de sucesos, pero su efecto en la sección eficaz se tiene en cuenta en el cálculo de límites.

En la producción individual, la distribución del ángulo polar del leptón excitado depende del valor relativo de f y f'. Esto es importante para la producción de electrones excitados, $e^+e^- \to ee^*$. El intercambio de un fotón en canal t proporciona una gran contribución a bajo ángulo polar dando lugar a sucesos en los que el electrón estándar se escapa por el tubo del haz. Si $f = -f'$, el vértice $e^*e\gamma$ no está permitido, y sólo el intercambio de un bosón Z contribuye, dando lugar a sucesos con el electrón estándar visible en el detector. De este modo, es necesario calcular la eficiencia para la selección e^* en ambos escenarios: $f = f'$ y $f = -f'$. Para el resto de los leptones excitados, la eficiencia de la selección depende ligeramente del valor relativo de f y f'.

La respuesta del detector L3 se simula con el programa GEANT [12] para todos los sucesos de Monte Carlo.

3.3 Selección de la muestra

En esta sección se describen brevemente las selecciones de leptones excitados. La enorme multiplicidad de topologías experimentales a las que puede dar lugar la existencia de dichas partículas hace que la lista completa de criterios de selección sea demasiado larga para incluirla en este capítulo. En cualquier caso, una descripción mucho más detallada puede encontrarse en la sección 3.4.

Los leptones excitados producidos a pares se buscan en los estados finales que se muestran en la tabla 3.1. Como se ha dicho anteriormente, la sección eficaz de producción a pares está fijada por el modelo, pero las fracciones de desintegración dependen de la relación entre f y f', por lo que las diferentes selecciones son complementarias en las distintas zonas del espacio de parámetros.

Los leptones excitados producidos individualmente se buscan en los estados finales que se muestran en la tabla 3.2. Tanto la sección eficaz de producción como las fracciones de desintegración dependen de los parámetros libres del modelo: Λ, f, f' y m_*. Las diferentes selecciones son complementarias en las distintas zonas del espacio de parámetros.

Los leptones excitados que se desintegran radiativamente ($L^* \to L\gamma$) dan lugar a estados finales con pequeña multiplicidad y fotones energéticos en

<table>
<tr><th>Señal</th><th colspan="3">Estado Final</th></tr>
<tr><td>e^*e^*</td><td>$ee\gamma\gamma$</td><td rowspan="3">$\nu\nu WW$</td><td>$e\gamma\nu W$</td></tr>
<tr><td>$\mu^*\mu^*$</td><td>$\mu\mu\gamma\gamma$</td><td>$\mu\gamma\nu W$</td></tr>
<tr><td>$\tau^*\tau^*$</td><td>$\tau\tau\gamma\gamma$</td><td>$\tau\gamma\nu W$</td></tr>
<tr><td>$\nu_e^*\nu_e^*$</td><td rowspan="3">$\nu\nu\gamma\gamma$</td><td>$eeWW$</td><td>$\nu\gamma eW$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\mu^*\nu_\mu^*$</td><td>$\mu\mu WW$</td><td>$\nu\gamma\mu W$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\tau^*\nu_\tau^*$</td><td>$\tau\tau WW$</td><td>$\nu\gamma\tau W$</td></tr>
</table>

Tabla 3.1: Estados finales considerados en la búsqueda $e^+e^- \to L^*L^*$.

<table>
<tr><th>Señal</th><th colspan="3">Estado final</th></tr>
<tr><td>ee^*</td><td>$ee\gamma$</td><td>$e\nu W$</td><td>eeZ</td></tr>
<tr><td>$\mu\mu^*$</td><td>$\mu\mu\gamma$</td><td>$\mu\nu W$</td><td>$\mu\mu Z$</td></tr>
<tr><td>$\tau\tau^*$</td><td>$\tau\tau\gamma$</td><td>$\tau\nu W$</td><td>$\tau\tau Z$</td></tr>
<tr><td>$\nu_e\nu_e^*$</td><td rowspan="3">$\nu\nu\gamma$</td><td>νeW</td><td rowspan="3">$\nu\nu Z$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\mu\nu_\mu^*$</td><td>$\nu\mu W$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\tau\nu_\tau^*$</td><td>$\nu\tau W$</td></tr>
</table>

Tabla 3.2: Estados finales considerados en la búsqueda $e^+e^- \to LL^*$.

el detector. Una selección específica se usa para cada una de las posibles topologías: $ee\gamma\gamma$, $\mu\mu\gamma\gamma$, $\tau\tau\gamma\gamma$, $\nu\nu\gamma\gamma$, $ee\gamma$, $\mu\mu\gamma$, $\tau\tau\gamma$ y $\nu\nu\gamma$. Todas estas selecciones están basadas en la identificación de los fotones y los leptones cargados del estado final. Estas selecciones tienen una alta eficiencia para la señal y aceptan una contaminación de procesos del Modelo Estándar relativamente pequeña. En el caso de leptones excitados cargados, la masa invariante de dichas partículas se puede reconstruir con buena precisión, y por tanto su existencia se vería como un exceso de sucesos localizado en una región del espectro de masas.

En el caso de producción a pares y desintegración vía corrientes cargadas ($L^*L^* \to LWLW$), la selección se basa en la identificación de los productos de desintegración de los dos bosones W. Una selección básica WW se usa para los estados finales $\nu\nu WW$ y $\tau\tau WW$ (sin intentar en este último caso la identificación de los leptones τ). Para los estados finales $eeWW$ y $\mu\mu WW$, dicha selección básica se complementa con la búsqueda de dos electrones o muones aislados. En la selección WW se consideran las desintegraciones completamente hadrónicas, $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$, y las semileptónicas, $WW \to q\bar{q}\ell\nu$. Para la selección qqqq se buscan sucesos con dos pares de jets hadrónicos de gran masa invariante, mientras que en la selección qq$\ell\nu$ se buscan sucesos con un par de jets hadrónicos con gran masa invariante, un leptón aislado y momento perdido indicativo de la presencia de un neutrino en el suceso.

En el caso de producción a pares con un leptón excitado que se desintegra radiativamente y el otro vía corriente cargada, $\mathrm{L^*L^*} \to \mathrm{L}\gamma\mathrm{LW}$, se seleccionan sucesos con un fotón energético y los productos de desintegración de un bosón W. Se consideran las desintegraciones hadrónica, $\mathrm{W} \to \mathrm{q\bar{q}}$, y leptónica, $\mathrm{W} \to \ell\nu$. Cuatro selecciones específicas se usan para las topologías $\mathrm{e}\gamma\nu\mathrm{W}$, $\mu\gamma\nu\mathrm{W}$, $\tau\gamma\nu\mathrm{W}$ y $\nu\gamma\ell\mathrm{W}$. Las selecciones $\mathrm{e}\gamma\nu\mathrm{W}$ y $\mu\gamma\nu\mathrm{W}$ son especialmente interesantes porque permiten la reconstrucción de la masa invariante de los electrones y muones excitados respectivamente.

Teniendo en cuenta la luminosidad obtenida en los datos, el número esperado de sucesos de señal producidos y el número esperado de sucesos de señal seleccionados para leptones excitados de 95 GeV de masa para dos hipótesis, $f = f'$ y $f = -f'$, se muestra en la tabla 3.3, donde también se indica el número de sucesos encontrados en datos, el fondo esperado del Modelo Estándar y la eficiencia de la selección para los sucesos de señal.

Señal	$f=f'$		$f=-f'$		Efic. (%)	Datos	Fondo S.M.
	N_{esp}	N_{sel}	N_{esp}	N_{sel}			
$\mathrm{e}^*\mathrm{e}^* \to \mathrm{ee}\gamma\gamma$	132	61	–	–	46.4	1	0.8
$\mu^*\mu^* \to \mu\mu\gamma\gamma$	132	59	–	–	44.4	1	0.5
$\tau^*\tau^* \to \tau\tau\gamma\gamma$	132	57	–	–	43.1	0	0.2
$\nu^*\nu^* \to \nu\nu\gamma\gamma$	–	–	81	36	44.9	2	1.9
$\ell^*\ell^* \to \nu\nu\mathrm{WW}$	7	5	176	114	64.9	2978	2993
$\nu_{\mathrm{e}}^*\nu_{\mathrm{e}}^* \to \mathrm{eeWW}$	109	21	4.4	0.8	19.1	0	0.2
$\nu_{\mu}^*\nu_{\mu}^* \to \mu\mu\mathrm{WW}$	109	24	4.4	1.0	21.8	0	0.7
$\nu_{\tau}^*\nu_{\tau}^* \to \tau\tau\mathrm{WW}$	109	75	4.4	3.0	69.1	2978	2993
$\mathrm{e}^*\mathrm{e}^* \to \mathrm{e}\gamma\nu\mathrm{W}$	62	35	–	–	56.8	13	11
$\mu^*\mu^* \to \mu\gamma\nu\mathrm{W}$	62	26	–	–	42.7	5	8
$\tau^*\tau^* \to \tau\gamma\nu\mathrm{W}$	62	23	–	–	36.6	56	45
$\nu_{\mathrm{e}}^*\nu_{\mathrm{e}}^* \to \nu\gamma\mathrm{eW}$	–	–	38	14	38.1		
$\nu_{\mu}^*\nu_{\mu}^* \to \nu\gamma\mu\mathrm{W}$	–	–	38	11	28.5	18	12
$\nu_{\tau}^*\nu_{\tau}^* \to \nu\gamma\tau\mathrm{W}$	–	–	38	7	18.6		

Tabla 3.3: Resultados de las búsquedas de leptones excitados producidos a pares. El número esperado de sucesos de señal producidos y seleccionados para leptones excitados de 95 GeV de masa se muestra en las columnas 2,3 (hipótesis $f=f'$) y 4,5 (hipótesis $f=-f'$). La siguiente columna muestra el porcentaje de sucesos de Monte Carlo de señal seleccionados, y las dos últimas muestran el número de sucesos seleccionados en datos y esperados del Modelo Estándar.

En la producción individual de leptones excitados que se desintegran vía corrientes cargadas o neutras, se consideran las desintegraciones hadrónicas, $\mathrm{W} \to \mathrm{q\bar{q}}$ y $\mathrm{Z} \to \mathrm{q\bar{q}}$, y las leptónicas, $\mathrm{W} \to \ell\nu$, $\mathrm{Z} \to \ell\ell$ y $\mathrm{Z} \to \nu\nu$. En el caso de desintegraciones hadrónicas, la selección es muy similar a la selección $\mathrm{qq}\ell\nu$ utilizada en la búsqueda de leptones excitados producidos a pares. En el caso de desintegraciones leptónicas, se buscan sucesos con dos leptones acoplanares, o bien con cuatro leptones en los que un par de ellos tiene una masa invariante compatible con la masa del bosón Z.

El número esperado de sucesos de señal producidos y el número esperado de sucesos de señal seleccionados para leptones excitados de 150 GeV de masa para dos hipótesis, $f/\Lambda = f'/\Lambda = 10\ \mathrm{TeV}^{-1}$ y $f/\Lambda = -f'/\Lambda = 10\ \mathrm{TeV}^{-1}$, se muestra en la tabla 3.4, donde también se indica el número de sucesos encontrados en datos, el fondo esperado del Modelo Estándar y la eficiencia de la selección para los sucesos de señal. Nótese que el número esperado de sucesos de señal es sólo orientativo ya que depende cuadráticamente de f/Λ.

Señal	$f = f'$		$f = -f'$		Efic. (%)	Datos	Fondo
	N_{esp}	N_{sel}	N_{esp}	N_{sel}			S.M.
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{ee}\gamma$	17125	11179	–	–	64.7	682	714
$\mu\mu^* \to \mu\mu\gamma$	96	60	–	–	63.3	72	67
$\tau\tau^* \to \tau\tau\gamma$	96	42	–	–	44.1	50	69
$\nu_\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}^* \to \nu_\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}\gamma$	–	–	344	233	67.9		
$\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu_\mu\nu_\mu\gamma$	–	–	96	65	67.9	230	232
$\nu_\tau\nu_\tau^* \to \nu_\tau\nu_\tau\gamma$	–	–	96	65	67.9		
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}\mathrm{W}$	20904	4264	198	146	20.4 / 74.0	728	764
$\mu\mu^* \to \mu\nu_\mu\mathrm{W}$	117	75	94	60	64.6	684	694
$\tau\tau^* \to \tau\nu_\tau\mathrm{W}$	117	63	94	51	54.5	1365	1377
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e eW$	409	281	420	289	68.9	728	764
$\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu_\mu\mu W$	94	60	117	75	64.5	684	694
$\nu_\tau\nu_\tau^* \to \nu_\tau\tau W$	94	56	117	70	60.6	1365	1377
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{eeZ}$	3177	343	104	27	10.8 / 26.4	663	692
$\mu\mu^* \to \mu\mu\mathrm{Z}$	17	7	49	19	40.3	608	617
$\tau\tau^* \to \tau\tau\mathrm{Z}$	17	4	49	10	21.6	1307	1308
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e\nu_e Z$	216	30	63	9	13.9		
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e\nu_e Z$	49	7	17	2	13.9	350	357
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e\nu_e Z$	49	7	17	2	13.9		

Tabla 3.4: Resultados de las búsquedas de leptones excitados producidos individualmente. El número esperado de sucesos de señal producidos y seleccionados para leptones excitados de 150 GeV de masa se muestra en las columnas 2,3 (hipótesis $f/\Lambda = f'/\Lambda = 10\ \mathrm{TeV}^{-1}$) y 4,5 (hipótesis $f/\Lambda = -f'/\Lambda = 10\ \mathrm{TeV}^{-1}$). La siguiente columna muestra el porcentaje de sucesos de Monte Carlo de señal seleccionados, y las dos últimas muestran el número de sucesos seleccionados en datos y esperados del Modelo Estándar.

3.4 Detalles de la selección

Esta sección describe detalladamente las selecciones que han sido utilizadas para la búsqueda de leptones excitados. El diseño de dichas selecciones y su implementación en programas informáticos ha requerido una fracción importante del tiempo dedicado a la realización de este trabajo y los detalles reflejan a menudo las particularidades del experimento L3. La lectura de esta sección no es esencial para la comprensión de este trabajo.

Identificación de las partículas

El detector L3 mide de modo preciso la energía y dirección de fotones, leptones y jets hadrónicos.

- Los **jets hadrónicos** se definen como asociaciones angulares de deposiciones de energía en los calorímetros electromagnético y hadrónico, y trazas cargadas en el detector central de trazas. Dependiendo de la topología del estado final que se busca, se usan diferentes algoritmos para optimizar los resultados en la reconstrucción de los jets. Para estados finales con dos quarks, se usa el algoritmo de Durham [13] para forzar el suceso a dos jets. En sucesos con pequeña multiplicidad que contengan fotones, la identificación de los **taus** se basa en la reconstrucción de jets a partir de deposiciones calorimétricas, trazas y muones, con masa invariante menor que 3 GeV y al menos una traza asociada. Para el resto de los sucesos, los jets se reconstruyen con el algoritmo ASJT [14], que esencialmente utiliza criterios geométricos.

- Los **fotones** y los **electrones** se identifican como deposiciones de energía en el calorímetro electromagnético con más del 95% de su energía contenida en una matriz 3x3 de cristales de BGO (véase la figura 2.11). Los fotones deben estar aislados mientras que los electrones deben estar asociados a una traza cargada. Para distinguir claramente entre fotones y electrones, se requiere que el ángulo polar esté dentro de la región cubierta por el detector central de trazas, $|\cos\theta| < 0.95$.

- Los **muones** se reconstruyen a partir de trazas en las cámaras de muones. Además, se usa un algoritmo que busca **partículas mínimamente ionizantes**, para aumentar la eficiencia en la detección de muones. Este algoritmo requiere una deposición calorimétrica con más señales en los calorímetros que un tercio del número esperado de señales para una partícula ideal mínimamente ionizante. La energía de la deposición debe ser menor que 10 GeV. Para evitar la contaminación de muones cósmicos, se requiere que estas partículas mínimamente ionizantes tengan una traza asociada en la TEC, o estén a bajo ángulo polar, $|\cos\theta| > 0.95$.

- Los jets de pequeña multiplicidad, los electrones y los muones son también considerados como **candidatos a tau**.

La identificación de las partículas depende ligeramente de la topología del suceso. En sucesos de pequeña multiplicidad, la identificación de leptones y fotones se basa en criterios poco exigentes para conseguir una gran eficiencia. En sucesos que contienen jets hadrónicos, se aplican criterios más exigentes para identificar leptones y fotones con una tasa baja de contaminación.

Supresión del fondo cósmico

Para suprimir la contaminación de rayos cósmicos en sucesos de pequeña multiplicidad, se requiere que cada traza de muón provenga del vértice (si tiene una traza asociada en la TEC, su parámetro de impacto debe ser menor que 2 mm en la dirección transversa, y menor que 40 mm en la dirección longitudinal; en todo caso, el parámetro de impacto del muón debe ser menor que 200 mm en ambas direcciones). Además, se requiere que todos los sucesos tengan al menos una señal en los contadores de centelleo en una ventana de 5 ns respecto del cruce de haces.

3.4.1 Producción a pares

Para la producción a pares de leptones excitados, $e^+e^- \to L^*L^*$, se consideran las desintegraciones radiativas ($L^*L^* \to LL\gamma\gamma$), vía corriente cargada ($L^*L^* \to LLWW$), y los modos de desintegración mixtos ($L^*L^* \to LLW\gamma$).

3.4.1.1 Desintegraciones radiativas

La selección de los sucesos $e^+e^- \to L^*L^* \to LL\gamma\gamma$ se basa en que el estado final contiene dos leptones y dos fotones.

Se realiza una preselección de sucesos leptónicos con fotones energéticos de acuerdo con los siguientes criterios:

- Para suprimir el fondo de sucesos hadrónicos, el número de trazas en el detector central debe ser menor que 8.

- Los sucesos seleccionados deben tener dos fotones identificados con energía mayor que 15 GeV. Al menos uno de éstos debe estar en la zona central ($|\cos\theta| < 0.75$). Este criterio reduce eficientemente el fondo de sucesos del Modelo Estándar, en el que los fotones son principalmente debidos a radiación de estado inicial, y son emitidos predominantemente a bajo ángulo.

En el caso de leptones excitados cargados, $\ell^*\ell^* \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$, los leptones del estado final son visibles en el detector, y la masa invariante del leptón excitado se puede reconstruir. Para mejorar la resolución en la medida de la energía y los ángulos de las partículas, se realiza un ajuste cinemático en el que se impone la conservación de la energía y el momento; ésto es imprescindible para determinar la energía de los taus. La resolución en la reconstrucción de la masa invariante de los leptones excitados se muestra en la tabla 3.5 y en la figura 3.1.

Señal	Resolución
$e^*e^* \rightarrow ee\gamma\gamma$	0.8 GeV
$\mu^*\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$	1.1 GeV
$\tau^*\tau^* \rightarrow \tau\tau\gamma\gamma$	1.3 GeV

Tabla 3.5: Resolución en la masa invariante de los pares $\ell - \gamma$ en la selección de leptones excitados producidos a pares.

En el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu^*\nu^* \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, la masa de los neutrinos excitados determina los intervalos de energías y ángulos accesibles a los fotones del estado final. El fondo de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ se reduce eficientemente requiriendo dos fotones energéticos acoplanares (la acoplanaridad entre dos partículas se define como el ángulo entre las proyecciones sobre el plano $r - \phi$; acoplanaridad$= ||\phi_1 - \phi_2| - \pi|$).

Las selecciones aquí descritas están optimizadas para leptones excitados con masa mayor que 50 GeV.

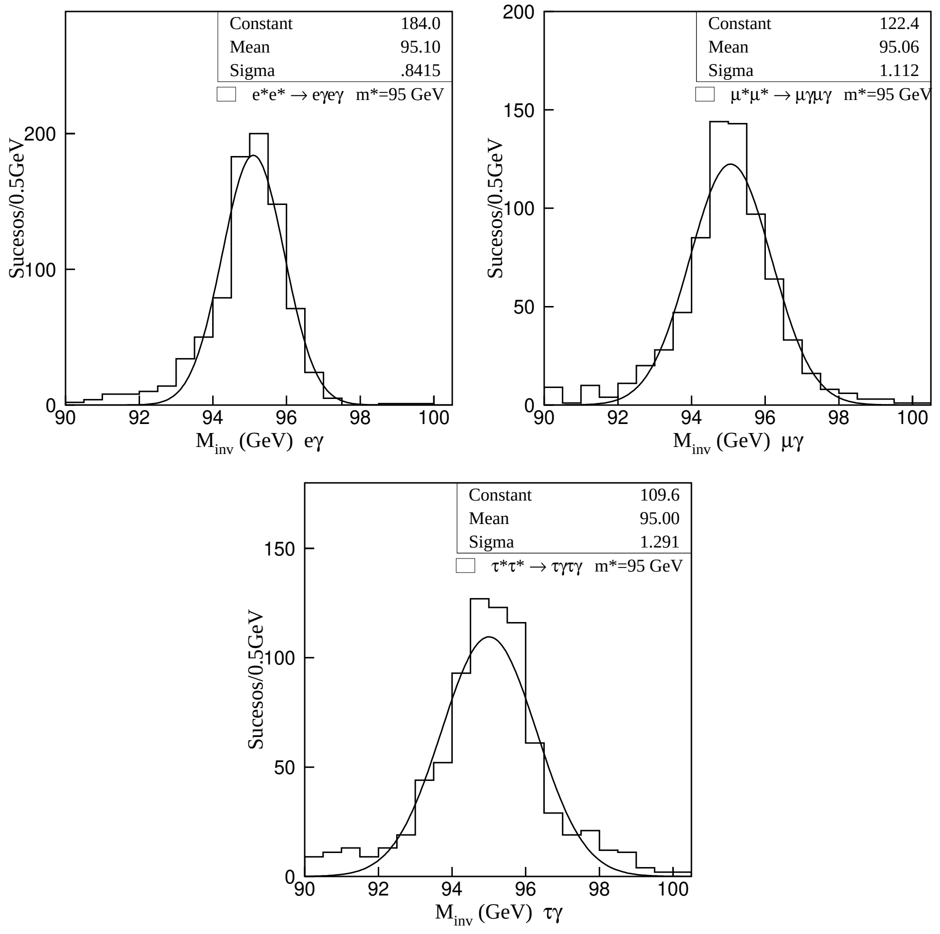

Figura 3.1: Distribución de la masa invariante de los pares leptón-fotón para los sucesos $\ell\ell\gamma\gamma$ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a leptones excitados de 95 GeV de masa. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

3.4.1.1.1 Selección de $ee\gamma\gamma$ La selección de los sucesos $e^+e^- \rightarrow e^*e^* \rightarrow ee\gamma\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Dos electrones identificados y ninguna otra traza con momento mayor que 1 GeV en el suceso.
- Después de ajuste cinemático, la diferencia entre las dos masas invariantes $e - \gamma$ debe ser menor que 10 GeV y su suma mayor que 100 GeV.

La eficiencia para la detección de e^*, estimada con el Monte Carlo, es el 46%, independientemente de m_*. La principal fuente de fondo es la dispersión Bhabha radiativa, $e^+e^- \rightarrow ee\gamma\gamma$. Se esperan un total de 0.8 sucesos del Modelo Estándar. En la figura 3.21 se muestra el candidato más significativo encontrado en datos.

3.4.1.1.2 Selección de $\mu\mu\gamma\gamma$ La selección de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^*\mu^* \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Dos trazas en la TEC con momento mayor que 1 GeV. Al menos una de ellas asociada a una traza en las cámaras de muones.
- Después de ajuste cinemático, la diferencia entre las dos masas invariantes $\mu - \gamma$ debe ser menor que 10 GeV y su suma mayor que 100 GeV.

La eficiencia para la detección de μ^* es el 44%, independientemente de m_*. La principal fuente de fondo son los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$. Se esperan un total de 0.5 sucesos del Modelo Estándar. En la figura 3.22 se muestra el candidato más significativo encontrado en datos.

3.4.1.1.3 Selección de $\tau\tau\gamma\gamma$ La selección de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^*\tau^* \rightarrow \tau\tau\gamma\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Al menos dos jets con trazas cargadas.
- Después del ajuste cinemático (en el que se asume que el suceso contiene dos fotones y dos taus), al menos uno de los taus debe tener una energía ajustada que exceda su energía visible en más de 10 GeV. Además, su energía visible debe ser mayor que 10 GeV y debe estar contenido en la región cubierta por el calorímetro electromagnético.

- La diferencia entre las dos masas invariantes $\tau - \gamma$ debe ser menor que 10 GeV y su suma mayor que 100 GeV.

La eficiencia para la detección de τ^* es el 43%, independientemente de m_*. La principal fuente de fondo son los sucesos $e^+e^- \to \tau\tau(\gamma)$ y $e^+e^- \to ee(\gamma)$ (cuando la energía de uno de los electrones se mide mal). Se esperan un total de 0.2 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.1.1.4 Selección de $\nu\nu\gamma\gamma$ La selección de los sucesos $e^+e^- \to \nu^*\nu^* \to \nu\nu\gamma\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Dos fotones con energías en el intervalo de 0.2 a 0.8 veces la energía del haz y con acoplanaridad mayor que 10°. Los fotones deben estar en la zona central, $|\cos\theta| < 0.75$.

- Ninguna traza, ni en el detector central, ni en la cámaras de muones. La energía de cualquier otra deposición calorimétrica debe ser menor que 5 GeV.

La eficiencia para la detección de ν^* es el 45%, independientemente de m_*. La principal fuente de fondo son los sucesos $e^+e^- \to \nu\nu\gamma\gamma$. Se esperan un total de 1.9 sucesos del Modelo Estándar. En la figura 3.23 se muestra uno de los candidatos más significativos encontrado en datos.

3.4.1.2 Desintegraciones vía corrientes cargadas

Los sucesos $e^+e^- \to \ell^*\ell^* \to \nu\nu WW$ dan lugar a estados finales que contienen los productos de desintegración de dos bosones W, y energía perdida (la energía visible es menor que $\sqrt{s}$). Sin embargo, la energía perdida depende de m_*, y no siempre es experimentalmente distinguible. En sucesos en los que el bosón W se desintegra hadrónicamente, la resolución de la energía es $\sim 10\%$. En sucesos en los que un W se desintegra leptónicamente, el neutrino se lleva aproximadamente la mitad de la energía del W. De este modo, para tener una gran eficiencia independiente de m_*, se utiliza un selección básica de sucesos WW, sin intentar reducir el fondo de sucesos $e^+e^- \to WW$ del Modelo Estándar.

Los sucesos $e^+e^- \to \nu^*\nu^* \to \ell\ell WW$ contienen dos bosones W y dos leptones cargados. En el caso $\nu^*_\tau\nu^*_\tau$, los productos de desintegración de los taus son difíciles de distinguir, y por tanto, se usa la selección básica WW. En los casos $\nu^*_e\nu^*_e$ y $\nu^*_\mu\nu^*_\mu$, el estado final contiene dos electrones o dos muones, lo que da lugar a una señal experimentalmente clara. En estos casos, la selección básica WW se complementa con la búsqueda de dos electrones o dos muones.

En la selección WW se consideran las desintegraciones completamente hadrónicas, $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$, y semileptónicas, $WW \to q\bar{q}e\nu$, $WW \to q\bar{q}\mu\nu$ y $WW \to q\bar{q}\tau\nu$. Así, la selección WW es la combinación de cuatro selecciones diferentes: qqqq, qqeν, qq$\mu\nu$ y qq$\tau\nu$. Éstas se explican a continuación. La eficiencia para la detección de sucesos $L^*L^* \to LLWW$ es superior al 65%, y depende ligeramente de m_* y del tipo de leptón excitado. La mayor fuente de fondo son los sucesos $e^+e^- \to WW$ y $e^+e^- \to q\bar{q}$. Se esperan un total de 2993 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.1.2.1 Selección qqqq La selección qqqq está basada en los siguientes criterios:

- El número de trazas debe ser mayor que 20, y el número de deposiciones calorimétricas mayor que 40.
- La energía calorimétrica debe ser mayor que 140 GeV.
- Para reducir el fondo de $q\bar{q}\gamma$, con un fotón que se escapa por el tubo del haz, se requiere que el ángulo polar del momento perdido esté en la región central, $|\cos\theta| < 0.95$, o que dicho momento sea inferior a 30 GeV. Además, no debe haber deposiciones calorimétricas con forma electromagnética y energía superior a 50 GeV.

- Al menos debe haber tres jets con energía mayor que 10 GeV, y más de una traza asociada. Al menos un par de estos jets debe tener una masa invariante entre 50 GeV y 110 GeV, masa de retroceso mayor que 50 GeV, y la suma de ambas mayor que 120 GeV.

En la figura 3.2(a) se muestra el coseno del ángulo polar del momento perdido para los sucesos que pasan la selección qqqq, antes de aplicar el corte en 0.95.

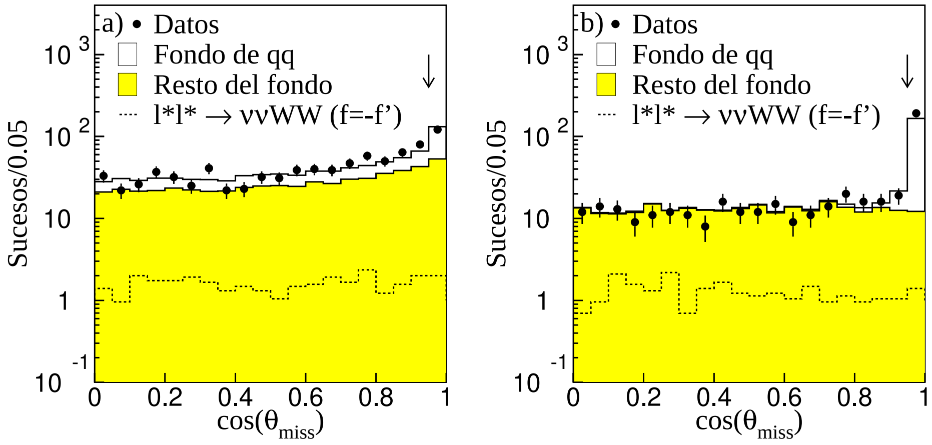

Figura 3.2: Distribución del coseno del ángulo polar del momento perdido para los sucesos que pasan la selección a) qqqq y b) qq$\ell\nu$, antes de aplicar el corte en 0.95 que se indica con una flecha. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, en el que se diferencian los sucesos q$\bar{\text{q}}$ del resto, y la señal esperada para leptones excitados de 95 GeV de masa.

En las figuras 3.3(a,b,c) se muestran la masa invariante de un par de jets, la masa de retroceso y la suma de ambas, para los sucesos que pasan la selección qqqq, antes de aplicar los cortes en dichas variables.

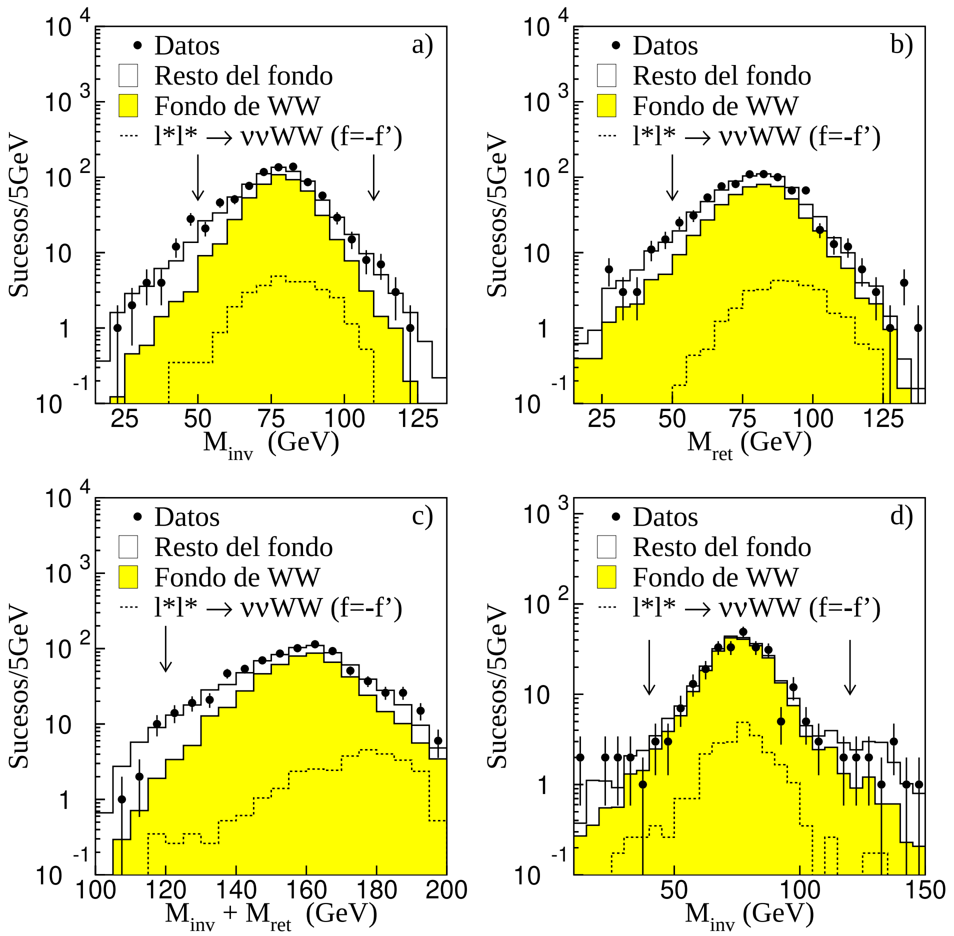

Figura 3.3: Distribución de a) masa invariante de un par de jets, b) masa de retroceso, c) suma de ambas masas, para los sucesos que pasan la selección qqqq y d) masa invariante de dos jets para los sucesos que pasan la selección $qq\ell\nu$ antes de aplicar los cortes indicados con flechas. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, en el que se diferencian los sucesos WW del resto, y la señal esperada para leptones excitados de 95 GeV de masa.

3.4.1.2.2 Selección qq$\ell\nu$ Los criterios básicos para la selección qq$\ell\nu$ son:

- El número de trazas debe ser mayor que 4, y el número de deposiciones calorimétricas mayor que 15.
- La energía calorimétrica debe ser mayor que 60 GeV.
- El momento perdido debe ser mayor que 20 GeV, para dar cuenta de la presencia de un neutrino energético en el suceso.
- La energía visible debe ser inferior a $0.8 \cdot \sqrt{s}$.
- El ángulo polar del momento perdido debe estar en la región central, $|\cos\theta| < 0.95$.
- Además, debe existir un leptón aislado en el suceso, de acuerdo a los criterios descritos seguidamente.

En la figura 3.2(b) se muestra el coseno del ángulo polar del momento perdido para los sucesos que pasan la selección qq$\ell\nu$, antes de aplicar el corte en 0.95.

Selección qqeν

La selección qqeν requiere los criterios básicos de la selección qq$\ell\nu$, y además:

- Un electrón con energía mayor que 5 GeV y una traza asociada con momento mayor que 1 GeV y distancia en la proyección $r - \phi$ menor que 0.5°. La traza debe estar aislada de cualquier otra traza más de 10°. El ángulo polar del electrón debe estar en la región central, $|\cos\theta| < 0.95$.
- La masa invariante del resto del suceso (excluyendo el electrón) debe estar en el intervalo de 40 GeV a 120 GeV.

Selección qq$\mu\nu$

La selección qq$\mu\nu$ requiere los criterios de qq$\ell\nu$, y además:

- Un muón con momento mayor que 5 GeV. Su parámetro de impacto respecto al vértice de interacción debe ser menor que 200 mm en las direcciones transversa y longitudinal. Debe tener una traza asociada en la TEC, con momento mayor que 1 GeV, y distancia en la proyección $r-\phi$ menor que 0.5°. El ángulo polar del muón debe estar en la región central, $|\cos\theta| < 0.9$.

- La masa invariante del resto del suceso (excluyendo el muón) debe estar en el intervalo de 40 GeV a 120 GeV.

En la figura 3.3(d) se muestra la masa invariante del sistema hadrónico (excluyendo el leptón) para los sucesos que pasan la selección qq$\ell\nu$, antes de aplicar criterios de selección en dicha variable.

Selección qq$\tau\nu$

La selección qq$\tau\nu$ requiere los criterios de qq$\ell\nu$, y además:

- Al menos tres jets cargados con energía mayor que 8 GeV. Uno de estos jets debe ser compatible con los productos de desintegración de un tau; debe tener una traza asociada con momento mayor que 1.5 GeV, y cumplir al menos dos de las siguientes condiciones: número de trazas menor que cuatro, número de deposiciones calorimétricas menor que cinco, masa invariante del jet menor que 2 GeV, y al menos el 70% de su energía contenida en un cono de 5° de semiapertura.
- La masa invariante del resto del suceso (excluyendo el tau) debe estar en el intervalo de 50 GeV a 110 GeV.
- El momento perdido en la dirección longitudinal debe ser menor que 55 GeV.
- El número de deposiciones calorimétricas debe ser menor que 70.
- Para reducir el fondo de sucesos q$\bar{\text{q}}\gamma$, no debe haber deposiciones calorimétricas con forma electromagnética y energía mayor que 72 GeV. Además, no debe haber deposiciones calorimétricas electromagnéticas con energía mayor que 25 GeV, no contenidas en el jet del tau.

En la figura 3.4 se muestra el momento longitudinal para los sucesos que pasan la selección qq$\tau\nu$ antes de aplicar el corte en dicha variable.

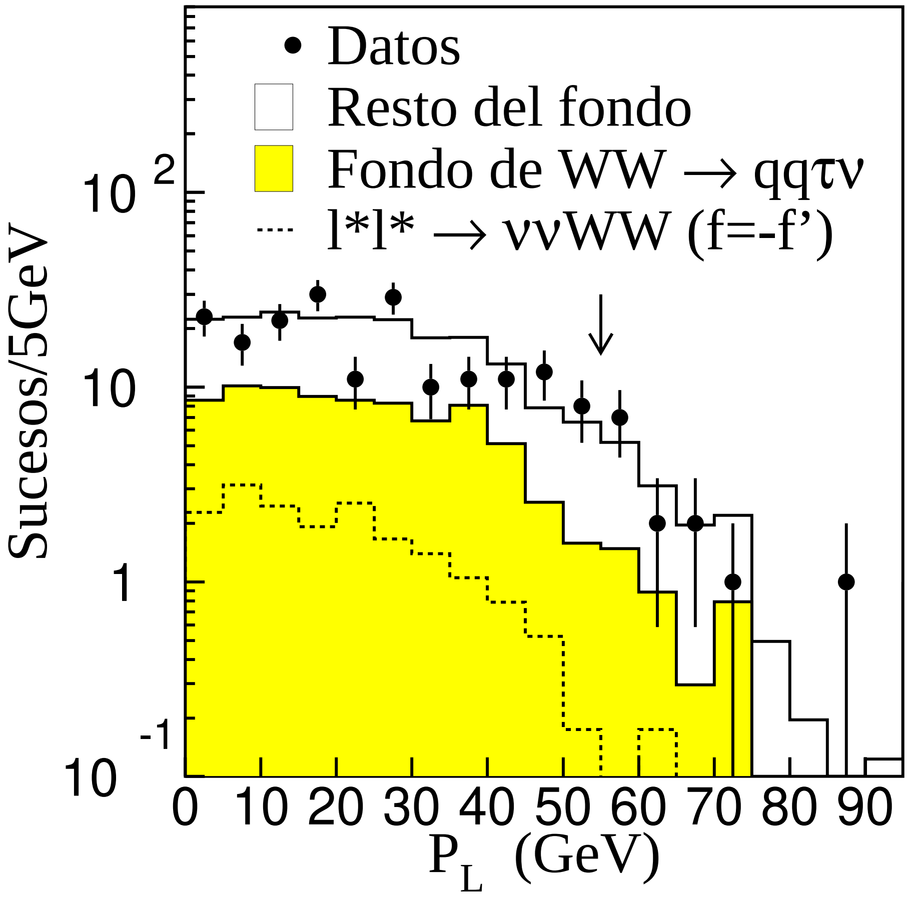

Figura 3.4: Distribución del momento longitudinal para los sucesos que pasan la selección $qq\tau\nu$. Se requiere que sea menor que 55 GeV, tal como indica la flecha. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, en el que se diferencian los sucesos $WW \to qq\tau\nu$ del resto, y la señal esperada para leptones excitados de 95 GeV de masa.

3.4.1.2.3 Selección de eeWW La selección de los sucesos $e^+e^- \to \nu_e^* \nu_e^* \to$ eeWW se basa en la selección WW, que se complementa con la búsqueda de dos electrones aislados. Estos electrones adicionales deben cumplir los siguientes criterios:

- La energía debe ser mayor que 3 GeV y menor que 25 GeV.
- El electrón debe estar aislado de cualquier otra deposición calorimétrica más de 10°.
- El electrón debe estar asociado a una traza con momento mayor que 1 GeV, y distancia en la proyección $r - \phi$ menor que 0.5°.
- La traza debe estar aislada de cualquier otra traza más de 10°.

La eficiencia para el proceso $e^+e^- \to \nu_e^* \nu_e^* \to$ eeWW es el 19%. La principal fuente de fondo son los sucesos WW y $q\bar{q}$. Se esperan un total de 0.2 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.1.2.4 Selección de $\mu\mu$WW La selección de los sucesos $e^+e^- \to \nu_\mu^* \nu_\mu^* \to \mu\mu$WW se basa en la selección WW, que se complementa con la búsqueda de dos muones aislados. Estos muones adicionales deben cumplir los siguientes criterios:

- El momento debe ser mayor que 3 GeV y menor que 25 GeV.
- El parámetro de impacto respecto al vértice de interacción debe ser menor que 200 mm en las direcciones transversa y longitudinal.
- El muón debe estar asociado a una traza en la TEC (con momento mayor que 1 GeV y parámetro de impacto menor que 2 mm y 40 mm en las direcciones transversa y longitudinal respectivamente) en un cono de 10° de semiapertura alrededor del muón. Además, la energía calorimétrica contenida en este cono debe ser menor que 10 GeV.

La eficiencia para el proceso $\mu^+\mu^- \to \nu_\mu^* \nu_\mu^* \to \mu\mu$WW es el 22%. La principal fuente de fondo son los sucesos WW y $q\bar{q}$. Se esperan un total de 0.7 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.1.3 Desintegraciones mixtas

Los procesos $e^+e^- \to \ell^*\ell^* \to \ell\gamma\nu W$ y $e^+e^- \to \nu^*\nu^* \to \nu\gamma\ell W$ dan lugar a estados finales con un fotón energético, un leptón, y los productos de desintegración de un bosón W. Se consideran las desintegraciones hadrónicas y leptónicas del W.

En la producción de e^*e^* y $\mu^*\mu^*$, la masa invariante del leptón excitado se reconstruye a partir del leptón y el fotón. Además, la masa invariante del sistema $\ell - \gamma$ debe ser igual a su masa de retroceso. La resolución en la reconstrucción de m_* se muestra en la tabla 3.6 y en la figura 3.5.

Señal	Resolución en m_*	
	Masa invariante $\ell - \gamma$	Masa de retroceso $\ell - \gamma$
$e^*e^* \to e\gamma\nu W$	0.9 GeV	1.2 GeV
$\mu^*\mu^* \to \mu\gamma\nu W$	2.6 GeV	3.5 GeV

Tabla 3.6: Resolución en la masa invariante y de retroceso del sistema $\ell - \gamma$.

En la producción de $\tau^*\tau^*$ y $\nu^*\nu^*$, si el W se desintegra hadrónicamente, la masa invariante de los jets hadrónicos debe ser compatible con la masa del W. Además, en el caso de $\nu^*\nu^*$, la energía visible del suceso, excluyendo el fotón, debe ser igual a la energía del haz si el W se desintegra hadrónicamente, o menor si el W se desintegra leptónicamente.

Se realiza una preselección de acuerdo a los siguientes criterios:

- Debe haber un fotón con energía mayor que 30 GeV y menor que 65 GeV en la región angular $|\cos\theta| < 0.90$.
- El momento perdido no debe apuntar a bajo ángulo, $|\cos\theta_{\rm miss}| < 0.95$. Este corte suprime la mayor parte del fondo de física de dos fotones y del retorno radiativo al Z. En la figura 3.6 se muestra el coseno del ángulo polar del momento perdido para los sucesos que satisfacen alguna de las selecciones $\ell\gamma\nu W$ o $\nu\gamma\ell W$ antes de requerir que sea inferior a 0.95.

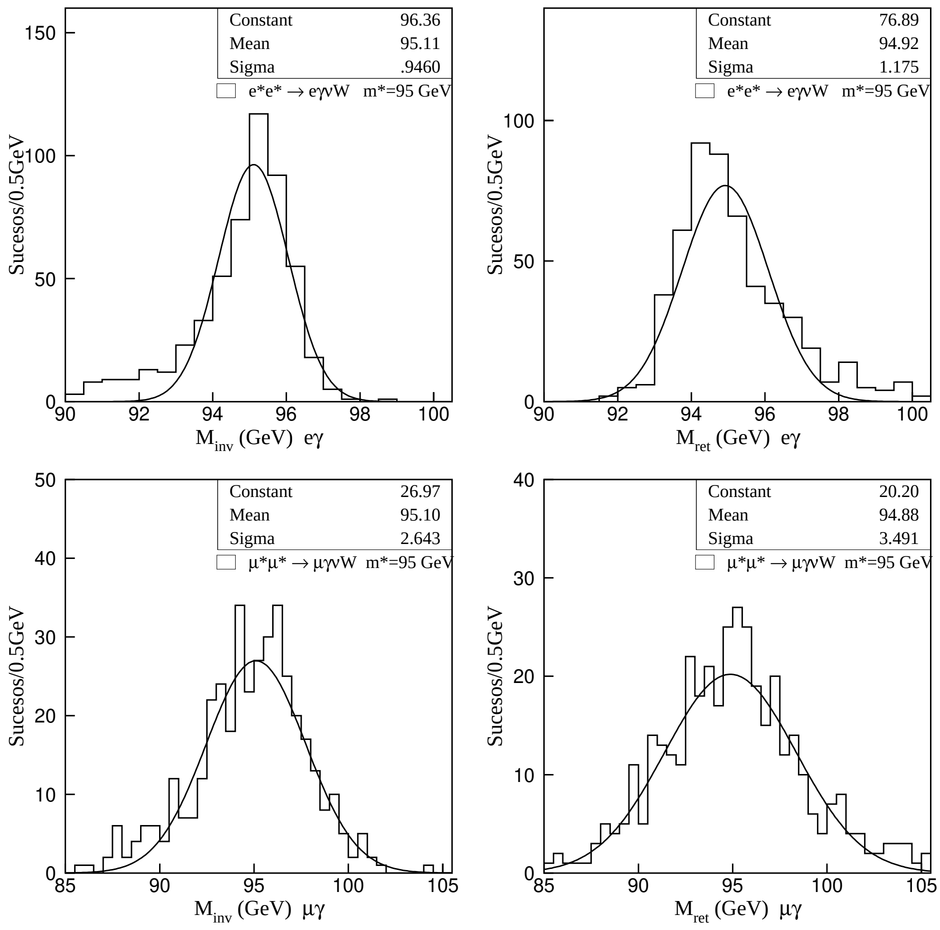

Figura 3.5: Distribución de la masa invariante y de retroceso de los pares leptón-fotón para los sucesos $\ell\gamma\nu$W seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a leptones excitados de 95 GeV de masa. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

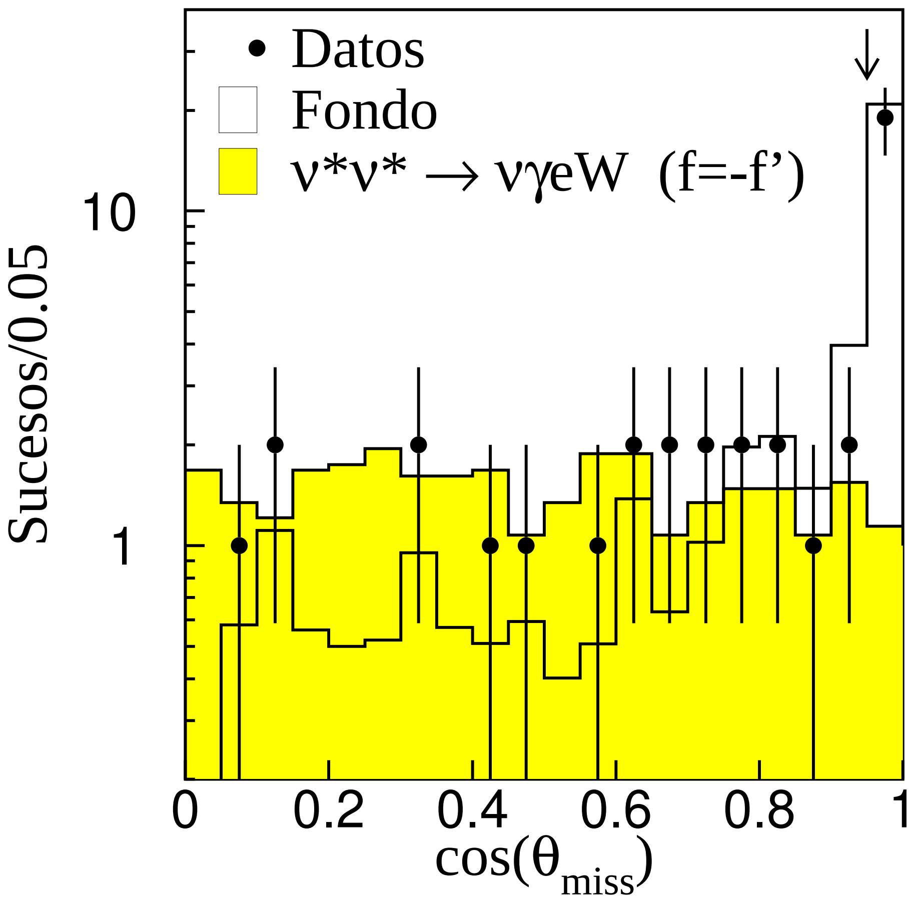

Figura 3.6: Distribución del coseno del ángulo del momento perdido para los sucesos que satisfacen alguna de las selecciones $\ell\gamma\nu$W o $\nu\gamma\ell$W antes de aplicar el corte indicado con la flecha. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, y la señal esperada para neutrinos electrónicos excitados de 95 GeV de masa.

3.4.1.3.1 Selección de $e\gamma\nu W$ La selección de los sucesos $e^+e^- \to e^*e^* \to e\gamma\nu W$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Debe haber un electrón con energía mayor que 30 GeV.
- La suma de la masa invariante y de retroceso del sistema $e-\gamma$ debe ser mayor que 160 GeV, y su diferencia menor que 10 GeV.

Las masas invariante y de retroceso del par electrón-fotón para los sucesos candidatos a $e\gamma\nu W$ se muestran en la figuras 3.7 y 3.8, antes de aplicar los cortes en dichas variables.

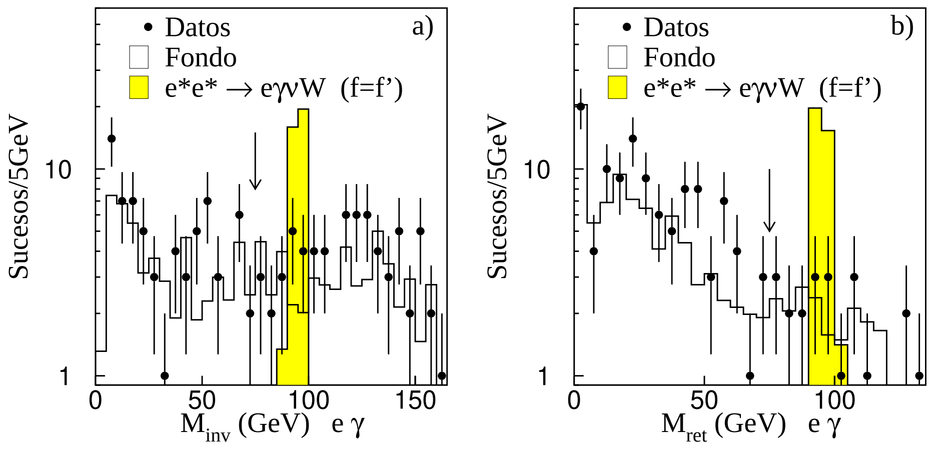

Figura 3.7: Distribuciones de a) masa invariante y b) de retroceso del electrón y el fotón, para los sucesos que pasan las selecciones $e\gamma\nu W$ antes de aplicar los cortes que se indican con las flechas. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, y la señal esperada para electrones excitados de 95 GeV de masa.

La eficiencia para e^*e^* es el 57%. La principal fuente de fondo son los procesos $e^+e^- \to ee\gamma$, $e^+e^- \to \tau\tau\gamma$ y $e^+e^- \to q\bar{q}\gamma$. Se esperan un total de 11 sucesos del Modelo Estándar.

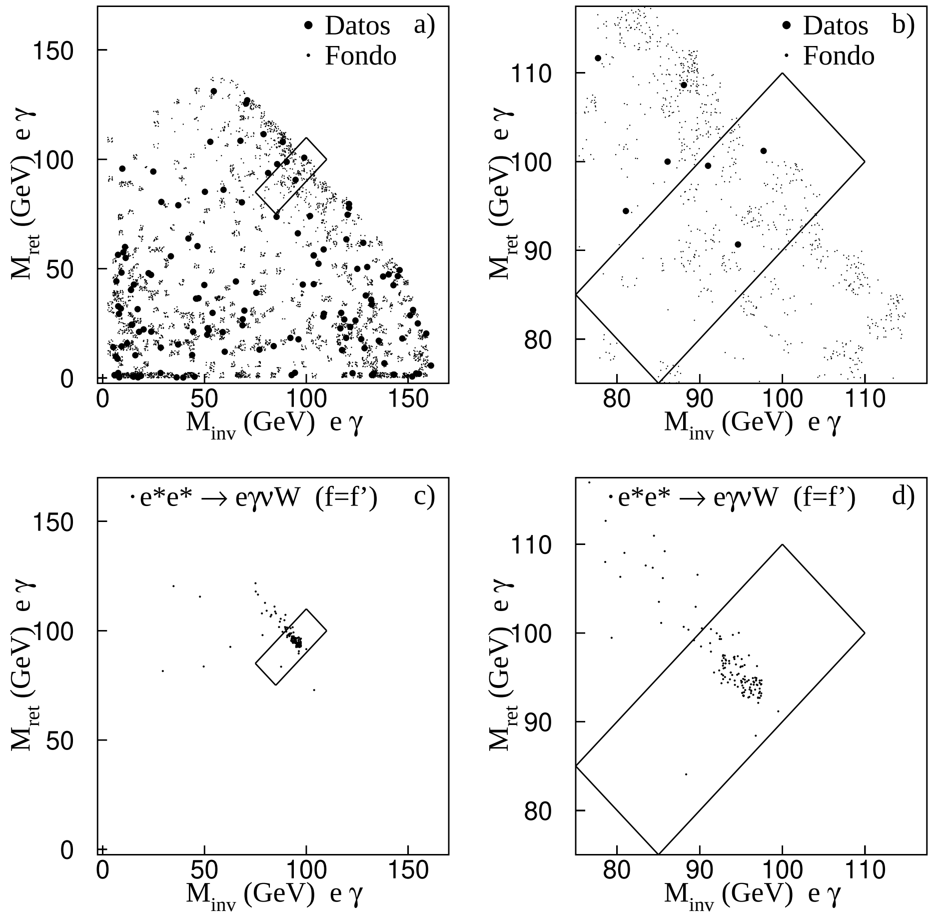

Figura 3.8: Distribución de la masa invariante y de retroceso del electrón y el fotón para los sucesos que pasan la selección e$\gamma\nu$W, antes de aplicar cortes en dichas variables. Se seleccionan los sucesos que caen dentro del rectángulo. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar en a) y b), y la señal esperada para electrones excitados de 95 GeV de masa en c) y d).

3.4.1.3.2 Selección de $\mu\gamma\nu$W La selección de los sucesos $e^+e^- \to \mu^*\mu^* \to \mu\gamma\nu W$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Debe haber un muón con momento mayor que 30 GeV.
- La suma de la masa invariante y de retroceso del sistema $\mu - \gamma$ debe ser mayor que 160 GeV, y su diferencia menor que 20 GeV.

Las masas invariante y de retroceso del par muón-fotón para los sucesos candidatos a $\mu\gamma\nu$W se muestran en la figuras 3.9 y 3.10, antes de aplicar los cortes en dichas variables.

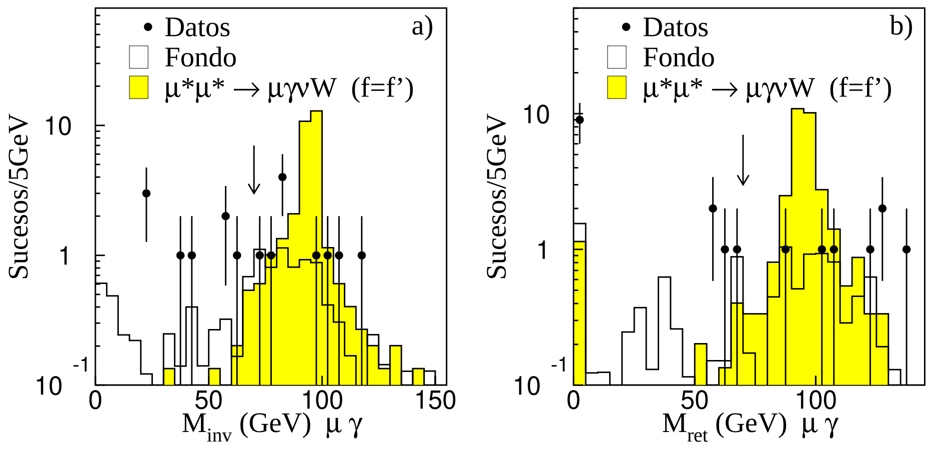

Figura 3.9: Distribuciones de a) masa invariante y b) de retroceso del muón y el fotón, para los sucesos que pasan las selecciones $\mu\gamma\nu$W, antes de aplicar los cortes que se indican con las flechas. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, y la señal esperada para muones excitados de 95 GeV de masa.

La eficiencia para $\mu^*\mu^*$ es el 43%. La principal fuente de fondo son los procesos $e^+e^- \to \mu\mu\gamma$, $e^+e^- \to \tau\tau\gamma$ y $e^+e^- \to WW$. Se esperan un total de 8 sucesos del Modelo Estándar.

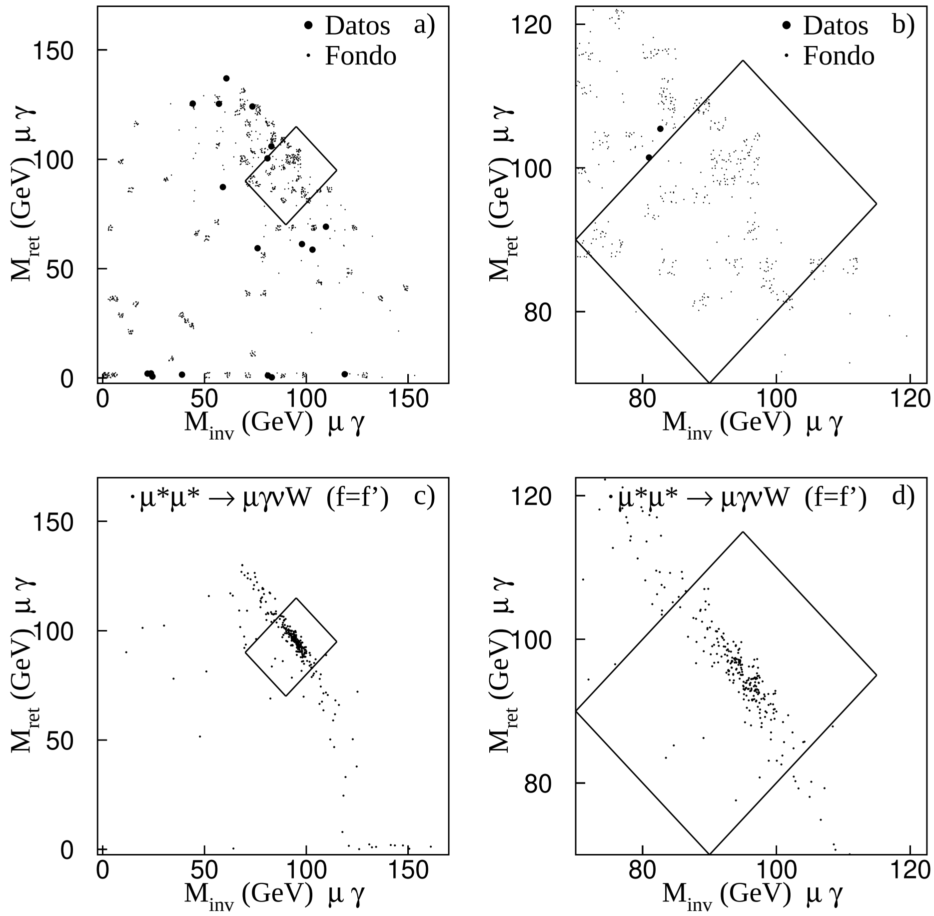

Figura 3.10: Distribución de la masa invariante y de retroceso del muón y el fotón para los sucesos que pasan la selección $\mu\gamma\nu$W, antes de aplicar cortes en dichas variables. Se seleccionan los sucesos que caen dentro del rectángulo. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar en a) y b), y la señal esperada para muones excitados de 95 GeV de masa en c) y d).

3.4.1.3.3 Selección de $\tau\gamma\nu$W La selección de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^*\tau^* \rightarrow \tau\gamma\nu$W requiere los siguientes criterios adicionales:

- Debe haber al menos tres jets con energía mayor que 5 GeV. El fotón puede ser uno de estos jets.
- Al menos uno de estos jets debe tener menos de 5 deposiciones calorimétricas, y entre 1 y 3 trazas. Este jet es considerado un candidato a tau.
- La masa de retroceso del sistema $\tau - \gamma$ debe ser mayor que 80 GeV. Ésta se calcula a partir de $\sqrt{s}$ y el cuadrimomento del sistema $\tau - \gamma$.
- Excluyendo el fotón y el tau, la energía visible del suceso debe ser menor que 120 GeV.
- Si el bosón W se desintegra leptónicamente, el suceso debe tener pequeña multiplicidad (no más de 8 trazas) y la masa invariante del suceso, excluyendo el fotón y el tau, debe ser menor que 20 GeV.
- Si el bosón W se desintegra hadrónicamente, el suceso debe tener gran multiplicidad (al menos 9 trazas) y la masa invariante del suceso, excluyendo el fotón y el tau, debe ser mayor que 60 GeV y menor que 100 GeV.

En la figura 3.11(a) se muestra la distinción entre sucesos de pequeña y gran multiplicidad antes de la aplicación de los criterios de selección sobre la energía visible y masa de retroceso del sistema $\tau - \gamma$. En las figuras 3.11(b,c) se muestran las distribuciones de la masa invariante del suceso (excluyendo el fotón y el tau) para los sucesos de pequeña y gran multiplicidad.

La eficiencia para $\tau^*\tau^*$ es el 37%. La principal fuente de fondo son los procesos $e^+e^- \rightarrow ee\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau\gamma$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ y $e^+e^- \rightarrow$ WW. Se esperan un total de 45 sucesos del Modelo Estándar.

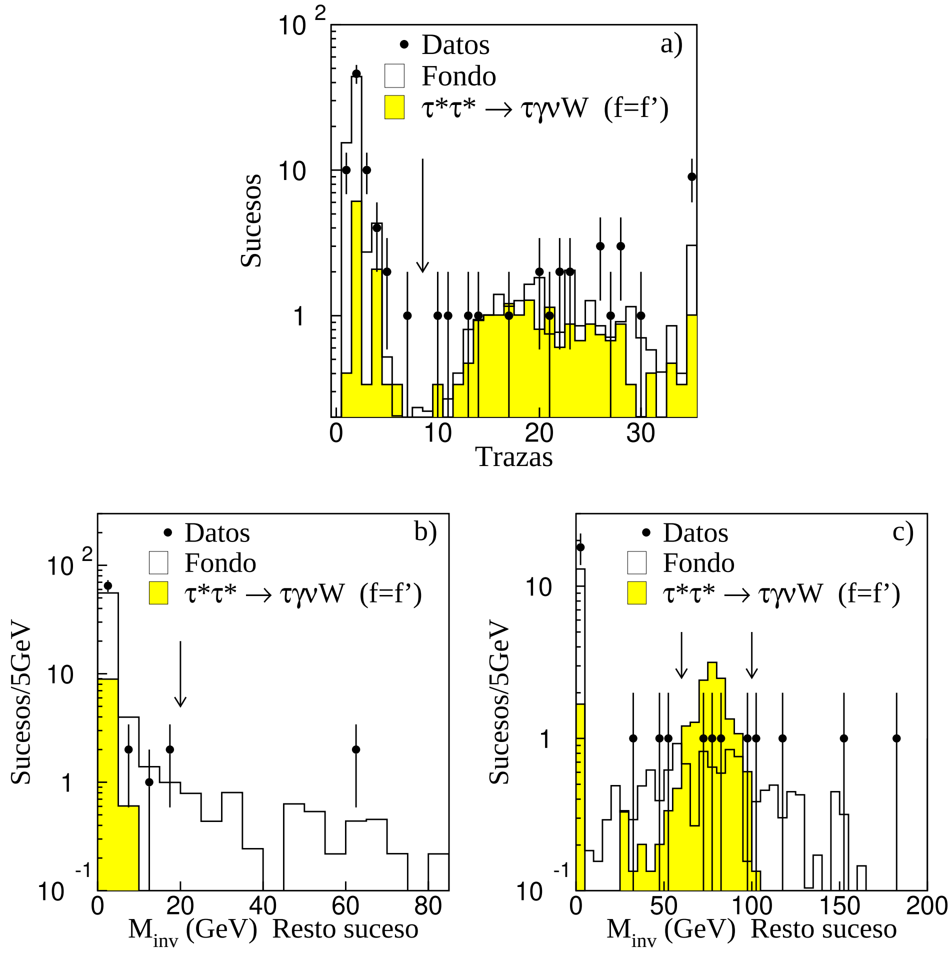

Figura 3.11: Distribuciones de a) número de trazas (la flecha indica la distinción entre sucesos de pequeña y gran multiplicidad); masa invariante del suceso después de excluir el fotón y el tau, para los sucesos de b) pequeña y c) gran multiplicidad que pasan la selección $\tau\gamma\nu$W, antes de aplicar cortes en energía visible y masa de retroceso del sistema $\tau\gamma$. Las flechas indican los criterios de selección. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, y la señal esperada para taus excitados de 95 GeV de masa.

3.4.1.3.4 Selección de $\nu\gamma\ell$W La selección de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \nu^*\nu^* \rightarrow \nu\gamma\ell W$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Debe haber un fotón con energía mayor que 30 GeV y menor que 65 GeV en la región angular $|\cos\theta| < 0.75$.

- Además del fotón, debe haber al menos dos jets con energía mayor que 5 GeV.

- Al menos uno de estos jets debe tener menos de 5 deposiciones calorimétricas, y entre 1 y 3 trazas. Este jet es considerado un candidato a leptón.

- En sucesos de pequeña multiplicidad (no más de 8 trazas), la masa invariante del suceso, excluyendo el fotón y el leptón, debe ser menor que 20 GeV y la energía visible del suceso, excluyendo el fotón, debe ser menor que 70 GeV.

- En sucesos de gran multiplicidad (al menos 9 trazas), la masa invariante del suceso, excluyendo el fotón y el leptón, debe ser mayor que 60 GeV y menor que 100 GeV y la energía visible del suceso, excluyendo el fotón debe ser menor que 120 GeV.

La eficiencia es el 38% para $\nu_e^*\nu_e^*$, 28% para $\nu_\mu^*\nu_\mu^*$ y 19% para $\nu_\tau^*\nu_\tau^*$. La principal fuente de fondo son los procesos $e^+e^- \rightarrow ee\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau\gamma$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ y $e^+e^- \rightarrow WW$. Se esperan un total de 12 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.2 Producción individual

Para la producción individual de leptones excitados, $e^+e^- \to LL^*$, se consideran las desintegraciones radiativas ($LL^* \to LL\gamma$), vía corriente cargada ($LL^* \to LLW$) y vía corriente neutra ($LL^* \to LLZ$). En el caso de desintegraciones vía corrientes cargadas o neutras, se consideran las desintegraciones hadrónicas, $W \to q\bar{q}$ y $Z \to q\bar{q}$, y leptónicas $W \to \ell\nu$, $Z \to \ell\ell$ y $Z \to \nu\nu$.

3.4.2.1 Desintegraciones radiativas

La selección de los procesos $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\ell\gamma$ y $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\nu\gamma$ se basa en que el estado final contiene dos leptones y un fotón. En el caso de leptones excitados cargados, se realiza un ajuste cinemático para mejorar la resolución en la energía de los leptones y el fotón (es esencial para calcular la energía de los taus). La resolución en la reconstrucción de la masa invariante de los leptones excitados cargados se muestra en la tabla 3.7 y en las figuras 3.12, 3.13 y 3.14. El fondo del Modelo Estándar proviene de procesos de producción de dos leptones con radiación de estado inicial o final.

Señal	Selección	Resolución para diferentes m_* (GeV)		
		100	150	195
$ee^* \to ee\gamma$	$ee\gamma$	0.9 GeV	1.2 GeV	1.4 GeV
$\mu\mu^* \to \mu\mu\gamma$	$\mu\mu\gamma$	0.8 GeV	1.1 GeV	0.7 GeV
$\tau\tau^* \to \tau\tau\gamma$	$\tau\tau\gamma$	1.1 GeV	1.2 GeV	1.6 GeV
$ee^* \to e\nu_e W$	$qqe\nu$	6.3 GeV	1.4 GeV	1.4 GeV
$\mu\mu^* \to \mu\nu_\mu W$	$qq\mu\nu$	7.7 GeV	2.6 GeV	8.5 GeV
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e eW$	$qqe\nu$	12 GeV	12 GeV	13 GeV
$\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu_\mu\mu W$	$qq\mu\nu$	11 GeV	13 GeV	16 GeV

Tabla 3.7: Resolución en la masa invariante de leptones excitados producidos individualmente.

Se realiza una preselección de sucesos leptónicos con un fotón energético, de acuerdo con los siguientes criterios:

- Para suprimir el fondo de sucesos hadrónicos, el número de trazas debe ser menor que 8.
- Los sucesos seleccionados deben tener un fotón con energía mayor que 20 GeV, en la región central, $|\cos\theta| < 0.75$.

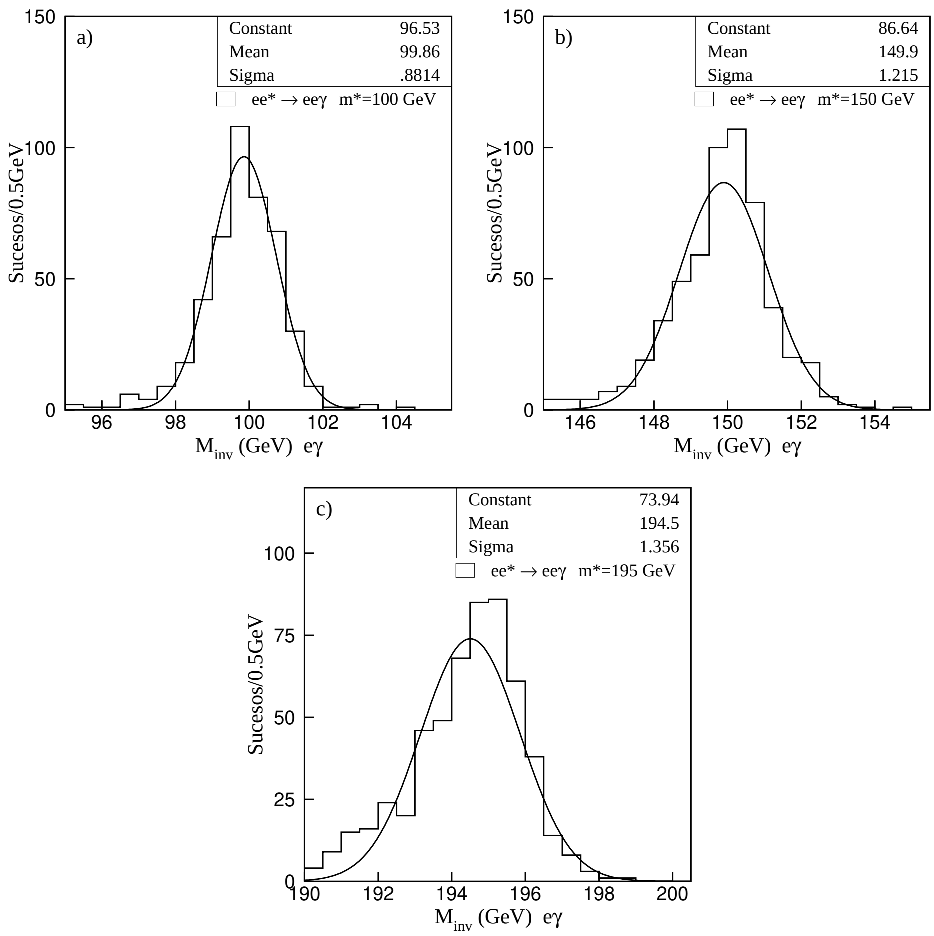

Figura 3.12: Distribución de la masa invariante de los pares electrón-fotón para los sucesos eeγ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a electrones excitados de masa a) 100 GeV, b) 150 GeV y c) 195 GeV. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

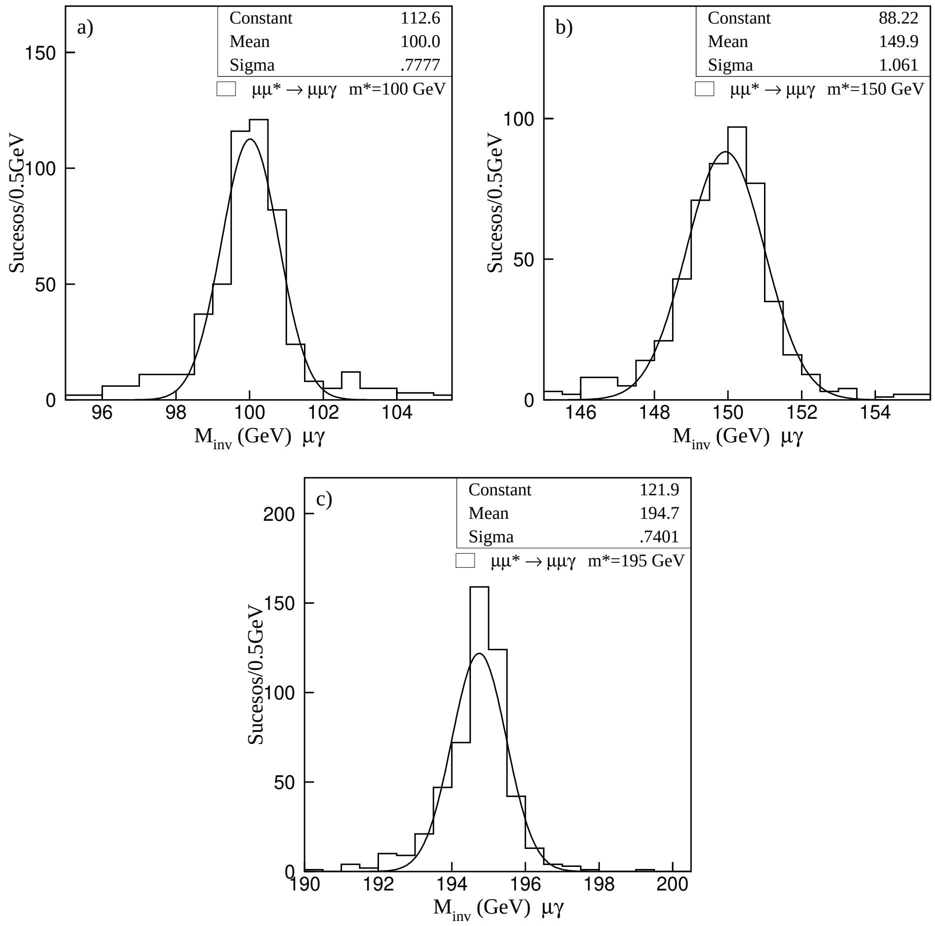

Figura 3.13: Distribución de la masa invariante de los pares muón-fotón para los sucesos $\mu\mu\gamma$ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a muones excitados de masa a) 100 GeV, b) 150 GeV y c) 195 GeV. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

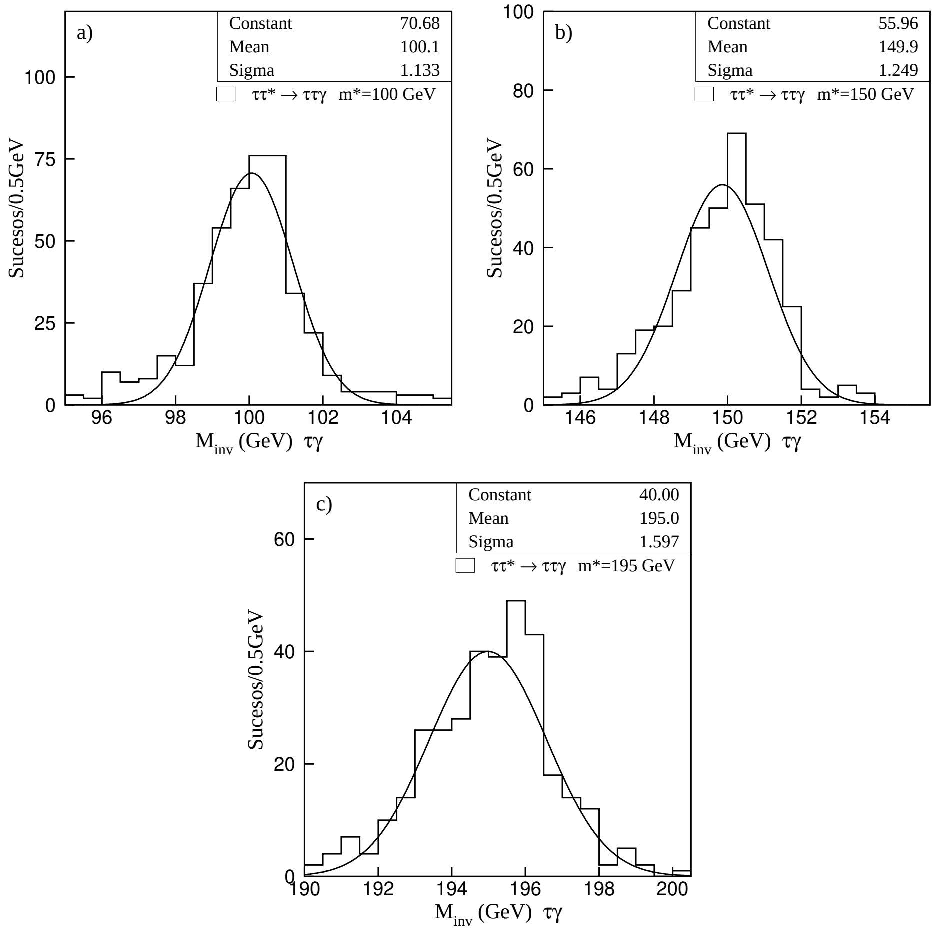

Figura 3.14: Distribución de la masa invariante de los pares tau-fotón para los sucesos $\tau\tau\gamma$ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a taus excitados de masa a) 100 GeV, b) 150 GeV y c) 195 GeV. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

3.4.2.1.1 Selección de $\mathbf{ee\gamma}$ El proceso $e^+e^- \to ee^* \to ee\gamma$ es principalmente debido al intercambio de un fotón en canal t. Para una gran parte de los sucesos, un electrón se escapa por el tubo del haz y sólo son visibles en el detector el electrón y el fotón provenientes de la desintegración del e^*. Los sucesos seleccionados deben satisfacer los siguiente criterios adicionales:

- Una o dos trazas con momento mayor que 1 GeV. Al menos un electrón identificado.
- Después del ajuste cinemático, al menos un par $e-\gamma$ debe tener masa invariante mayor que 70 GeV.

La eficiencia para e^* es el 61%, y depende ligeramente de m_*. La principal fuente de fondo es el proceso $e^+e^- \to ee\gamma$. Se esperan un total de 714 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.2.1.2 Selección de $\boldsymbol{\mu\mu\gamma}$ La selección de los sucesos $e^+e^- \to \mu\mu^* \to \mu\mu\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Una o dos trazas con momento mayor que 1 GeV.
- Un muón identificado. En el caso de que sólo haya una traza en las cámaras de muones, se busca una partícula de mínima ionización alrededor de la segunda traza medida en el detector central, o en la dirección del momento perdido.
- Después del ajuste cinemático, al menos un par $\mu-\gamma$ debe tener masa invariante mayor que 70 GeV.

La eficiencia para μ^* es el 61%, y depende ligeramente de m_*. La principal fuente de fondo es el proceso $e^+e^- \to \mu\mu\gamma$. Se esperan un total de 67 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.2.1.3 Selección de $\boldsymbol{\tau\tau\gamma}$ La selección de los sucesos $e^+e^- \to \tau\tau^* \to \tau\tau\gamma$ requiere los siguientes criterios adicionales:

- Al menos dos jets cargados.
- Ninguna deposición calorimétrica superior a 5 GeV, excluyendo las asociadas al fotón y los dos jets.

- Después del ajuste cinemático (asumiendo un fotón y dos taus en el suceso), al menos uno de los candidatos a tau debe tener una energía ajustada que exceda su energía visible en más de 10 GeV. Además, su energía visible debe ser mayor que 10 GeV y debe estar contenido en la región cubierta por el calorímetro electromagnético. En la figura 3.15 se muestra la diferencia entre la energía ajustada y la medida para los candidatos a tau antes de aplicar este criterio.
- Al menos un par $\tau - \gamma$ debe tener masa invariante mayor que 70 GeV.

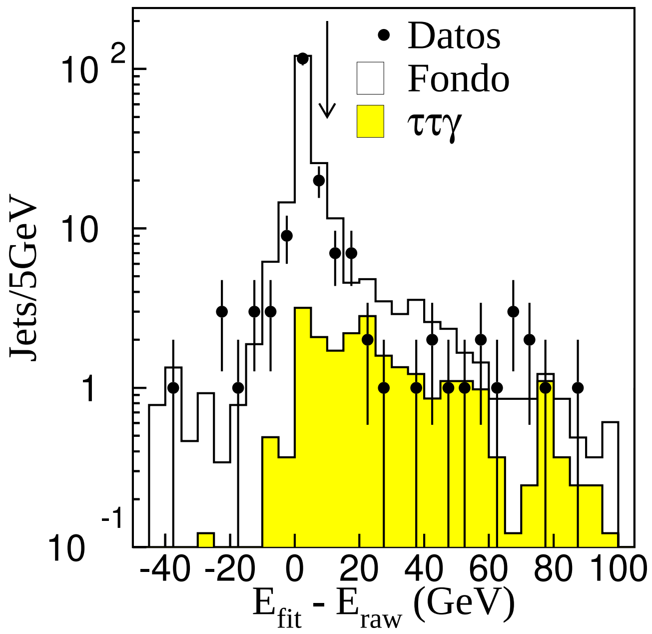

Figura 3.15: Distribución de la diferencia entre la energía después del ajuste cinemático y la energía medida, para los jets preseleccionados para el estado final $\tau\tau\gamma$. La flecha indica la diferencia mínima exigida a al menos uno de los dos jets para considerar que el suceso contiene dos leptones tau. Se muestran los datos y el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, en el que se diferencian los sucesos $\tau\tau\gamma$ del fondo.

La eficiencia para τ^* es el 42%, y depende ligeramente de m_*. La principal fuente de fondo son los procesos $e^+e^- \rightarrow \tau\tau\gamma$, $e^+e^- \rightarrow ee\gamma$ y $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$. Se esperan un total de 69 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.2.1.4 Selección de $\nu\nu\gamma$ La selección de los sucesos $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\nu\gamma$ requiere los siguientes criterios:

- Un fotón en la región central, $|\cos\theta| < 0.75$, con energía mayor que 0.3 veces la energía del haz.
- Ninguna traza, ni en el detector central, ni en la cámaras de muones. La energía de cualquier otra deposición calorimétrica debe ser menor que 5 GeV. Para suprimir el fondo de rayos cósmicos, los sucesos seleccionados deben tener menos de 8 deposiciones calorimétricas.

La eficiencia para ν^* es el 64%, y depende ligeramente de m_*. La principal fuente de fondo es el proceso $e^+e^- \to \nu\nu\gamma$. Se esperan un total de 232 sucesos del Modelo Estándar.

3.4.2.2 Desintegraciones vía corrientes cargadas

Los procesos $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\nu W$ y $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\ell W$ dan lugar a estados finales similares a los provenientes de la producción de pares de bosones W en el Modelo Estándar.

3.4.2.2.1 $\mathbf{W \to q\bar{q}}$ Si el bosón W se desintegra hadrónicamente, se usan las selecciones $qq\ell\nu$ descritas en la sección 3.4.1.2.2. Sin embargo, para no perder eficiencia en los procesos $\nu\nu^* \to \nu\ell W$ con $m_* \sim \sqrt{s}$, y $\ell\ell^* \to \ell\nu W$ con $m_* \sim M_W$, en los que el neutrino del estado final es de baja energía, los cortes en mínimo momento perdido y máxima energía visible no se aplican en las búsquedas de leptones excitados producidos individualmente.

En la selección de sucesos $ee^* \to e\nu W \to e\nu q\bar{q}$ y $\mu\mu^* \to \mu\nu W \to \mu\nu q\bar{q}$ la masa de retroceso del leptón del estado final corresponde a la masa del leptón excitado. Ésta se reconstruye con la resolución indicada en la tabla 3.7. En la selección de sucesos $\nu_e\nu_e^* \to \nu e W \to \nu e q\bar{q}$ y $\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu\mu W \to \nu\mu q\bar{q}$ la masa invariante del suceso corresponde a la masa del neutrino excitado. Ésta se reconstruye con la resolución mostrada en la tabla 3.7 y en las figuras 3.16 y 3.17.

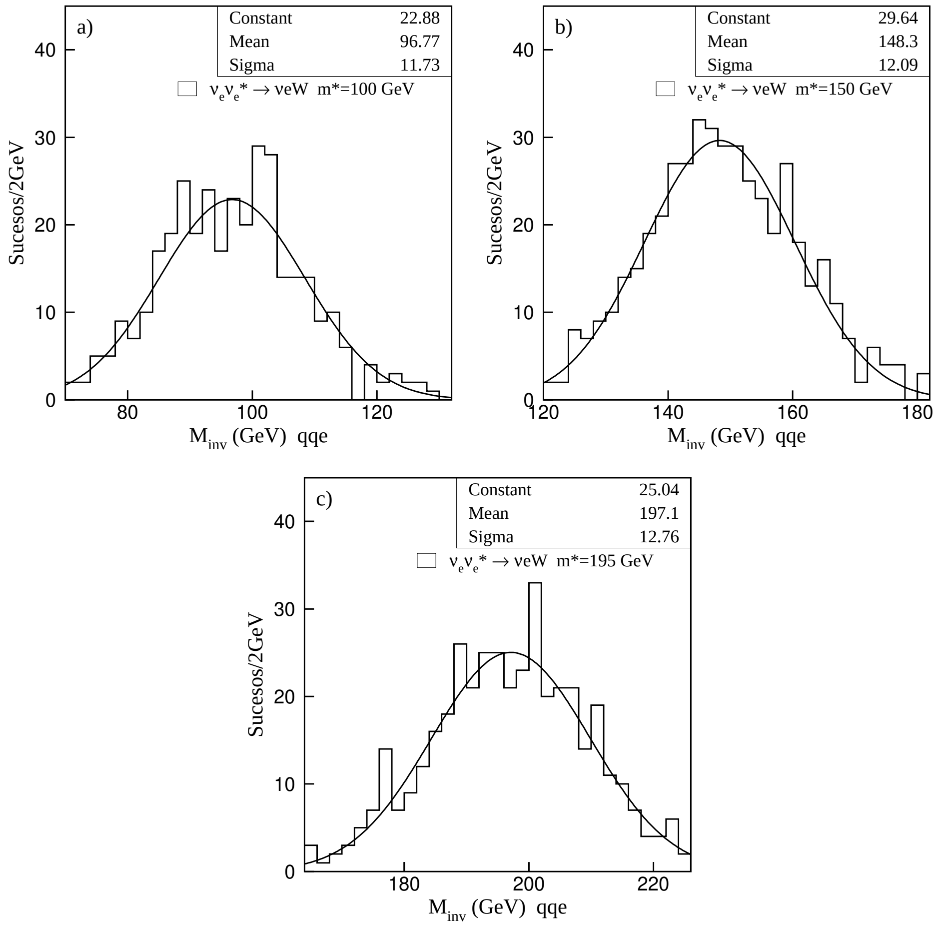

Figura 3.16: Distribución de la masa invariante para los sucesos $q\bar{q}e\nu$ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a neutrinos electrónicos excitados de masa a) 100 GeV, b) 150 GeV y c) 195 GeV. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

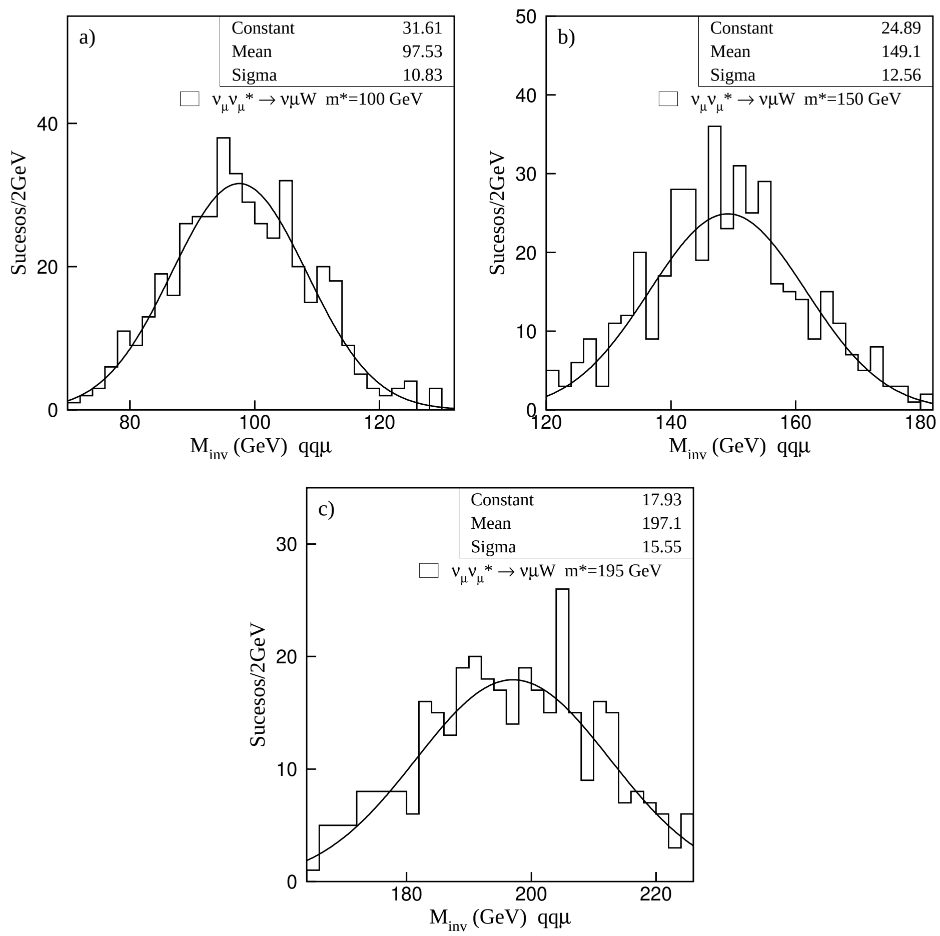

Figura 3.17: Distribución de la masa invariante para los sucesos $q\bar{q}\mu\nu$ seleccionados. Se muestra el Monte Carlo de señal correspondiente a neutrinos muónicos excitados de masa a) 100 GeV, b) 150 GeV y c) 195 GeV. La normalización es arbitraria. Se ha realizado un ajuste a una distribución normal, para estimar la resolución.

Selección de qqX

Si el leptón cargado se escapa por el tubo del haz, o su energía es demasiado baja, no se detecta. Para esta situación, las selecciones $\mathrm{qq}\ell\nu$ se complementan con una selección qqX que requiere los siguientes criterios:

- El número de trazas debe ser mayor que 4 y el número de deposiciones calorimétricas debe ser mayor que 15.
- El ángulo polar del momento perdido debe estar en la región central, $|\cos\theta_{\mathrm{miss}}| < 0.95$.
- El suceso se fuerza entonces a dos jets con el algoritmo de Durham. Para reducir el fondo de sucesos con más de dos jets, se requiere $\mathrm{Y}_{23} < 0.02$; éste es el parámetro de resolución de jets para el cual el suceso cambia de una topología de tres jets a otra de dos en dicho algoritmo. Para reducir el fondo de sucesos $\mathrm{q\bar{q}}$, la acoplanaridad entre los dos jets debe ser mayor que $10°$.
- La masa invariante de los dos jets debe ser mayor que 60 GeV y menor que 100 GeV y la energía visible debe ser menor que 150 GeV.
- Para reducir el fondo de $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$, la masa de retroceso del suceso debe ser menor que 70 GeV.

En las figuras 3.18(a,b) se muestran el parámetro de Durham y la acoplanaridad de los dos jets, para los sucesos candidatos a qqX antes de aplicar los criterios de selección en dichas variables. En la figura 3.18(c) se muestra la energía visible para los sucesos seleccionados.

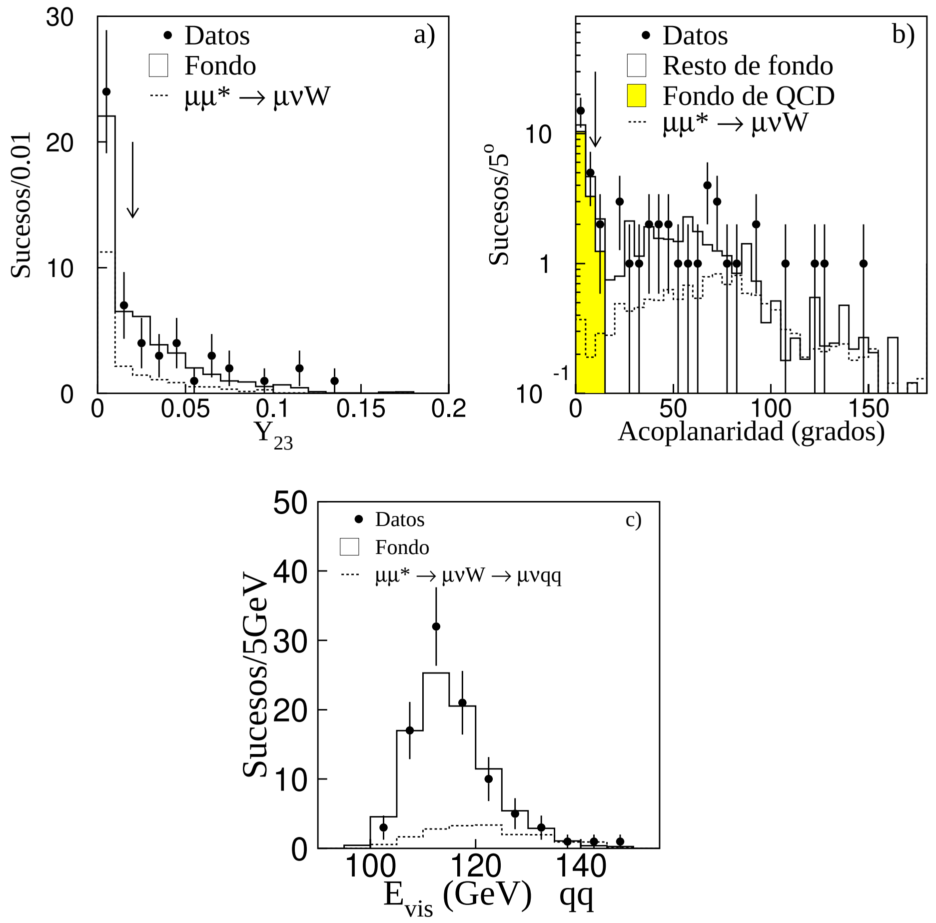

Figura 3.18: Distribuciones de a) parámetro de Durham y b) acoplanaridad de los dos jets para los sucesos que pasan la selección qqX antes de aplicar los cortes indicados con las flechas. c) Distribución de la energía visible de los sucesos que satisfacen la selección qqX. Se muestran los datos, el fondo, y la señal esperada para muones excitados de masas 100, 150 y 195 GeV (normalizada arbitrariamente).

3.4.2.2.2 W $\rightarrow \ell\nu$ Si el bosón W se desintegra leptónicamente, el estado final contiene dos leptones cargados y dos neutrinos, $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \ell\ell^* \rightarrow \ell\nu\mathrm{W} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ o $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \nu\nu^* \rightarrow \nu\ell\mathrm{W} \rightarrow \nu\ell\ell\nu$.

Se realiza una preselección de sucesos leptónicos de acuerdo a los siguientes criterios:

- Para suprimir el fondo de rayos cósmicos, debe haber al menos una traza con parámetro de impacto respecto al vértice de interacción menor que 2 mm en la dirección transversa.
- Para suprimir el fondo de sucesos hadrónicos, el número de trazas debe ser menor que 9.
- El momento perdido no debe apuntar a bajo ángulo, $|\cos\theta_{\mathrm{miss}}| < 0.9$.
- El momento perdido en la dirección transversa debe ser mayor que 10 GeV.
- El suceso debe contener dos jets cargados con energía mayor que 20 GeV y 3 GeV respectivamente, y acoplanaridad entre 10° y 170°. Estos jets son considerados leptones cargados.

Además, se aplican los siguientes criterios:

• Los sucesos con al menos un electrón identificado se consideran candidatos a los procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{ee}^* \rightarrow \mathrm{e}\nu\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{e}\nu\ell\nu$ y $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \nu_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{e}}^* \rightarrow \nu\mathrm{eW} \rightarrow \nu\mathrm{e}\ell\nu$.

• Los sucesos con al menos un muón identificado se consideran candidatos a los procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mu\mu^* \rightarrow \mu\nu\mathrm{W} \rightarrow \mu\nu\ell\nu$ y $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \nu_\mu\nu_\mu^* \rightarrow \nu\mu\mathrm{W} \rightarrow \nu\mu\ell\nu$.

• Todos los sucesos preseleccionados son candidatos a los procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \tau\tau^* \rightarrow \tau\nu\mathrm{W} \rightarrow \tau\nu\ell\nu$ y $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \nu_\tau\nu_\tau^* \rightarrow \nu\tau\mathrm{W} \rightarrow \nu\tau\ell\nu$.

La eficiencia total para el proceso $\mathrm{LL}^* \rightarrow \mathrm{LLW}$ (con el bosón W desintegrándose hadrónica o leptónicamente), tal como se muestra en la tabla 3.10, depende de m_* y el tipo de leptón excitado. La eficiencia que se muestra para e^* en la desintegración vía corriente cargada corresponde al escenario $f = -f'$. Si $f = f'$ esta eficiencia es menor (debido a que la sección eficaz diferencial se concentra a bajo ángulo), pero esto no es un problema porque en este caso la sección eficaz esperada total es mucho mayor, y además, el canal $\mathrm{ee}^* \rightarrow \mathrm{ee}\gamma$ es claramente distinguible experimentalmente (véase la sección 3.2). El número de sucesos esperados del Modelo Estándar es: 764 para e^* y ν_{e}^*, 694 para μ^* y ν_μ^* y 1377 para τ^* y ν_τ^*.

3.4.2.3 Desintegraciones vía corrientes neutras

Se consideran los procesos $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\ell Z$ y $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\nu Z$ en los que el bosón Z se desintegra hadrónica o leptónicamente.

3.4.2.3.1 $\mathbf{Z \to q\bar{q}}$ Si el bosón Z se desintegra hadrónicamente, la producción individual de leptones excitados cargados da lugar a estados finales con jets hadrónicos y leptones visibles, $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\ell Z \to \ell\ell q\bar{q}$, mientras que la producción individual de neutrinos excitados da lugar a estados finales con jets hadrónicos y energía perdida, $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\nu Z \to \nu\nu q\bar{q}$. No se ha diseñado una selección específica para estos procesos, pero las selecciones $qq\ell\nu$ y qqX usadas para $LL^* \to LLW$ (sección 3.4.2.2.1) son sensibles también a los procesos $LL^* \to LLZ$. Las selecciones $qq\ell\nu$ se usan en la búsqueda de estados finales $\ell\ell q\bar{q}$, mientras que la selección qqX se usa en la búsqueda de estados finales $\nu\nu q\bar{q}$.

3.4.2.3.2 $\mathbf{Z \to \ell\ell}$ y $\mathbf{Z \to \nu\nu}$ Si el bosón Z se desintegra leptónicamente, la producción individual de leptones excitados cargados da lugar a estados finales con dos o cuatro leptones cargados, $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\ell Z \to \ell\ell\ell\ell$ o $e^+e^- \to \ell\ell^* \to \ell\ell Z \to \ell\ell\nu\nu$. Para la producción individual de neutrinos excitados se considera el caso en el que el bosón Z se desintegra en un par de leptones cargados, $e^+e^- \to \nu\nu^* \to \nu\nu Z \to \nu\nu\ell\ell$, dando lugar a estados finales con un par de leptones visibles en el detector.

En el caso de dos leptones cargados en el estado final, se usa la misma preselección que en la búsqueda de $\ell\ell^* \to \ell\nu W \to \ell\nu\ell\nu$, descrita anteriormente. Además, se aplican los siguientes criterios:

• Los sucesos con al menos un electrón identificado se consideran candidatos a $e^+e^- \to ee^* \to eeZ \to ee\nu\nu$.

• Los sucesos con al menos un muón identificado se consideran candidatos a $e^+e^- \to \mu\mu^* \to \mu\mu Z \to \mu\mu\nu\nu$.

• Todos los sucesos preseleccionados son candidatos a $e^+e^- \to \tau\tau^* \to \tau\tau Z \to \tau\tau\nu\nu$.

En la búsqueda de sucesos con cuatro leptones cargados en el estado final, se realiza una preselección de acuerdo a los siguientes criterios:

- Debe haber al menos una traza con parámetro de impacto menor que 2 mm en la dirección transversa.

- No debe haber más de 8 trazas en el suceso.

- El momento perdido no debe apuntar a bajo ángulo, $|\cos\theta_{\mathrm{miss}}| < 0.9$.
- El suceso debe contener al menos tres jets cargados con energía mayor que 3 GeV. Estos jets son considerados leptones.
- La masa invariante de al menos un par de leptones debe ser mayor que 80 GeV y menor que 100 GeV.

En la figura 3.19 se muestra la masa invariante de dos leptones para los sucesos candidatos a $\ell\ell\ell\ell$.

Además, se aplican los siguientes criterios:

• Los sucesos con al menos un electrón identificado se consideran candidatos al proceso $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{ee^*} \to \mathrm{eeZ} \to \mathrm{ee}\ell\ell$.

• Los sucesos con al menos un muón identificado se consideran candidatos al proceso $\mathrm{e^+e^-} \to \mu\mu^* \to \mu\mu\mathrm{Z} \to \mu\mu\ell\ell$.

• Todos los sucesos preseleccionados son candidatos a $\mathrm{e^+e^-} \to \tau\tau^* \to \tau\tau\mathrm{Z} \to \tau\tau\ell\ell$.

La eficiencia total para el proceso $\mathrm{LL^*} \to \mathrm{LLZ}$ (con el bosón Z desintegrándose hadrónica o leptónicamente), tal como se muestra en la tabla 3.10, depende de m_* y el tipo de leptón excitado. El número de sucesos esperados del Modelo Estándar es: 692 para e^*, 617 para μ^*, 1308 para τ^* y 357 para ν^*.

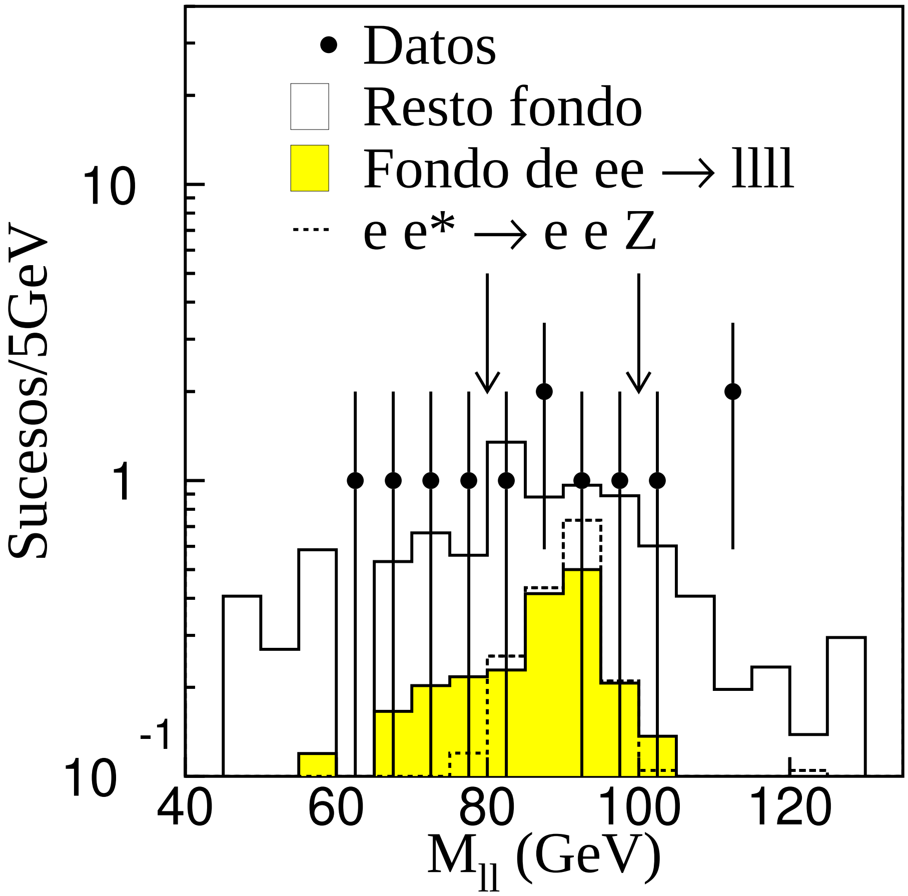

Figura 3.19: Distribución de la masa invariante de dos leptones para los sucesos candidatos a $\ell\ell\ell\ell$. Las flechas indican el intervalo seleccionado. Se muestran los datos, el Monte Carlo de sucesos del Modelo Estándar, en el que se diferencian los sucesos con cuatro leptones, y la señal esperada para electrones excitados (arbitrariamente normalizada).

3.5 Resultados y límites

Al comparar el número de candidatos observados en datos con el fondo esperado del Modelo Estándar, no se ha encontrado un exceso indicativo de la existencia de leptones excitados.

A partir de las búsquedas de leptones excitados producidos a pares, teniendo en cuenta el número de candidatos observados y esperados, la luminosidad, las fracciones de desintegración y la eficiencia, se derivan límites superiores a la sección eficaz, al 95% de nivel de confianza. En el cálculo de niveles de confianza se usa la estadística Bayesiana, asumiendo una distribución *a priori* uniforme para la sección eficaz de la señal, tal como se explica en el apéndice A. Los resultados se muestran en términos de límites inferiores a la masa de los leptones excitados.

En la búsqueda de leptones excitados producidos individualmente, la masa invariante del leptón excitado se puede reconstruir en los procesos $\ell\ell^* \to \ell\ell\gamma$, $\ell\ell^* \to \ell\nu\mathrm{W} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ y $\nu\nu^* \to \nu\ell\mathrm{W} \to \nu\ell\mathrm{q\bar{q}}$. Como la resolución en la reconstrucción de m_* es finita, en estas selecciones, cada suceso seleccionado se considera candidato a leptón excitado con m_* en el intervalo de compatibilidad con la masa invariante reconstruida. Dicho intervalo se define de modo que su semianchura corresponde a dos desviaciones estándar. En las demás selecciones, el número de candidatos observados corresponde al número de sucesos seleccionados, sin tener en cuenta la hipótesis sobre m_*.

Para cada tipo de leptón excitado (e^*, μ^*, τ^*, ν_e^*, ν_μ^* o ν_τ^*), se realiza un barrido en m_*. Para cada valor de m_*, se calcula el número de candidatos observado y esperado, y teniendo en cuenta la luminosidad, las fracciones de desintegración y la eficiencia, se deriva un límite superior a la sección eficaz al 95% de nivel de confianza. El resultado se expresa en términos de un límite superior a la constante de acoplo (que determina la sección eficaz en la producción individual) en función de la masa del leptón excitado. Los resultados se presentan para los dos escenarios considerados, $f = f'$ y $f = -f'$. Para cada escenario y tipo de leptón excitado, los resultados de todas las selecciones correspondientes a los canales de desintegración permitidos se combinan para derivar un límite superior a la constante de acoplo, $|f|/\Lambda$. En los casos de leptones excitados cargados con $f = f'$ y neutrinos excitados con $f = -f'$ las desintegraciones radiativas están permitidas, y su búsqueda da lugar a la mayor parte de la sensibilidad experimental. En los casos complementarios, las desintegraciones radiativas están prohibidas, y los límites se calculan a partir únicamente de las búsquedas en las desintegraciones débiles.

Los resultados de las búsquedas de producción a pares se resumen en la tabla 3.3. La figura 3.20(a) muestra la suma de las masas invariante y de retroceso de dos jets hadrónicos en la selección WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$. La figura 3.20(b) muestra la masa invariante de dos jets hadrónicos en la selección WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}\ell\nu$. Estos resultados han sido combinados para derivar límites inferiores a la masa de los leptones excitados en los dos escenarios considerados, $f = f'$ y $f = -f'$. Además, se han derivado límites a la masa independientes de las constantes de acoplo f y f'. Se ha realizado un barrido a todos los posibles valores de $\frac{f}{f'} = \tan\theta$ con $\theta \in (0, \pi)$. Para cada valor de $\frac{f}{f'}$, se han calculado las fracciones de desintegración correspondientes, $\ell^*\ell^* \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$, $\ell^*\ell^* \rightarrow \nu\nu\text{WW}$ y $\ell^*\ell^* \rightarrow \ell\gamma\nu\text{W}$ ($\nu^*\nu^* \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $\nu^*\nu^* \rightarrow \ell\ell\text{WW}$ y $\nu^*\nu^* \rightarrow \nu\gamma\ell\text{W}$ en el caso de neutrinos excitados), y teniendo en cuenta el número de candidatos observado y esperado en cada selección, la luminosidad, las eficiencias y la sección eficaz, se han derivado límites inferiores a la masa de los leptones excitados. Para cada tipo de leptón, el límite más pequeño se considera un límite absoluto, independiente de las constantes de acoplo. En la tabla 3.8 se muestran los límites a la masa. En la tabla 3.9 se muestran la comparación entre estos límites y otros obtenidos en LEP. En las figuras 3.21, 3.22 y 3.23 se muestran algunos de los candidatos más significativos encontrados en datos.

Existen varias incertidumbres sistemáticas que pueden afectar a los límites que se derivan de la búsqueda de leptones excitados. Algunas sólo afectan a la eficiencia en la selección de la señal, como es el caso de: el error estadístico debido al número finito de sucesos de Monte Carlo que se utilizan para estimar la eficiencia, la extrapolación de la eficiencia para diferentes masas invariantes y energías en el centro de masas y la ausencia de radiación de estado inicial en la simulación de sucesos de señal. Otras incertidumbres se refieren únicamente al fondo esperado de sucesos del Modelo Estándar. Tal es el caso del error estadístico de Monte Carlo y la incertidumbre en la sección eficaz teórica de los procesos estándar. Por último, existen incertidumbres que afectan tanto a la eficiencia como al fondo. La más importante de ellas es el acuerdo entre la simulación del detector y su funcionamiento real. Se ha estimado que debido a estas incertidumbres la eficiencia y el fondo podrían fluctuar aproximadamente un 3% dependiendo de la selección. El efecto de estas fluctuaciones sobre los límites a la masa es típicamente inferior a 0.2 GeV, excepto en el caso de límites que están dominados por selecciones con un fondo grande (los límites inferiores a 97 GeV). En este caso, una fluctuación de un 3% en el fondo puede dar lugar a una variación del límite de aproximadamente 4 GeV.

Leptón excitado	Límite a m_* (GeV) (95% CL)		
Escenario	$f = f'$	$f = -f'$	Independiente
e^*	100.1	96.2	96.0
μ^*	100.3	96.2	96.2
τ^*	99.9	96.2	94.9
ν_e^*	99.3	99.5	98.5
ν_μ^*	99.4	99.5	98.5
ν_τ^*	93.9	99.4	92.7

Tabla 3.8: Límites inferiores a la masa de los leptones excitados, al 95% de nivel de confianza. Estos límites se derivan de la combinación de las búsquedas de leptones excitados producidos a pares.

Leptón excitado	Escenario	ALEPH 136	L3 189	OPAL 202	DELPHI 183	L3 202
e^*		65.2	94.2	100.1	90.7	100.1
μ^*	$f = f'$	65.4	94.2	100.1	90.7	100.3
τ^*		64.8	94.2	100.0	89.7	99.9
ν_e^*		–	93.9	99.5	87.3	99.3
ν_μ^*	$f = f'$	–	94.0	99.5	88.0	99.4
ν_τ^*		–	91.5	91.9	81.0	93.9
		ALEPH 136	L3 189	OPAL 183	DELPHI 183	L3 202
ℓ^*	$f = -f'$	–	92.6	86.0	81.3	96.2
ν^*	$f = -f'$	63.6	94.1	91.2	90.0	99.4
e^*		–	92.4	84.6	–	96.0
μ^*		–	92.4	84.7	–	96.2
τ^*	Independiente	–	91.7	84.5	–	94.9
ν_e^*		–	93.4	90.5	–	98.5
ν_μ^*		–	93.5	90.5	–	98.5
ν_τ^*		–	90.2	81.5	–	92.7

Tabla 3.9: Límites inferiores a la masa de los leptones excitados (GeV), al 95% de nivel de confianza, obtenidos por los experimentos de LEP. Se indica la energía en el centro de masas de cada análisis.

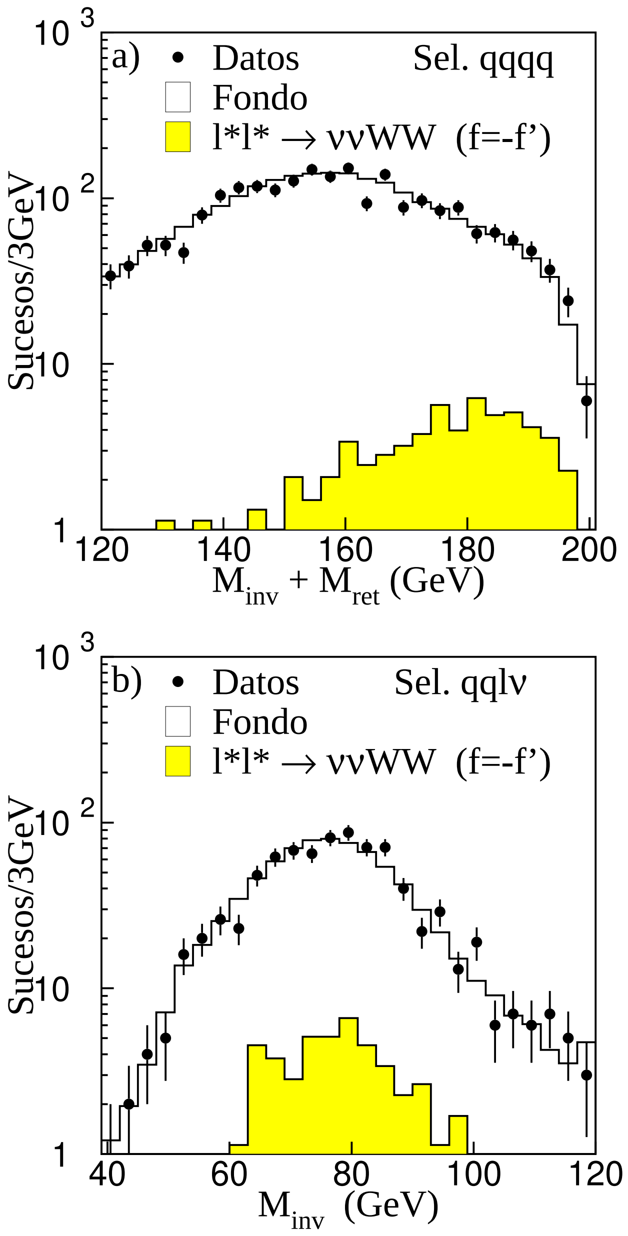

Figura 3.20: (a): Suma de las masas invariantes y de retroceso de dos jets hadrónicos en la selección WW → $q\bar{q}q\bar{q}$. (b): Masa invariante de dos jets hadrónicos en la selección WW → $q\bar{q}\ell\nu$.

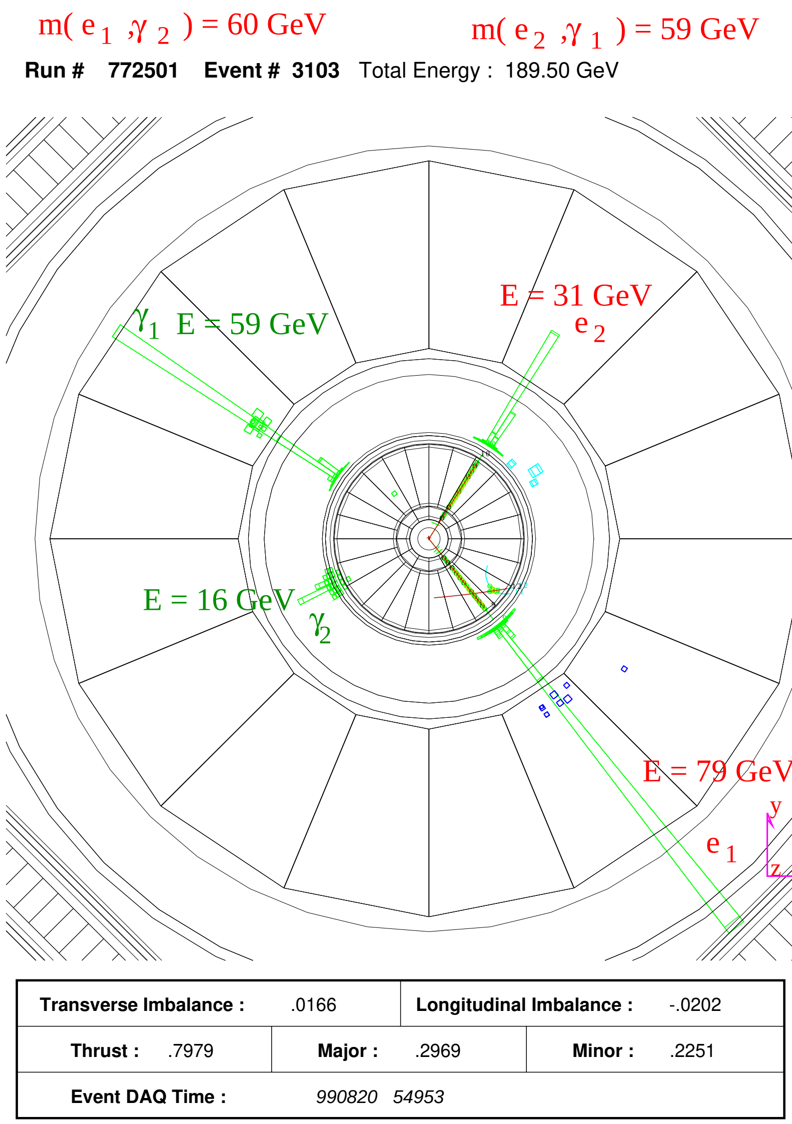

Figura 3.21: Suceso candidato a producción de dos electrones excitados, tomado a $\sqrt{s} = 200$ GeV.

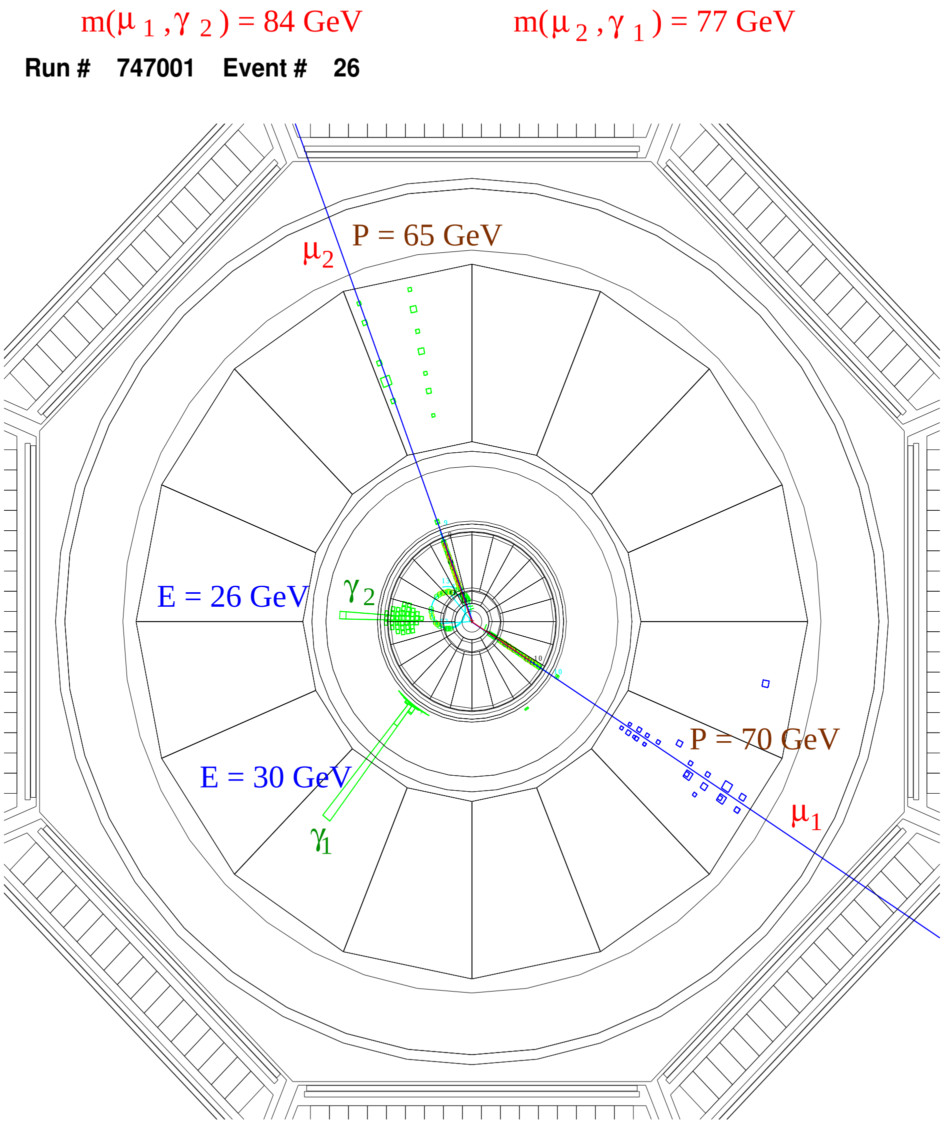

Figura 3.22: Suceso candidato a producción de dos muones excitados, tomado a $\sqrt{s} = 196$ GeV.

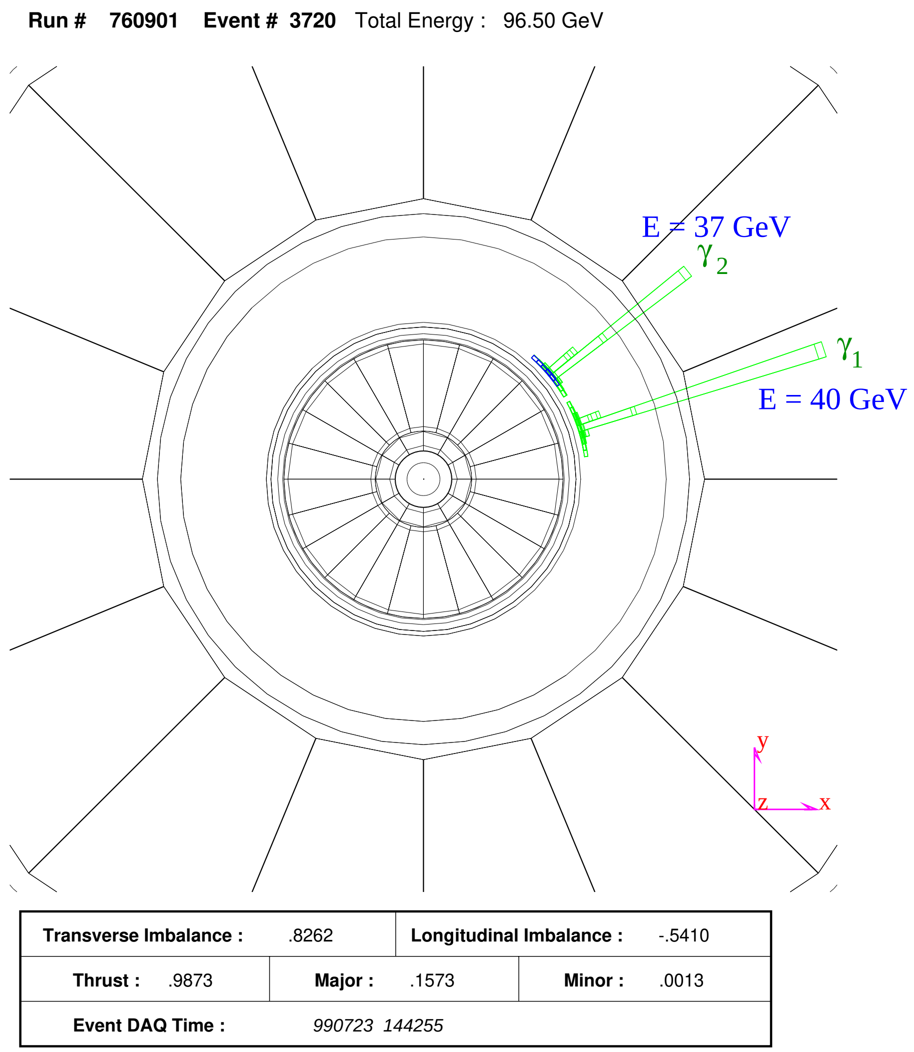

Figura 3.23: Suceso candidato a producción de dos neutrinos excitados, tomado a $\sqrt{s} = 196$ GeV.

Los resultados de las búsquedas de leptones excitados producidos individualmente se resumen en la tabla 3.10. Las figuras 3.24(a-c) muestran todas las combinaciones de masa invariante $m_{e\gamma}$, $m_{\mu\gamma}$ y $m_{\tau\gamma}$ por encima de 70 GeV, junto con el fondo esperado del Modelo Estándar. No se observan excesos significativos. La figura 3.24(d) muestra la energía del fotón en la selección de sucesos que sólo contienen un fotón. La figura 3.25 muestra la masa de retroceso del leptón identificado en las selecciones qqeν, qq$\mu\nu$ y qq$\tau\nu$; en el proceso $\ell\ell^* \to \ell\nu\mathrm{W} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ la masa de retroceso del leptón visible corresponde a la masa del leptón excitado. No se observan excesos significativos. La figura 3.26 muestra la masa invariante del suceso en las selecciones qqeν, qq$\mu\nu$ y qq$\tau\nu$; en el proceso $\nu\nu^* \to \nu\ell\mathrm{W} \to \nu\ell\mathrm{q\bar{q}}$ la masa invariante corresponde a la masa del neutrino excitado.

A partir del número de sucesos seleccionados en datos y de las correspondientes distribuciones para aquellas selecciones que permiten la reconstrucción de la masa del leptón excitado, teniendo en cuenta el fondo esperado del Modelo Estándar, la luminosidad, las fracciones de desintegración de los leptones excitados y las correspondientes eficiencias para la selección de la señal, para cada sabor y masa de leptón excitado se deriva un límite a la sección eficaz de producción. Estos límites se transforman en los límites superiores a la constante de acoplo que se muestran en la figura 3.27.

Señal	Datos	Fondo (S.M.)	Efic. (%) para diferentes m_* (GeV)		
			100	150	195
$ee^* \to ee\gamma$	682	714	51.6	64.7	66.0
$\mu\mu^* \to \mu\mu\gamma$	72	67	59.6	63.3	59.8
$\tau\tau^* \to \tau\tau\gamma$	50	69	44.3	44.1	38.7
$\nu\nu^* \to \nu\nu\gamma$	230	232	53.1	67.9	70.0
$ee^* \to e\nu_e W$	728	764	75.8	74.0	51.6
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e eW$			59.5	68.9	66.2
$\mu\mu^* \to \mu\nu_\mu W$	684	694	61.1	64.6	55.6
$\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu_\mu\mu W$			67.8	64.5	62.8
$\tau\tau^* \to \tau\nu_\tau W$	1365	1377	55.8	54.5	54.2
$\nu_\tau\nu_\tau^* \to \nu_\tau\tau W$			46.4	60.6	61.4
$ee^* \to eeZ$	663	692	70.9	26.4	75.6
$\mu\mu^* \to \mu\mu Z$	608	617	62.3	40.3	52.9
$\tau\tau^* \to \tau\tau Z$	1307	1308	42.5	21.6	37.7
$\nu\nu^* \to \nu\nu Z$	350	357	31.9	13.9	40.2

Tabla 3.10: Número de candidatos a leptón excitado obtenido de las búsquedas de leptones excitados producidos individualmente. La segunda columna muestra el número de sucesos observados, mientras que la tercera muestra el número de sucesos esperados del Modelo Estándar. Las columnas 4-6 muestran el porcentaje de sucesos de Monte Carlo de señal que fueron seleccionados como candidatos, para diferentes valores de m_*.

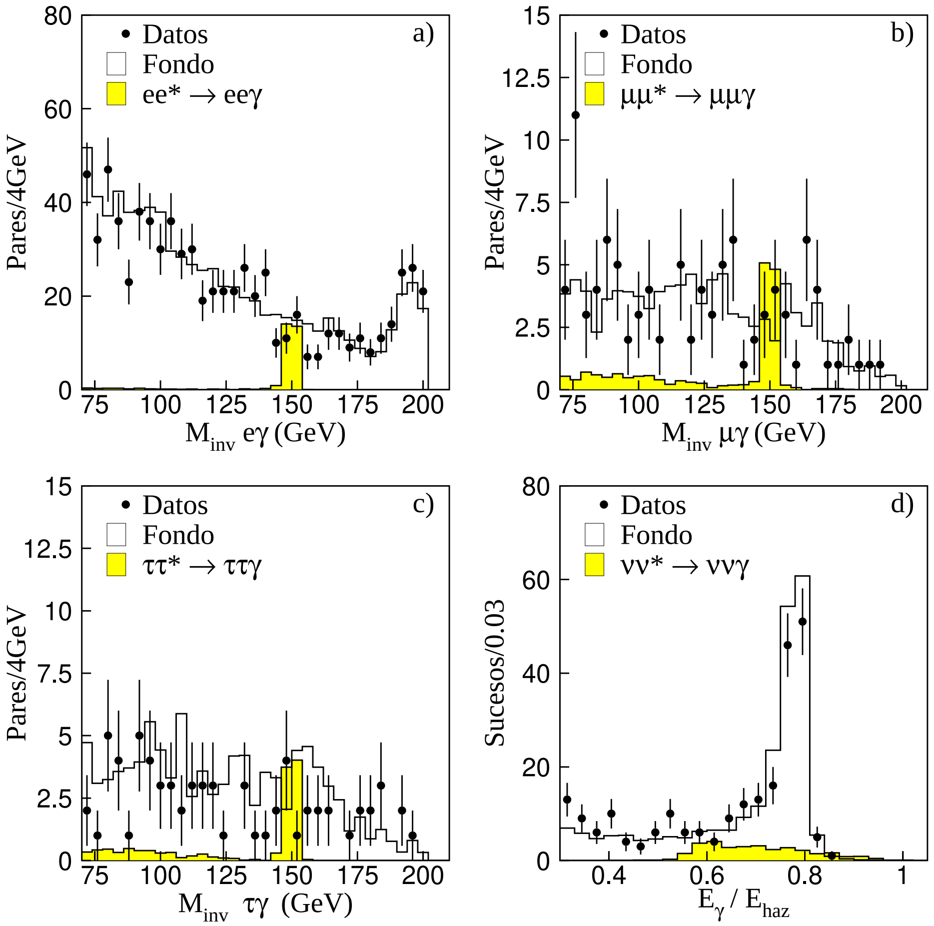

Figura 3.24: Distribución de la masa invariante para los pares $\ell - \gamma$ en las selecciones $\ell\ell\gamma$: (a) $\mathrm{e} - \gamma$, (b) $\mu - \gamma$, y (c) $\tau - \gamma$. Energía del fotón (en unidades de la energía del haz) en la selección de sucesos con un solo fotón visible. La señal esperada para un leptón excitado con masa 150 GeV (con normalización arbitraria) se muestra junto con los datos y el fondo del Modelo Estándar.

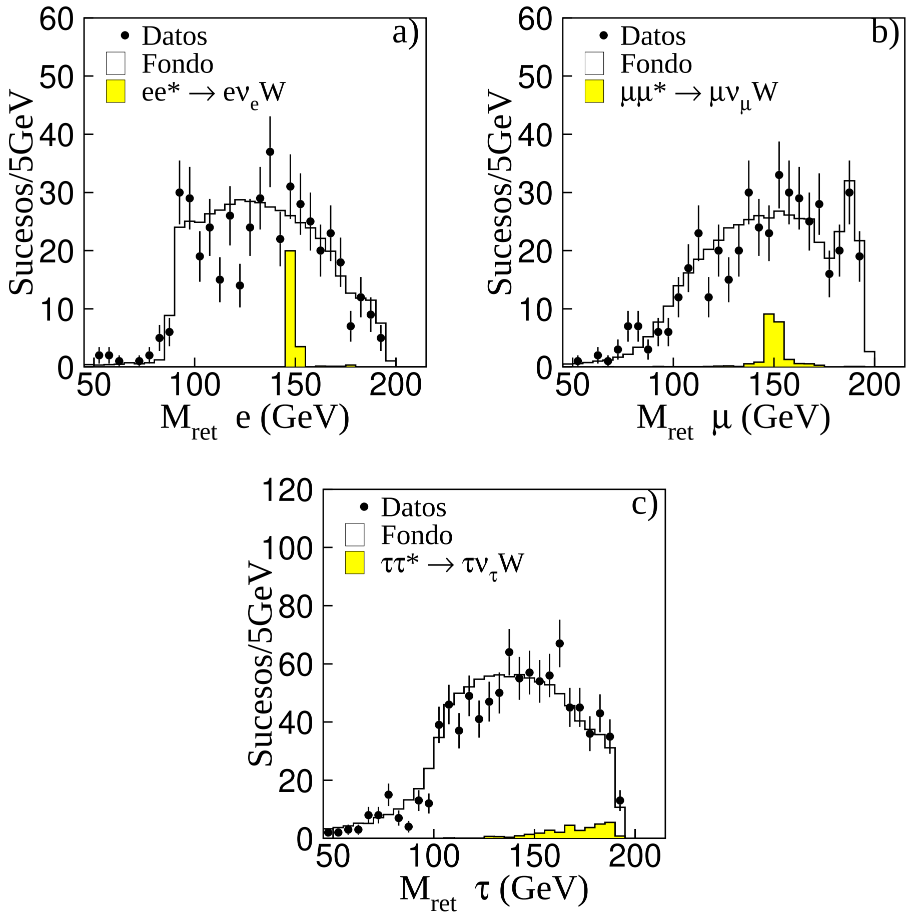

Figura 3.25: Masa invariante de retroceso del leptón en las selecciones $qq\ell\nu$ para (a) electrones, (b) muones y (c) taus. La señal esperada para un leptón excitado con masa 150 GeV (con normalización arbitraria) se muestra junto con los datos y el fondo del Modelo Estándar.

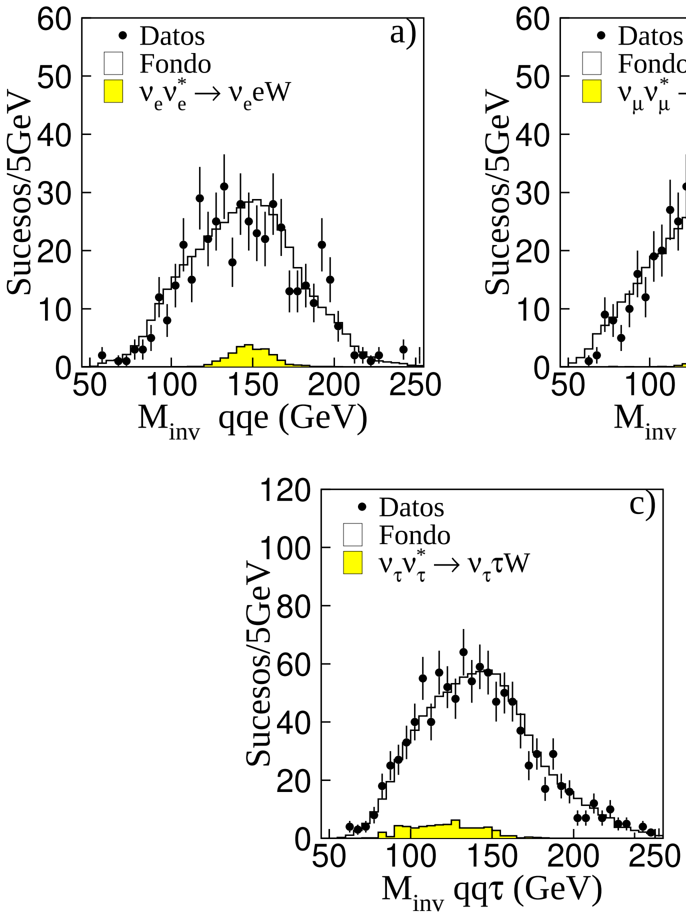

Figura 3.26: Distribuciones de masa invariante para los sucesos seleccionados como (a) qqeν, (b) qq$\mu\nu$, y (c) qq$\tau\nu$. La señal esperada para un leptón excitado con masa 150 GeV (con normalización arbitraria) se muestra junto con los datos y el fondo del Modelo Estándar.

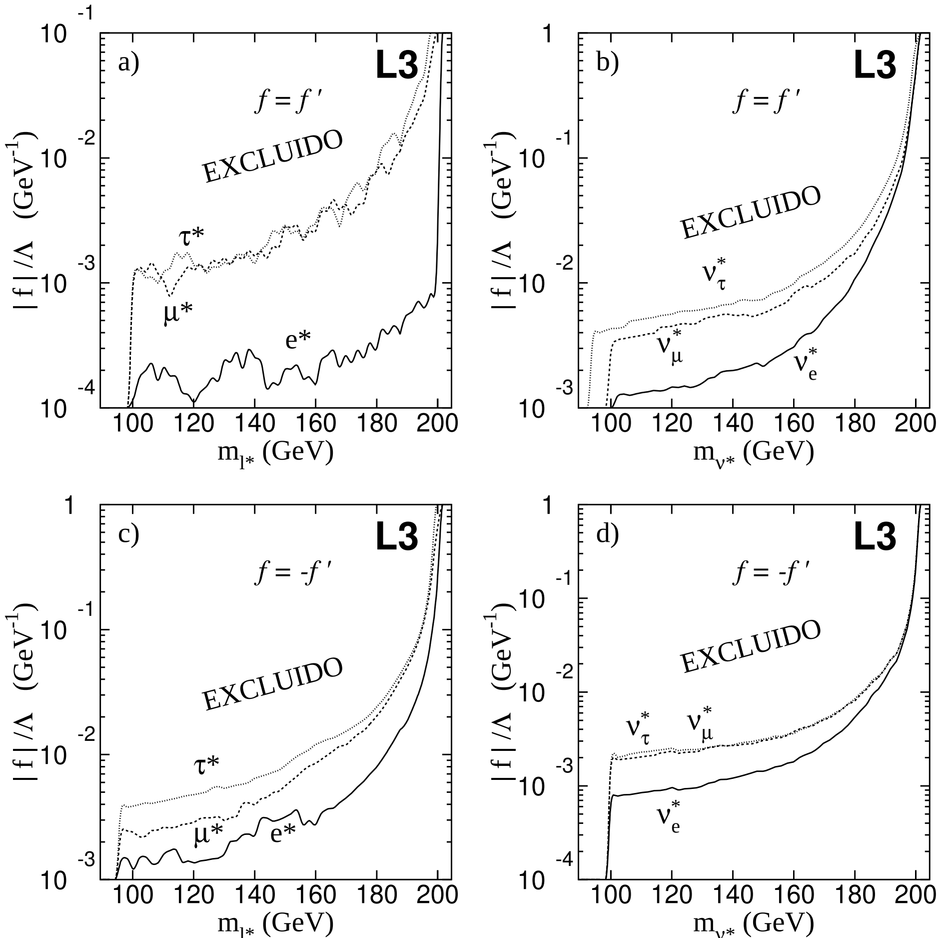

Figura 3.27: Límites superiores a la constante de acoplo $|f|/\Lambda$ en función de la masa del leptón excitado, para $f = f'$: (a) e^*, μ^* y τ^* , (b) ν_e^*, ν_μ^* y ν_τ^*, y para $f = -f'$: (c) e^*, μ^* y τ^*, (d) ν_e^*, ν_μ^* y ν_τ^*.

Referencias

[1] F. Boudjema *et al.*, "Z Physics at LEP 1", Vol. 2, ed. G. Altarelli *et al.*, Report CERN-89-08 188 y referencias citadas allí.

[2] Búsquedas experimentales:
ALEPH Collab., D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B385** (1996) 445;
DELPHI Collab., P. Abreu *et al.*, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 41;
L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B473** (2000) 177;
OPAL Collab., G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 73;
H1 Collab., S. Aid *et al.*, Nucl. Phys. **B483** (1997) 44;
ZEUS Collab., J. Breitweg *et al.*, Zeit. Phys. **C76** (1997) 631;
M.A. Falagán, Presentation at ICHEP2000, "Excited leptons and leptoquarks at LEP".

[3] BHWIDE:
S. Jadach, *et al.*, Phys. Lett. **B390** (1997) 298.

[4] TEEGG:
D. Karlen, Nucl. Phys. **B289** (1987) 23.

[5] KORALZ:
S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[6] GGG:
F.A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B186** (1981) 22;
CALKUL Collab., F.A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B239** (1984) 395.

[7] "KORALW: Version 1.21"
M. Skrzypek, *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek, *et al.*, Phys. Lett. **B372** (1996) 289.

[8] KK2F:
S. Jadach *et al.*, Preprint CERN-TH-99-235 (hep-ph/9912214).

[9] "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual", T. Sjöstrand, Preprint CERN-TH-7112-93 (hep-ph/9508391); Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[10] EXCALIBUR:
F.A. Berends, *et al.*, Nucl. Phys. **B424** (1994) 308; Nucl. Phys. **B426** (1994) 344; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B37** (1994) 163; Phys. Lett. **B335** (1994) 490;
R. Kleiss *et al.*, Comp. Phys. Comm. **83** (1994) 14.

[11] K. Hagiwara *et al.*, Z. Phys. **C29** (1985) 115.

[12] "GEANT Version 3.15"
R. Brun *et al.*, Preprint CERN-DD-EE-84-1.

[13] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
S. Bethke *et al.*, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.

[14] O. Adriani *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A302** (1991) 53.

Capítulo 4

Medida de la Sección Eficaz del Proceso $e^+e^- \to ZZ$

4.1 Introducción

Desde 1997, la energía en el centro de masas, $\sqrt{s}$, en las colisiones e^+e^- en LEP ha sido superior al umbral de producción de dos bosones Z en su capa de masas. La medida de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to ZZ$ constituye un nuevo test de la validez del Modelo Estándar. Además, es importante entender bien este proceso, puesto que la reacción $e^+e^- \to ZZ \to b\bar{b}Z$ da lugar a un importante fondo en la búsqueda del bosón de Higgs [1] en el canal $e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}Z$.

El bosón Z es una resonancia de anchura 2.49 GeV y se desintegra en un par fermión-antifermión con una vida media de $0.26 \cdot 10^{-24}$s [2]. Experimentalmente se estudia el proceso $e^+e^- \to f\bar{f}f'\bar{f}'$, en el que la masa invariante de los pares $f - \bar{f}$ y $f' - \bar{f}'$ es cercana a la masa del Z, $M_Z = 91.19$ GeV. Sin embargo, la producción resonante de un par de bosones Z, no es el único diagrama que da lugar a estados finales con cuatro fermiones [3]. En la figura 4.1 se muestran algunos de los diagramas de Feynman que dan lugar en LEP a estados finales con cuatro fermiones. El primero de ellos, diagrama de conversión, es el asociado a la producción de ZZ. No tiene mucho sentido intentar medir la sección eficaz asociada a un diagrama, puesto que en la naturaleza todos los diagramas (y sus interferencias) contribuyen simultáneamente. Para maximizar la contribución de $e^+e^- \to ZZ$, es necesario seleccionar aquellos estados finales de cuatro fermiones para los que la amplitud es debida fundamentalmente al diagrama $e^+e^- \to ZZ \to f\bar{f}f'\bar{f}'$ y rechazar aquellos que tienen una contribución mayor de otros diagramas. Ésto se realiza definiendo la señal de ZZ con una serie de criterios (arbitrarios) que se aplican sobre los sucesos a nivel generador (sobre los cuadrimomentos de las partículas, sin tener en cuenta los efectos del detector). Definir la señal de ZZ de un modo claro permite optimizar la selección experimental (que utiliza las variables medidas por el detector), y comparar directamente los resultados experimentales con la simulación de Monte Carlo.

La señal de ZZ se define en L3 de acuerdo a los siguientes criterios [5]:

- El suceso debe contener dos pares fermión-antifermión con masa invariante entre 70 GeV y 105 GeV. En sucesos con dos pares fermión-antifermión del mismo tipo, al menos una de las dos posibles combinaciones debe satisfacer este criterio.

- Para minimizar la contribución de los diagramas multiperiféricos, en los estados finales con electrones, éstos deben estar a alto ángulo polar, $|\cos\theta_e| < 0.95$.

- Para minimizar la contribución de los diagramas asociados al proceso $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{WW}$, en los estados finales $\mathrm{u\bar{u}d\bar{d}}$, $\mathrm{c\bar{c}s\bar{s}}$ y $\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\ell^+\ell^-$ ($\ell = \mathrm{e}, \mu, \tau$), se requiere que para cada par de fermiones susceptible de provenir de la desintegración de un W, la masa invariante sea menor que 75 GeV o mayor que 85 GeV.

En la figura 4.2 se muestra el efecto de aplicar estos criterios sobre una muestra sucesos de cuatro fermiones generada con el programa de Monte Carlo EXCALIBUR [4]. Sólo una pequeña fracción de los sucesos satisfacen los criterios de definición de la señal. El resto de los sucesos son principalmente debidos a diagramas distintos a la producción resonante $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{ZZ}$.

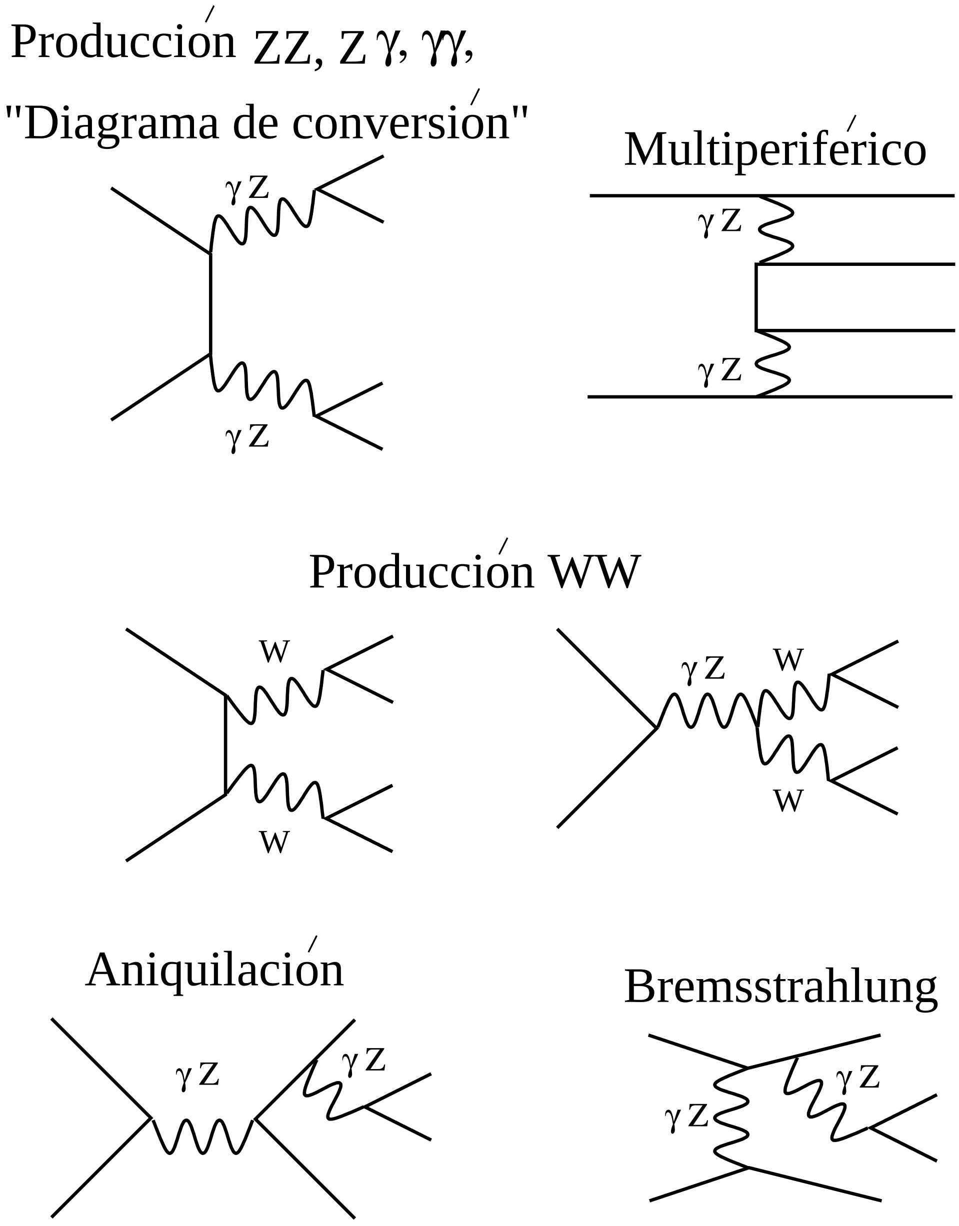

Figura 4.1: Algunos diagramas a nivel árbol que contribuyen a los estados finales de cuatro fermiones.

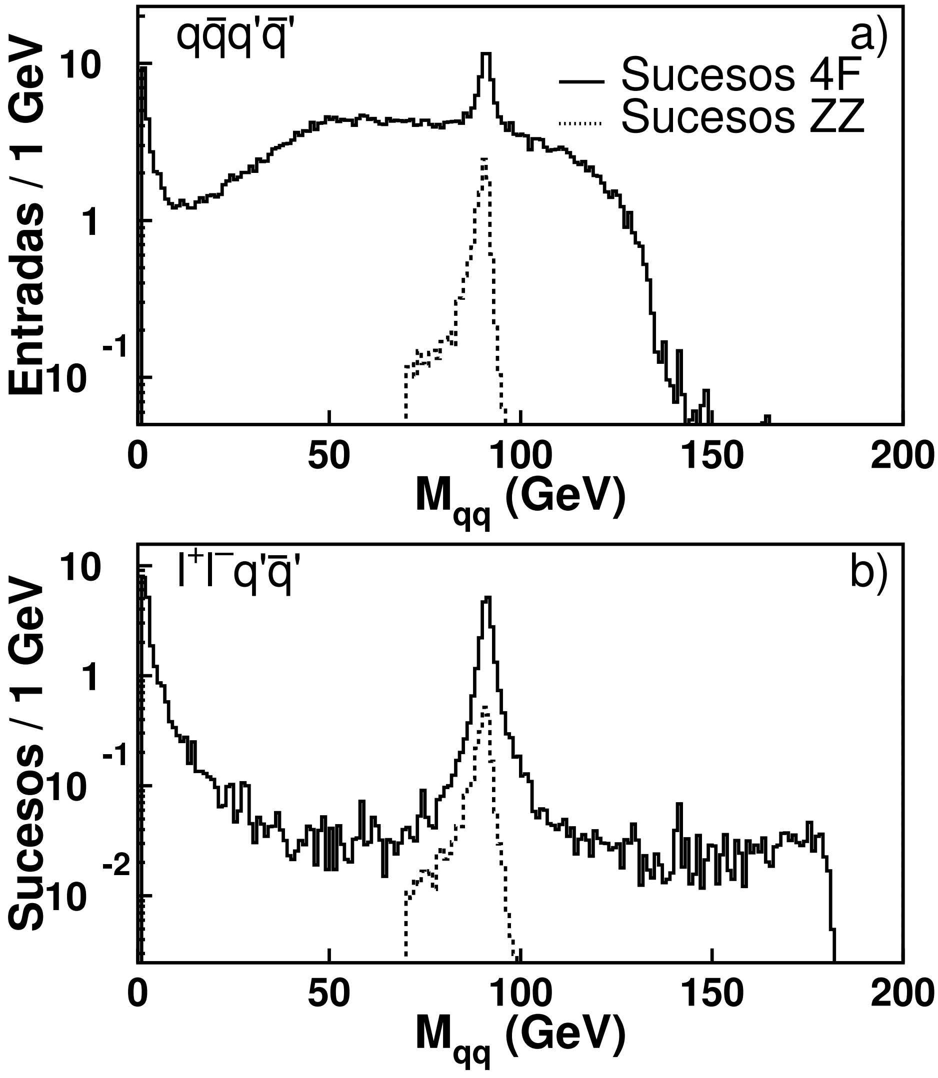

Figura 4.2: Distribuciones de la masa invariante de los pares $\mathrm{q} - \bar{\mathrm{q}}$ para los sucesos (a) $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$ y (b) $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell^+\ell^-$. La linea continua corresponde a todos los sucesos con cuatro fermiones y la discontinua a los que satisfacen los criterios de definición de la señal ZZ. Los sucesos han sido generados con el programa EXCALIBUR con $\sqrt{s} = 183$ GeV, y la normalización corresponde a una luminosidad de 55 pb^{-1}.

En la tabla 4.1 se muestra la sección eficaz de producción de los distintos estados finales, después de la aplicación de los criterios de señal. La simetría entre las familias de fermiones y el hecho de que EXCALIBUR realiza los cálculos con fermiones sin masa da lugar a que la sección eficaz sea idéntica para algunos de los estados finales. La sección eficaz total a $\sqrt{s} = 200$ GeV es 1.01 pb.

Si se consideran únicamente los dos diagramas de conversión con producción de dos bosones Z, la sección eficaz *ideal* es 0.99 pb. Después de aplicar los criterios de definición de la señal, esta sección eficaz es 0.95 pb. La diferencia entre esta sección eficaz, 0.95 pb, y la que proviene del cálculo completo, 1.01 pb, es debida a la contribución del resto de los diagramas de Feynman.

Para cada topología del estado final ($\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$, $\mathrm{q\bar{q}}\nu\bar{\nu}$, $\mathrm{q\bar{q}}\ell\bar{\ell}$, $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ y $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$) se optimiza una selección experimental. Los resultados de las cinco selecciones se combinan para medir la sección eficaz total, asumiendo que la proporción entre los distintos estados finales es la que se deriva del cálculo teórico.

ZZ $\to$	$\sigma(fb)$	ZZ $\to$	$\sigma(fb)$	ZZ $\to$	$\sigma(fb)$	ZZ $\to$	$\sigma(fb)$
$u\bar{u}u\bar{u}$	17.58	$u\bar{u}d\bar{d}$	32.02	$u\bar{u}c\bar{c}$	28.91		
$u\bar{u}s\bar{s}$	36.52	$u\bar{u}b\bar{b}$	36.52	$d\bar{d}d\bar{d}$	23.89		
$d\bar{d}c\bar{c}$	36.52	$d\bar{d}s\bar{s}$	46.10	$d\bar{d}b\bar{b}$	46.10	$\sum q_i\bar{q}_iq_j\bar{q}_j$	484.16
$c\bar{c}c\bar{c}$	17.58	$c\bar{c}s\bar{s}$	32.02	$c\bar{c}b\bar{b}$	36.52		
$s\bar{s}s\bar{s}$	23.89	$s\bar{s}b\bar{b}$	46.10	$b\bar{b}b\bar{b}$	23.89		
$u\bar{u}\nu_e\bar{\nu}_e$	16.56	$u\bar{u}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	15.83	$u\bar{u}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	15.83		
$d\bar{d}\nu_e\bar{\nu}_e$	20.91	$d\bar{d}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	19.99	$d\bar{d}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	19.99		
$c\bar{c}\nu_e\bar{\nu}_e$	16.56	$c\bar{c}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	15.83	$c\bar{c}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	15.83	$\sum q_i\bar{q}_i\nu_j\bar{\nu}_j$	279.11
$s\bar{s}\nu_e\bar{\nu}_e$	20.91	$s\bar{s}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	19.99	$s\bar{s}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	19.99		
$b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$	20.91	$b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	19.99	$b\bar{b}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	19.99		
$u\bar{u}e^+e^-$	9.28	$u\bar{u}\mu^+\mu^-$	8.44	$u\bar{u}\tau^+\tau^-$	8.44		
$d\bar{d}e^+e^-$	11.41	$d\bar{d}\mu^+\mu^-$	10.67	$d\bar{d}\tau^+\tau^-$	10.67		
$c\bar{c}e^+e^-$	9.28	$c\bar{c}\mu^+\mu^-$	8.44	$c\bar{c}\tau^+\tau^-$	8.44	$\sum q_i\bar{q}_il_j^+l_j^-$	150.57
$s\bar{s}e^+e^-$	11.41	$s\bar{s}\mu^+\mu^-$	10.67	$s\bar{s}\tau^+\tau^-$	10.67		
$b\bar{b}e^+e^-$	11.41	$b\bar{b}\mu^+\mu^-$	10.67	$b\bar{b}\tau^+\tau^-$	10.67		
$e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$	4.58	$e^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	4.94	$e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	4.94		
$\mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e$	4.83	$\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	3.98	$\mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	4.62	$\sum l_i^+l_i^-\nu_j\bar{\nu}_j$	41.32
$\tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$	4.83	$\tau^+\tau^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	4.62	$\tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	3.98		
$e^+e^-e^+e^-$	2.47	$e^+e^-\mu^+\mu^-$	3.03	$e^+e^-\tau^+\tau^-$	3.03		
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	1.91	$\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	2.47	$\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	1.91	$\sum l_i^+l_i^-l_j^+l_j^-$	14.82
$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_e\bar{\nu}_e$	4.75	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	9.09	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	9.09		
$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	4.33	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	8.67	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	4.33	$\sum \nu_i\bar{\nu}_i\nu_j\bar{\nu}_j$	40.26

Tabla 4.1: Sección eficaz del proceso $e^+e^- \to f\bar{f}f'\bar{f}'$, para los sucesos que satisfacen los criterios de definición de la señal, calculada con EXCALIBUR a $\sqrt{s} = 200$ GeV. La sección eficaz total es 1.01 pb.

4.2 Datos y simulación de Monte Carlo

La muestra de datos analizada fue tomada en 1999 por el detector L3 a energías en el centro de masas entre 192 GeV y 202 GeV. La luminosidad analizada a las distintas energías es: 29.7 pb^{-1} a 191.6 GeV, 83.7 pb^{-1} a 195.5 GeV, 82.8 pb^{-1} a 199.5 GeV y 37.0 pb^{-1} a 201.7 GeV. La luminosidad integrada total es 233.2 pb^{-1} y la energía en el centro de masas promedio es 197.4 GeV.

El programa de Monte Carlo EXCALIBUR se utiliza para la simulación de los sucesos de señal y el fondo de sucesos de cuatro fermiones provenientes de diagramas de corrientes neutras. Este generador tiene en cuenta todos los diagramas que contribuyen a nivel árbol a los estados finales de cuatro fermiones. La eficiencia de la selección experimental se define con respecto a los sucesos que satisfacen los criterios de definición de la señal. Los sucesos de cuatro fermiones que no satisfacen dichos criterios son considerados contaminación.

EXCALIBUR se utiliza también para el fondo de sucesos de cuatro fermiones provenientes de diagramas de corrientes cargadas, para los estados finales $\mathrm{q\bar{q}'e\nu_e}$ y $\ell^+\nu_\ell\ell^-\bar{\nu}_\ell$ con $\ell = \mathrm{e}, \mu, \tau$. KORALW [10] se utiliza para el proceso $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{WW}$ con estados finales no mencionados arriba. El fondo de sucesos de producción de un par de fermiones se describe con KK2F [6] y PYTHIA [7] ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$), KORALZ [8] y KK2F ($\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ y $\mathrm{e^+e^-} \to \tau^+\tau^-(\gamma)$), y BHWIDE [9] ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}(\gamma)$). Las contribuciones de física de dos fotones se describen con PHOJET [11] ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-q\bar{q}}$) y DIAG36 [12] ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}\ell^+\ell^-$).

La respuesta del detector L3 se simula con el programa GEANT [13], que tiene en cuenta los efectos de pérdida de energía, dispersión múltiple y desintegraciones en el detector. Las ineficiencias dependientes del tiempo se registran durante el período de toma de datos, y se reproducen en estas simulaciones.

4.3 Selección de la muestra

Todas las selecciones se basan en la identificación de dos pares de fermiones con masa invariante cercana a la masa del bosón Z. Las selecciones se optimizan teniendo en cuenta el momento con que se producen los bosones Z ($\gtrsim$ 30 GeV), que da lugar a un cierta acolinealidad y acoplanaridad de los pares de fermiones del estado final. Los resultados de las selecciones se resumen en la tabla 4.2.

Selección	Datos	Señal	Fondo	Eficiencia
$\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$	530	69.3 ± 0.3	438.4 ± 3.3	65%
$\mathrm{q\bar{q}}\nu\bar{\nu}$	89	33.9 ± 0.2	57.8 ± 0.3	55%
$\mathrm{q\bar{q}}\ell^+\ell^-$	31	18.8 ± 0.2	4.9 ± 0.4	56%
$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	3	2.5 ± 0.1	3.2 ± 0.1	27%
$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$	3	1.3 ± 0.0	1.1 ± 0.3	39%

Tabla 4.2: Número de sucesos seleccionados en datos, y Monte Carlo de señal y fondo para cada selección y su eficiencia. Los números de las selecciones $\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$ y $\mathrm{q\bar{q}}\nu\bar{\nu}$ corresponden a los sucesos cuya variable de salida de la red neuronal es mayor que 0.2 y 0.5 respectivamente. La incertidumbre estadística de la simulación de Monte Carlo se muestra para la señal y el fondo.

4.3.1 Selección de $\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$

La selección de cuatro jets tiene que hacer frente a un gran fondo proveniente de la cromodinámica cuántica ($\mathrm{e^+e^- \to q\bar{q}g^* \to q\bar{q}q'\bar{q}'}$ y $\mathrm{e^+e^- \to q\bar{q}g(g)}$) y la producción de pares de bosones W.

Se seleccionan sucesos hadrónicos con gran multiplicidad de trazas y deposiciones calorimétricas, en los que se requiere también energía visible entre $0.6\sqrt{s}$ y $1.4\sqrt{s}$, y momento perdido en las direcciones paralela y perpendicular inferior a $0.3\sqrt{s}$. Los sucesos con un electrón, muón o fotón con energía superior a 65 GeV se rechazan.

Para cada suceso, las deposiciones calorimétricas y las trazas se agrupan en cuatro jets mediante el algoritmo de Durham [14] y se realiza un ajuste cinemático en el que se impone la conservación de la energía y el momento. Se aplica una primera red neuronal [15] para distinguir los sucesos genuinos de cuatro quarks (aquellos provenientes de la desintegración de un par de bosones Z o W), de los sucesos de cuatro jets en los que dos jets (normalmente con baja energía) son debidos a radiación de gluones. Las variables de entrada de la red neuronal son ocho:

- Energía mínima y máxima de los jets.
- Ángulo de apertura mínimo entre dos jets.
- Número mínimo de deposiciones calorimétricas contenidas en un jet.
- Y_{34} (parámetro de resolución de jets para el cual el suceso cambia de una topología de cuatro jets a otra de tres en el algoritmo de Durham).

- Esferocidad (*spherocity*) [16].
- Diferencia mínima entre las masas invariantes de dos pares de jets.
- Promedio de la masa invariante de los jets cuando el suceso es forzado a dos jets.

Esta red neuronal se entrena para que su variable de salida sea cercana a uno para los sucesos ZZ y WW y a cero para los sucesos $q\bar{q}$. Un corte en la variable de salida de esta red neuronal permite rechazar gran parte del fondo de QCD y seleccionar una muestra de sucesos hadrónicos enriquecida en pares de bosones W y Z.

Para los sucesos de cuatro jets seleccionados, se elige la combinación de jets que minimiza la diferencia entre las masas invariantes de dos pares de jets. Entonces, se usa una segunda red neuronal para distinguir entre sucesos ZZ y WW haciendo uso de su diferencia de masas y del hecho de que aproximadamente el 39% de los sucesos de cuatro jets provenientes de la desintegración de un par ZZ contiene al menos un par de quarks b mientras que los sucesos WW casi nunca contienen quarks b.

Esta red neuronal tiene seis variables de entrada:

- Promedio de las masas invariantes de los dos pares de jets.
- Diferencia entre las masas invariantes de los dos pares de jets.
- Energías máxima y mínima de los jets.
- Número promedio de trazas cargadas por cada jet.
- Contenido de quarks b del suceso (*b–tag*) [17]. Esta variable es el resultado de un complejo algoritmo que trata de identificar la presencia de quarks b en sucesos hadrónicos. Utiliza la información disponible sobre vértices secundarios reconstruidos, parámetro de impacto de las trazas, apertura angular y masa invariante de los jets, contenido de leptones inclusivos de los jets, etc...

Se seleccionan los sucesos con una variable de salida de esta segunda red neuronal superior a 0.2. Este criterio permite rechazar buena parte del fondo de sucesos WW, manteniendo una gran eficiencia para la señal de ZZ.

La distribución de la variable de salida de la red neuronal para los sucesos seleccionados se muestra en la figura 4.3(a). La eficiencia de la selección para la señal es el 65%. Se seleccionan un total de 530 sucesos en datos, mientras que se esperan 69 sucesos de señal y 438 sucesos de fondo.

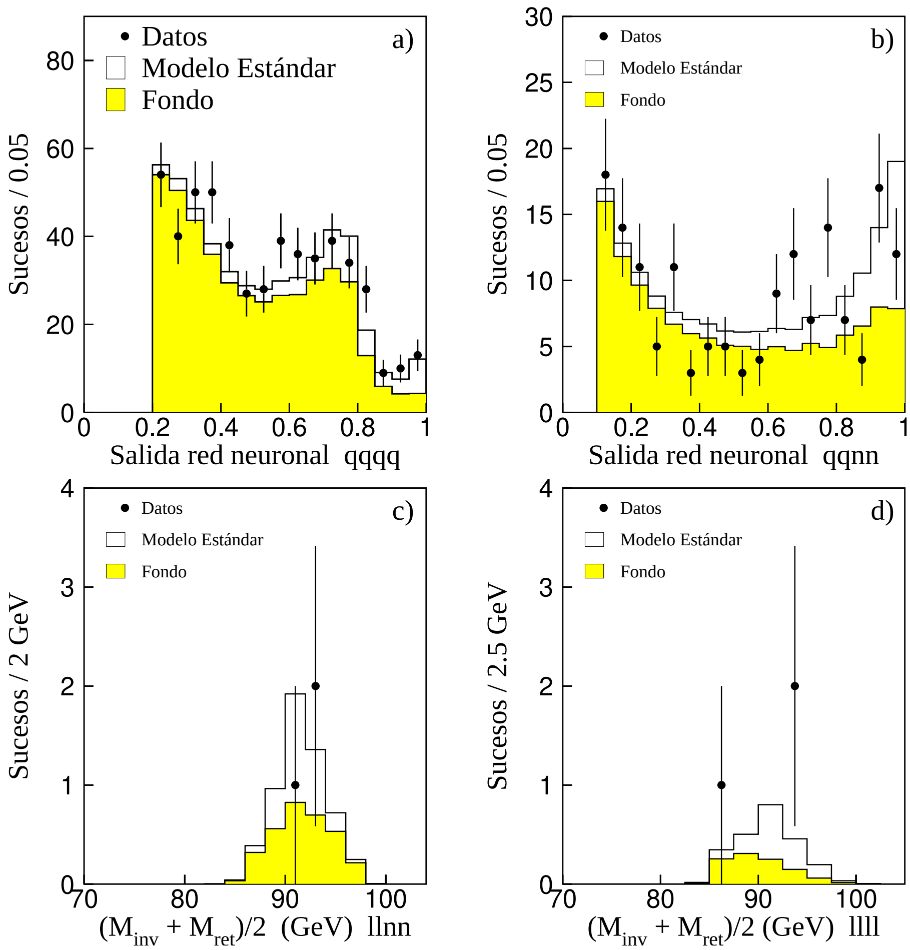

Figura 4.3: Distribución de la variable de salida de la red neuronal para los sucesos que pasan la selección $\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$ (a) y $\mathrm{q\bar{q}}\nu\bar{\nu}$ (b). Promedio de la masa invariante y de retroceso de un par de leptones para los sucesos que pasan la selección $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ (c) y $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ (d).

4.3.2 Selección de $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Para la selección de $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ se requieren sucesos hadrónicos con gran multiplicidad (más de tres trazas y al menos 15 deposiciones calorimétricas). La masa invariante de los sucesos debe ser superior a 50 GeV. Estos criterios reducen el fondo de estados finales puramente leptónicos y el proveniente de las interacciones de dos fotones, aceptando una fracción significativa de los sucesos hadrónicos $q\bar{q}(\gamma)$ y WW. Estas contribuciones se reducen imponiendo que la masa visible sea menor que 130 GeV y la masa de retroceso contra el sistema hadrónico superior a 50 GeV.

Además, se requiere que el momento transverso sea mayor que 5 GeV y el momento longitudinal menor que el 40% de la energía visible. La energía calorimétrica a bajo ángulo debe ser menor que 10 GeV y la dirección del momento perdido debe estar separada del eje del haz al menos 16°. No debe haber ningún electrón, muón o fotón con energía mayor que 20 GeV y la energía en un sector de 25° en el plano $r-\phi$, E_{25}, centrado en la dirección del momento perdido, debe ser menor que 30 GeV.

Después de esta preselección, la mayor parte del fondo es debida al proceso $e^+e^- \to$ WW. Para diferenciar más la señal de ZZ del fondo se construye una red neuronal. Las variables de entrada incluyen variables de forma del suceso que ayudan a distinguir entre estados finales de dos y tres jets, la suma de las masas invariantes y de retroceso, las masas de los dos jets, el momento perdido y E_{25}. El uso de la red neuronal incrementa la fracción de señal en la muestra seleccionada a aproximadamente el 50% para valores altos de la variable de salida, tal como se muestra en la figura 4.3(b). El número de sucesos observados en datos con una variable de salida mayor que 0.1 es 161, mientras que se esperan 126 de fondo y 42 de señal, siendo la eficiencia un 68%. En la tabla 4.2 se muestran los correspondientes números cuando se requiere que la variable de salida sea superior a 0.5, pero la distribución completa se usa para la medida de la sección eficaz.

4.3.3 Selección de $q\bar{q}\ell^+\ell^-$

Una parte considerable de los sucesos ZZ ($\simeq 14\%$) dan lugar al estado final $q\bar{q}\ell^+\ell^-$ que constituye señal experimentalmente clara con un fondo pequeño. Primero se realiza una preselección que requiere al menos cinco trazas y 15 deposiciones calorimétricas, con masa invariante mayor que $0.6\sqrt{s}$ y dos leptones del mismo sabor.

Los electrones se identifican como deposiciones calorimétricas con forma electromagnética. Al menos uno de los electrones debe tener una traza asociada. Los muones se reconstruyen a partir de trazas en el espectrómetro de muones que apuntan al vértice de interacción. Las deposiciones de energía en los calorímetros consistentes con una partícula de mínima ionización (MIP) que tengan asociada una traza son también aceptadas como un segundo candidato a muón. Para el canal $\mathrm{q\bar{q}}\tau^+\tau^-$ se usa una selección basada en identificación de partículas y otra basada en jets. En la primera, los leptones tau se identifican a partir de sus productos de desintegración (un electrón o un muón aislado, o un jet aislado de pequeña multiplicidad con una o tres trazas y carga total unitaria). En la selección basada en jets, el suceso se fuerza a cuatro jets usando el algoritmo de Durham. Dos de estos jets deben tener menos de cuatro trazas y al menos uno de ellos debe coincidir con un candidato a tau de la primera selección.

Después de la preselección, para cada uno de los estados finales $\mathrm{q\bar{q}e^+e^-}$, $\mathrm{q\bar{q}}\mu^+\mu^-$ y $\mathrm{q\bar{q}}\tau^+\tau^-$ se realiza una selección específica.

En los canales con electrones o muones, tanto el par de leptones como el par de jets deben tener un ángulo de apertura de al menos 110°. En el canal de los taus se requieren al menos 120°. Después de realizar un ajuste cinemático, la masa invariante de los sistemas jet - jet y leptón - leptón debe estar en el intervalo entre 70 GeV y 120 GeV. Entonces se aplica el algoritmo de Durham a los sucesos y se requiere que $log_{10}Y_{34}$ sea mayor que -3.0 para los canales con electrones o muones, y -2.6 para el canal con taus. La energía visible debe ser mayor que $0.85\sqrt{s}$ en los canales con electrones o muones y menor que $0.9\sqrt{s}$ para el canal con taus. Además, para reducir el fondo de sucesos $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$, en el canal con taus se rechazan los sucesos que contengan un fotón con energía mayor que 40 GeV.

El fondo de pares de bosones W desintegrándose semileptónicamente se reduce requiriendo que el momento perdido en la dirección transversa sea menor que $0.2\sqrt{s}$.

El ajuste cinemático se repite para todos los sucesos que pasan al menos una de las cuatro selecciones descritas, con la ligadura adicional de igualdad entre la masa invariante de los sistema jet - jet y leptón - leptón. La distribución de masa invariante se muestra en la figura 4.4. Las eficiencias de la selección $\mathrm{q\bar{q}}\ell^+\ell^-$ se muestran en la tabla 4.3. Se seleccionan un total de 31 sucesos en datos, mientras que se esperan 19 de señal y 5 de fondo.

$q\bar{q}e^+e^-$	79 %
$q\bar{q}\mu^+\mu^-$	59 %
$q\bar{q}\tau^+\tau^-$	29 %

Tabla 4.3: Eficiencias de la selección $q\bar{q}\ell^+\ell^-$.

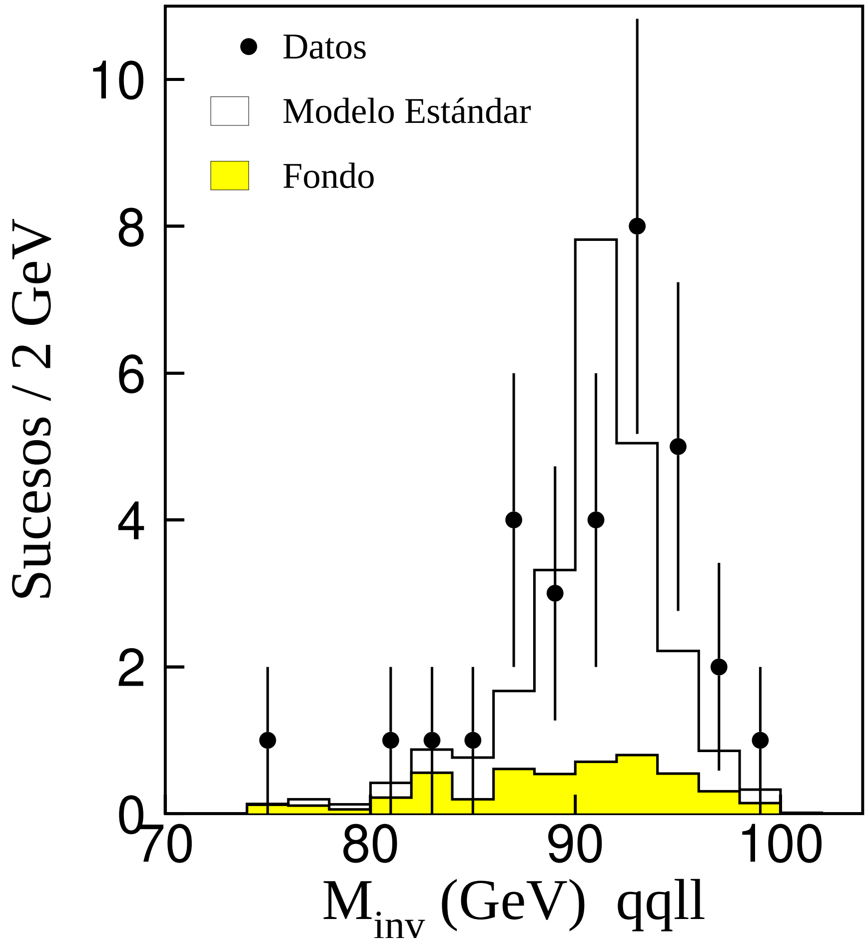

Figura 4.4: Distribución de la masa invariante de los leptones y los jets después del ajuste cinemático para los sucesos que pasan la selección $q\bar{q}\ell^+\ell^-$.

4.3.4 Selección de $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$

La selección de $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ requiere un par de electrones o muones con masa invariante, $M_{\ell\ell}$, entre 80 GeV y 100 GeV. La masa de retroceso del par de leptones debe estar en el mismo intervalo. No se exige una traza asociada en el caso de electrones, y se requiere que los muones sean medidos en el espectrómetro de muones. Los sucesos $\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ no se intentan seleccionar.

Para rechazar los sucesos de dos fermiones se requiere que el par de leptones sea acoplanar y tenga una energía visible inferior a 115 GeV en el canal de electrones y menor que 130 GeV en el de muones. Además, el momento perdido debe estar separado del eje del haz al menos 12.8^0.

El fondo de procesos de cuatro fermiones se reduce realizando un ajuste cinemático en el que se impone la masa del Z al par visible de leptones y se recalcula su cuadrimomento. La masa de retroceso, M_{rec}, después del ajuste debe ser consistente con la masa del bosón Z.

La distribución del promedio de $M_{\ell\ell}$ y M_{rec}, antes del ajuste cinemático, tiene un máximo en torno a la masa del Z tal como se muestra en la figura 4.3(c) Las eficiencias de la selección $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ se muestran en la tabla 4.4. Se seleccionan un total de 3 sucesos en datos, mientras que se esperan 2.5 de señal y 3.2 de fondo.

$e^+e^-\nu\bar{\nu}$	51 %
$\mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$	29 %
$\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$	0 %

Tabla 4.4: Eficiencias de la selección $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$.

4.3.5 Selección de $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$

La selección de $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ se basa en la identificación de cuatro leptones (con criterios poco exigentes). Uno de los pares $\ell^+\ell^-$ debe cumplir una serie de requisitos.

Primero se realiza una preselección de sucesos de pequeña multiplicidad en la que se requiere al menos tres trazas y cuatro leptones con energía mayor que 3 GeV. Los fotones y los MIPs son considerados candidatos a leptones.

Para reducir el fondo de sucesos de dos fermiones con radiación de estado inicial o final, se aplican criterios adicionales sobre la energía de la partícula electromagnética más energética y sobre la acoplanaridad y acolinealidad del par de leptones.

Si hay más de cuatro candidatos a leptones, se eligen los cuatro más consistentes con la conservación de energía y momento. Entonces se requiere que los sucesos contengan al menos un par de electrones (al menos uno de ellos con una traza asociada) o muones. Si hay dos pares que satisfacen este criterio, se elige el que tiene masa invariante, $M_{\ell\ell}$, más próxima a la masa del Z.

Por último, la masa invariante, $M_{\ell\ell}$, y la de retroceso, M_{rec}, de este par de leptones deben estar entre 70 GeV y 105 GeV.

La distribución del promedio de $M_{\ell\ell}$ y M_{rec} para datos y Monte Carlo se muestra en la figura 4.3(d) Las eficiencias de la selección $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ se muestran en la tabla 4.5. Se seleccionan un total de 3 sucesos en datos, mientras que se esperan 1.3 de señal y 1.1 de fondo.

$e^+e^-e^+e^-$	51 %	$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	41 %
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	57 %	$\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	32 %
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	42 %	$\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	0 %

Tabla 4.5: Eficiencias de la selección $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$.

4.4 Medida de la sección eficaz ZZ

La medida de la sección eficaz se realiza a partir de las distribuciones experimentales mostradas en las figuras 4.3 y 4.4 en las que se puede diferenciar la contribución de la señal y el fondo. Se construye una función de máxima verosimilitud de la forma

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{N_{bin}} \left[\frac{N_{esperado}(j;X)^{N_{datos}(j)}}{N_{datos}(j)!} e^{-N_{esperado}(j;X)} \right] \tag{4.1}$$

El número esperado de sucesos incluye la señal y el fondo

$$N_{esperado}(j;X) = X \cdot N_{se\tilde{n}al}(j) + N_{fondo}(j) \tag{4.2}$$

Esta función se maximiza respecto al parámetro libre X que representa el cociente entre la sección eficaz medida y la sección eficaz predicha por el Modelo Estándar.

El cociente entre la sección eficaz medida y la teórica para los distintos estados finales se muestra en la tabla 4.6 en la que se han combinado los datos tomados a las cuatro energías en el centro de masas analizadas.

Estado final	$\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$	$\mathrm{q\bar{q}}\nu\bar{\nu}$	$\mathrm{q\bar{q}}\ell^+\ell^-$	$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$
$\sigma_{medida}/\sigma_{SM}$	$1.29^{+0.27}_{-0.25}$	$0.72^{+0.26}_{-0.24}$	$1.27^{+0.30}_{-0.27}$	$0.31^{+0.84}_{-0.31}$	$1.56^{+1.57}_{-1.05}$

Tabla 4.6: Resultados de la medida de la sección eficaz para los distintos estados finales.

Combinando los distintos estados finales, asumiendo que su contribución relativa es la que se deriva de las secciones eficaces parciales teóricas, se mide la sección eficaz total, σ_{ZZ}, a las distintas energías en el centro de masas. El resultado se muestra en la tabla 4.7.

$\sqrt{s}$	191.6 GeV	195.5 GeV	199.5 GeV	201.7 GeV
σ_{ZZ} Medida (pb)	$0.29^{+0.26}_{-0.19}$	$1.17^{+0.25}_{-0.23}$	$1.25^{+0.26}_{-0.24}$	$0.94^{+0.40}_{-0.36}$
σ_{ZZ} Teórica (pb)	0.79	0.92	1.00	1.03

Tabla 4.7: Resultados de la medida de la sección eficaz $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{ZZ}$ para las distintas energías en el centro de masas.

En la tabla 4.8 se comparan las medidas de la sección eficaz NC02 (sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ si solo existieran los dos diagramas asociados a la producción resonante de dos bosones Z) realizadas por los experimentos de LEP a energías en el centro de masas entre 192 y 202 GeV [19]. En el caso de L3, dichas secciones eficaces son muy próximas a la sección eficaz presentada en este trabajo.

$\sqrt{s}$ (GeV)	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	NC02
191.6	$0.53^{+0.34}_{-0.27}$	0.55 ± 0.33	0.29 ± 0.22	$1.13^{+0.46}_{-0.39}$	0.77
195.5	$0.69^{+0.23}_{-0.20}$	1.17 ± 0.27	1.18 ± 0.24	$1.28^{+0.27}_{-0.25}$	0.90
199.5	$0.70^{+0.22}_{-0.20}$	1.08 ± 0.24	1.25 ± 0.25	$1.01^{+0.25}_{-0.22}$	0.98
201.7	$0.70^{+0.23}_{-0.28}$	0.87 ± 0.31	0.95 ± 0.38	$1.09^{+0.39}_{-0.34}$	1.01

Tabla 4.8: Sección eficaz NC02 medida por los experimentos de LEP (pb). En la última columna se muestra la predicción teórica.

La evolución de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ medida en L3 a energías en el centro de masas entre 183 GeV y 202 GeV se muestra en la figura 4.5, [5] [18].

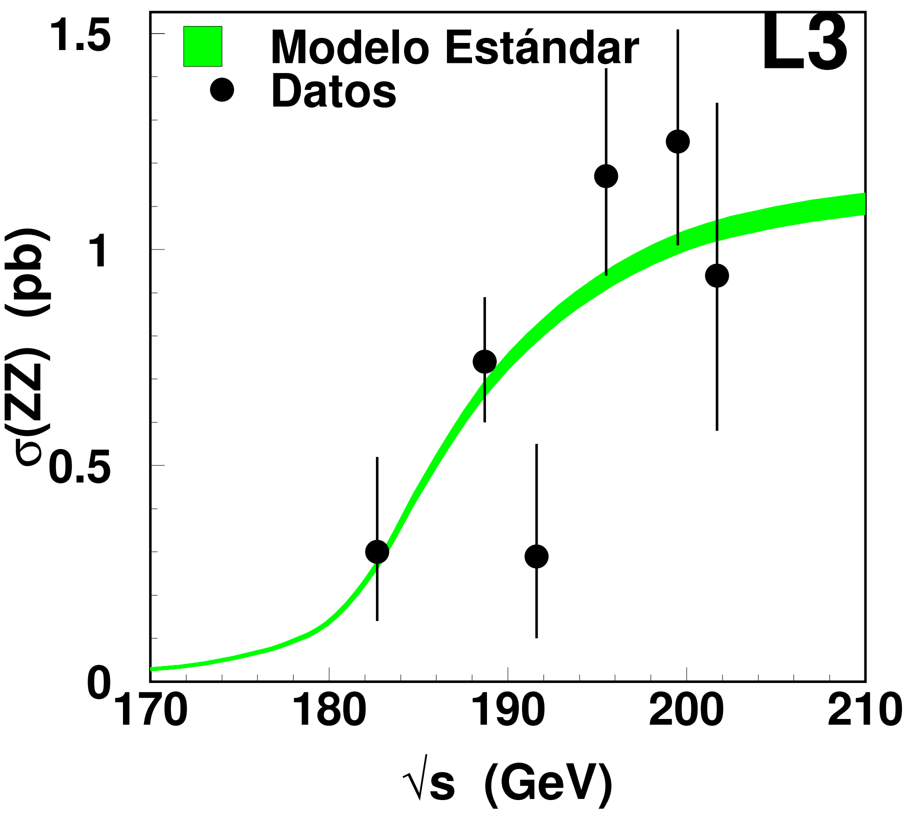

Figura 4.5: Sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ medida en L3 en función de $\sqrt{s}$.

4.5 Estudio de los errores sistemáticos

Existen varias incertidumbres sistemáticas que afectan a la medida de la sección eficaz:

- La energía en el centro de masas medida por LEP. La incertidumbre asociada es 40 MeV. La energía en el centro de masas, $\sqrt{s}$, juega un papel central en el cálculo de las energías de los jets y los leptones mediante el ajuste cinemático, por lo que un error en su determinación puede producir una variación en el número de sucesos seleccionados.

- La sección eficaz de los procesos que componen el fondo. Estas secciones eficaces se calculan teóricamente con un nivel de incertidumbre que depende del proceso. Una infraestimación del fondo da lugar a un aparente exceso en el número de sucesos de señal, y viceversa. Lo mismo es aplicable para la fracción de sucesos de QCD que contienen 4 jets, que componen la mayor parte del fondo proveniente de QCD.

- La calibración de la energía del detector. Para la medida de la energía de los jets y los leptones se utilizan unas constantes de calibración que se conocen con una precisión del 2 %. Un error en la calibración da lugar a que las distribuciones de Monte Carlo difieran de las medidas en datos. Así, al imponer criterios de selección sobre las variables experimentales, la fracción de sucesos seleccionados en datos puede diferir de la estimada con el Monte Carlo.

- Incertidumbre teóricas. La abundancia relativa de cada canal para los sucesos ZZ y las distribuciones diferenciales angulares y de energía se calculan a partir de las secciones eficaces del Monte Carlo. Se atribuye un 2 % de error sistemático a la medida de la sección eficaz para dar cuenta de las incertidumbres teóricas asociadas a estos cálculos.

- Hadronización. El proceso de hadronización de los quarks es no perturbativo y da lugar a una serie de incertidumbres que afectan sobre todo a la selección $\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$. Por un lado, la fracción de sucesos en los que se identifican cuatro jets puede variar entre datos y Monte Carlo. Se considera un 2 % de incertidumbre en el parámetro de resolución de Durham Y_{34}. Por otro lado, se estima que la incertidumbre en la multiplicidad de carga del suceso es un 1 %.

- Contenido de quarks b en el suceso. El algoritmo que evalúa la probabilidad de que un suceso $\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}$ contenga quarks b se optimiza para conseguir el máximo acuerdo entre datos y Monte Carlo. Sin embargo, la pequeña diferencia entre la respuesta del detector a los jets hadrónicos y la correspondiente simulación, así como la incertidumbre teórica respecto a la fracción de momento que lleva el hadrón que contiene el quark b, dan lugar a un error sistemático en el resultado del algoritmo de identificación de quarks b. La incertidumbre que induce en la sección eficaz se estima por un lado, repesando las distribuciones experimentales de Monte Carlo de modo que su contenido de quarks b (calculado con dicho algoritmo) varía un 2%. Por otro lado, se repesan las distribuciones de Monte Carlo que contienen realmente quarks b, variando así la distribución de momento del hadrón b.

- Estadística de Monte Carlo. Las simulaciones de Monte Carlo para los procesos de señal y fondo tienen un número finito de sucesos. Ésto da lugar a una pequeña incertidumbre en el número de sucesos esperados en cada intervalo de las distribuciones experimentales, que puede fluctuar según una distribución de Poisson.

- Acuerdo entre datos y Monte Carlo. Existen algunas diferencias de normalización entre el número esperado de sucesos calculado con la simulación de Monte Carlo, y el observado en datos. Éstas se estiman a nivel de preselección, con muestras que contienen entre cinco y veinte veces más sucesos que la selección final. Esta incertidumbre incluye también la relativa a la identificación de leptones. En las selecciones de canales con leptones, para su identificación, se aplican criterios sobre variables (por ejemplo la distancia entre la traza y la deposición calorimétrica) que pueden estar simuladas con un cierto error.

Se consideran dos tipos de incertidumbres sistemáticas: las que están correlacionadas entre los distintos canales, y las no correlacionadas. Las correlacionadas son la energía en el centro de masas medida por LEP, las secciones eficaces del fondo y la calibración de la energía. Su efecto se calcula variando la distribuciones experimentales en el intervalo indicado en la tabla 4.9 y recalculando σ_{ZZ} para ver la variación. Las fuentes de error sistemático cuyo efecto no está correlacionado entre las distintas selecciones son la resolución entre jets, la multiplicidad de trazas, el contenido de quarks b, la estadística de Monte Carlo y el acuerdo entre datos y Monte Carlo. El error sistemático en la medida de la sección eficaz asociado a cada una de estas incertidumbres se estima separadamente para cada selección y el resultado se suma en cuadratura. En la tabla 4.9 se resumen las fuentes de error sistemático, la variación realizada y su efecto en la medida de la sección eficaz. El error sistemático total es el 7.6%, muy por debajo del error estadístico. Este error sistemático afecta en la misma medida a las cuatro energías en el centro de masas analizadas.

Fuente de error sistemático	Variación	$\Delta(\sigma_{ZZ})$ (%)
Errores correlacionados		
Energía de LEP	40 MeV	< 0.1
Sección eficaz WW	2%	2.4
Fracción de cuatro jets	5%	2.1
Sección eficaz Weν	10%	1.3
Sección eficaz 4–fermiones	5%	0.3
Escala de energía	2%	3.6
Predicciones teóricas	véase texto	2.0
Errores no correlacionados		
Resolución de jets ($q\bar{q}q'\bar{q}'$)	2%	0.3
Multiplicidad de carga ($q\bar{q}q'\bar{q}'$)	1%	2.0
Contenido de b ($q\bar{q}q'\bar{q}'$)	2%	1.6
Estadística de Monte Carlo	véase texto	3.9
Acuerdo entre datos y MC	véase texto	2.5
Total		7.6

Tabla 4.9: Incertidumbres sistemáticas en la medida de σ_{ZZ}.

Referencias

[1] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B461** (1999) 376.

[2] Particle Data Group
C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.

[3] "Four-Fermion Production in Electron-Positron Collisions"
M. Gruenewald *et al.*, Preprint (hep-ph/9912214).

[4] EXCALIBUR:
F.A. Berends, *et al.*, Nucl. Phys. **B424** (1994) 308; Nucl. Phys. **B426** (1994) 344; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B37** (1994) 163; Phys. Lett. **B335** (1994) 490;
R. Kleiss *et al.*, Comp. Phys. Comm. **83** (1994) 14.

[5] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B450** (1999) 281.

[6] KK2F:
S. Jadach *et al.*, Preprint CERN-TH-99-235 (hep-ph/9912214).

[7] PYTHIA:
T. Sjöstrand, Preprint CERN-TH-7112-93 (hep-ph/9508391); Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[8] KORALZ:
S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[9] BHWIDE:
S. Jadach, *et al.*, Phys. Lett. **B390** (1997) 298.

[10] "KORALW: Version 1.21"
M. Skrzypek, *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek, *et al.*, Phys. Lett. **B372** (1996) 289.

[11] PHOJET:
R. Engel, Z. Phys. **C66** (1995) 203;
R. Engel, *et al.*, Phys. Rep. **D54** (1996) 4244.

[12] DIAG36:
F.A. Berends, *et al.*, Nucl. Phys. **B253** (1985) 441; Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 285.

[13] "GEANT Version 3.15"
R. Brun *et al.*, Preprint CERN-DD-EE-84-1.

[14] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
S. Bethke *et al.*, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.

[15] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B436** (1999) 437.

[16] H. Georgi *et al.*, Phys. Rev. Lett., **39** (1977) 1237;
S. Brandt *et al.*, Z. Phys. **C1** (1979) 61.

[17] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, enviado a Phys. Lett. **B** Preprint CERN-EP-2000-054.

[18] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B465** (1999) 363.

[19] S. Mele, Presentation at ICHEP2000, "ZZ Cross-Section Measurements".

Capítulo 5

Búsqueda de Acoplos Anómalos ZZZ y ZZγ

5.1 Introducción

En éste capítulo se hace uso de los métodos teóricos descritos en la sección 1.4 y de los resultados experimentales expuestos en el capítulo 4 para buscar acoplos anómalos ZZZ y ZZγ. Se resumen a continuación las ideas básicas.

En el Modelo Estándar, no existen vértices de tres bosones neutros. La existencia de acoplos ZZZ y ZZγ sería esperable si los bosones Z o γ fueran compuestos, o si existieran nuevas partículas que contribuyeran al proceso $e^+e^- \to$ ZZ interviniendo en diagramas con un lazo, figura 5.1.

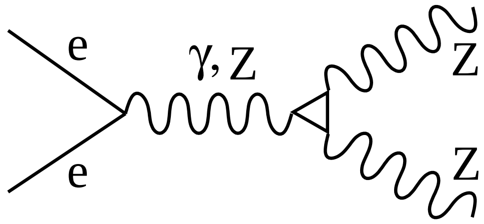

Figura 5.1: Diagrama para la producción de ZZ vía una nueva partícula en el lazo.

Los vértices ZZV (V = Z o γ) se parametrizan de modo efectivo con los acoplos anómalos f_4^V y f_5^V. Si alguno de estos acoplos es diferente de cero, la producción de estados finales de cuatro fermiones recibe una contribución del diagrama 5.2.

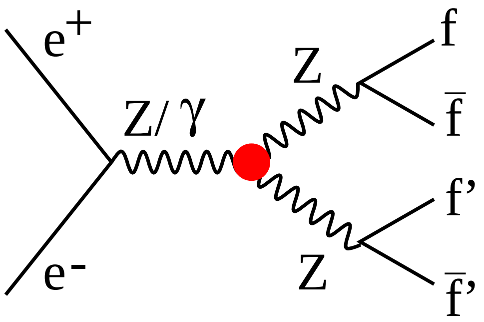

Figura 5.2: Diagrama para la producción de cuatro fermiones vía producción anómala de ZZ.

Este diagrama y sus interferencias con los diagramas del Modelo Estándar (figura 4.1) contribuyen al elemento de matriz del proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$.

El efecto principal de los acoplos anómalos es un aumento de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$. También es posible apreciar un cambio en la forma de algunas distribuciones experimentales tales como el ángulo polar de producción de los bosones Z.

La medida experimental de los acoplos anómalos se basa en una selección de sucesos ZZ en la que se comparan las distribuciones de los observables con las correspondientes simulaciones de Monte Carlo, que a su vez dependen del valor de los acoplos anómalos. Esta comparación se cuantifica con una función de máxima verosimilitud, siendo el valor medido de los acoplos anómalos aquel para el cual dicha función alcanza su máximo.

En este trabajo se analiza el efecto de los acoplos anómalos en las distribuciones experimentales mostradas en las figuras 4.3 y 4.4 para aprovechar la separación entre la señal y el fondo y tener la máxima sensibilidad al cambio en la sección eficaz.

5.2 Método de repesado

Para conseguir distribuciones de Monte Carlo con acoplos anómalos, se parte de distribuciones de sucesos generados de acuerdo al Modelo Estándar, y se repesa cada suceso con el cociente entre el elemento de matriz anómalo y el del Modelo Estándar [1]

$$W(\{p^\nu\}, f_i^{\rm V}) \equiv \frac{\frac{1}{4}\sum\limits_{\sigma,\ \overline{\sigma},\ \{\lambda\}} \left|\mathcal{M}_{\rm 4f}(\{p^\nu\},\{\lambda\}) + \mathcal{M}_{\rm AC}(\{p^\nu\},\{\lambda\}, f_i^{\rm V})\right|^2}{\frac{1}{4}\sum\limits_{\sigma,\ \overline{\sigma},\ \{\lambda\}} \left|\mathcal{M}_{\rm 4f}(\{p^\nu\},\{\lambda\})\right|^2}.$$

Aquí, $\mathcal{M}_{\rm 4f}(\{p^\nu\},\{\lambda\})$ representa el elemento de matriz del proceso $\rm e^+e^- \to f\bar{f}f'\bar{f}'$ en el Modelo Estándar. Nótese la suma a todas las posibles helicidades de los 4 fermiones del estado final, $\{\lambda\}$, y el promedio sobre las helicidades del electrón y positrón iniciales, σ, $\overline{\sigma}$, típico de los experimentos con haces no polarizados. Este factor de repesado se muestra gráficamente en la figura 5.3.

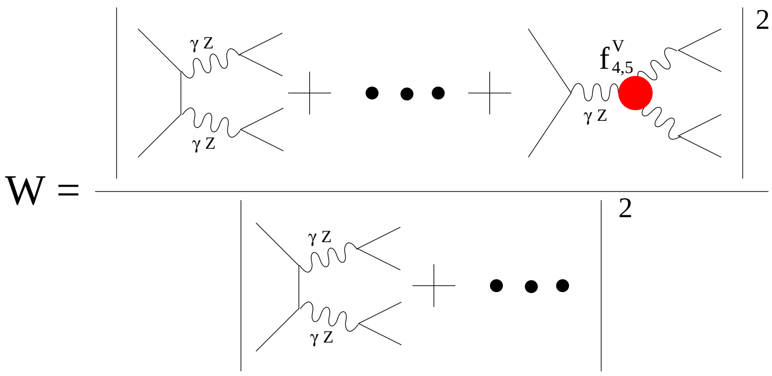

Figura 5.3: Factor de repesado para cada suceso.

En el Modelo Estándar, a las energías en el centro de masas de este trabajo, los estados finales con dos pares fermión-antifermión con masa invariante próxima a M_Z son principalmente debidos a la producción resonante de dos bosones Z, pero existe una contribución no despreciable de otros diagramas de Feynman que da cuenta de aproximadamente el 6% de la sección eficaz total. Por ésto, $\mathcal{M}_{\rm 4f}(\{p^\nu\},\{\lambda\})$ incluye todos los diagramas a nivel árbol que contribuyen a los estados finales con cuatro fermiones, y por tanto se tienen en cuenta todas las interferencias entre los diagramas anómalos y estándar.

Como el Z es una resonancia de anchura no despreciable, una fracción de los bosones Z se producen con masa invariante lejos de su capa de masas. Por esto, en el análisis experimental de los acoplos anómalos se considera señal a todos los sucesos con dos pares fermión-antifermión en el estado final, independientemente de su masa invariante.

El efecto de los diferentes acoplos anómalos sobre las distribuciones experimentales se ilustra en las figuras 5.4 y 5.5.

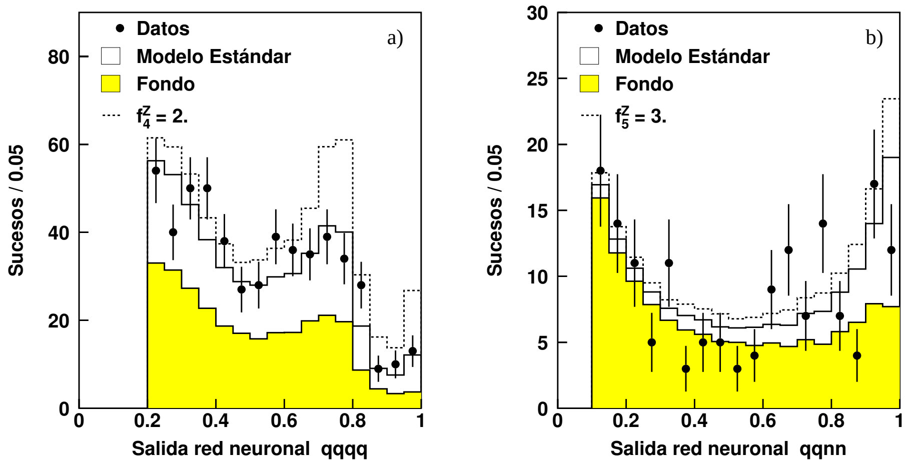

Figura 5.4: Distribución de la variable de salida de la red neuronal para los sucesos que pasan la selección $q\bar{q}q'\bar{q}'$ (a) y $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ (b). La linea discontinua muestra el efecto de un acoplo anómalo en la predicción de Monte Carlo.

Para determinar los valores de los acoplos anómalos, se analizan histogramas correspondientes a variables experimentales relevantes en la selección de estados finales de cuatro fermiones (variables que distinguen la señal del fondo). La siguiente función de verosimilitud es maximizada:

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{N_{bin}} \left[\frac{N_{esperado}(j; f_i^V)^{N_{datos}(j)}}{N_{datos}(j)!} e^{-N_{esperado}(j; f_i^V)} \right] \tag{5.1}$$

El número esperado de sucesos incluye la señal y el fondo

$$N_{esperado}(j; f_i^V) = N_{señal}(j; f_i^V) + N_{fondo}(j) \tag{5.2}$$

El número de sucesos de señal en cada intervalo de la distribución depende del valor de los acoplos anómalos, que son los únicos parámetros libres del ajuste.

5.3 Resultados experimentales

Tal como se aprecia en las figuras 5.4 y 5.5, los datos son más compatibles con el Modelo Estándar que con un valor grande de los acoplos anómalos.

Al maximizar la función de verosimilitud, el valor medido de los acoplos anómalos es compatible con cero. Ante la ausencia de evidencia experimental de nueva física, se analizan las distribuciones para poner límites al valor de los acoplos anómalos.

En primer lugar se calculan límites en una dimensión. Se maximiza la función de verosimilitud, variando cada uno de los cuatro posibles acoplos anómalos, manteniendo nulos los otros tres. Así se obtiene para cada acoplo anómalo un intervalo que contiene su valor real, al 95% de nivel de confianza. Se utiliza la estadística Bayesiana, asumiendo una distribución *a priori* plana para el acoplo anómalo.

Además, se maximiza la función de verosimilitud dejando variar libremente dos acoplos anómalos, manteniendo nulos los otros dos. Se obtienen así contornos en el espacio bidimensional de los dos acoplos anómalos, que contienen su valor real al 95 % de nivel de confianza.

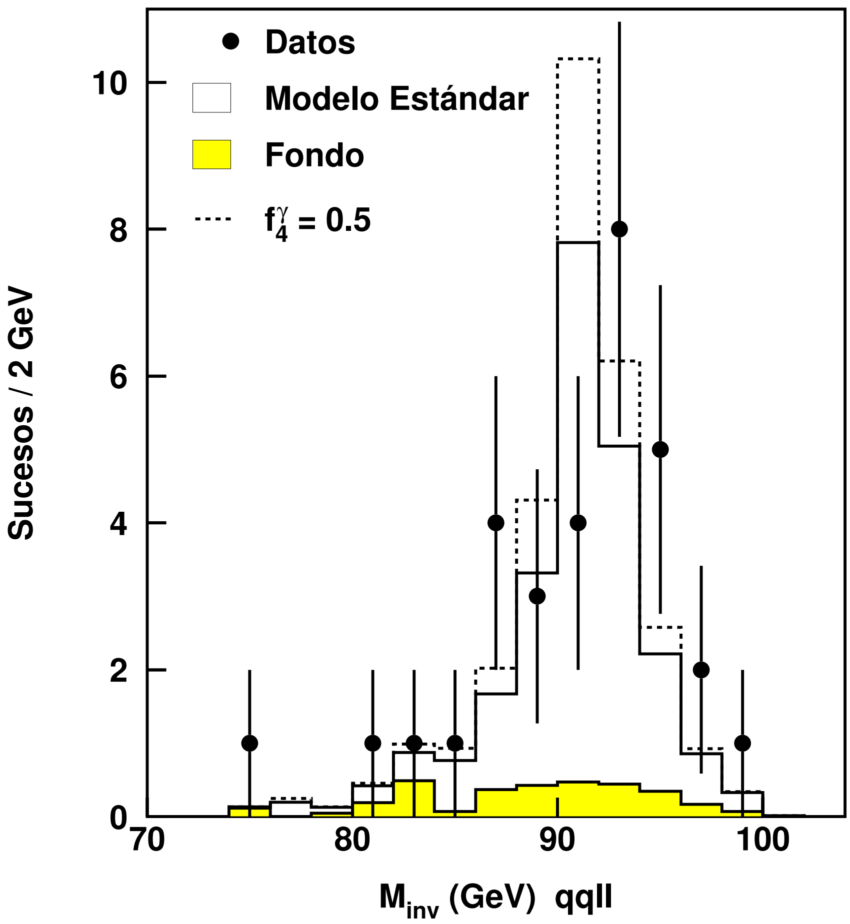

Figura 5.5: Distribución de la masa invariante de los leptones y los jets después del ajuste cinemático para los sucesos que pasan la selección $q\bar{q}\ell^+\ell^-$. La linea discontinua muestra el efecto de un acoplo anómalo en la predicción de Monte Carlo.

5.4 Límites unidimensionales

El factor de repesado utilizado en los sucesos de Monte Carlo de señal es un polinomio de segundo grado en el acoplo anómalo considerado:

$$W = 1 + C_1 \cdot f + C_2 \cdot |f|^2 \tag{5.3}$$

Nótese que esta expresión es exacta a nivel árbol. C_1 es el coeficiente asociado a la interferencia entre el Modelo Estándar y el diagrama anómalo, mientras que C_2 corresponde a la contribución puramente anómala. El cálculo de los coeficiente C_1 y C_2 se realiza suceso a suceso conforme a las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} C_1 = & \ \tfrac{1}{2}[W(f=1) - W(f=-1)] \\ C_2 = & \ \tfrac{1}{2}[W(f=1) + W(f=-1)] - 1 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Las funciones de verosimilitud calculadas en función de cada uno de los acoplos anómalos se muestran en la figura 5.6.

Los límites obtenidos al 95 % de nivel de confianza son:

$$\begin{aligned} -0.9 < f_4^Z < 0.9 \\ -1.9 < f_5^Z < 2.4 \\ -0.5 < f_4^\gamma < 0.5 \\ -1.3 < f_5^\gamma < 1.3 \end{aligned}$$

Estos límites mejoran en un factor 2 los límites anteriores, obtenidos por L3 [2] con un análisis similar realizado sobre los datos tomados a $\sqrt{s} = 189$ GeV en 1998.

En la tabla 5.1 se comparan los límites a los acoplos anómalos obtenidos por DELPHI (hasta $\sqrt{s} = 202$ GeV), L3 (hasta $\sqrt{s} = 202$ GeV) y OPAL (hasta $\sqrt{s} = 208$ GeV) [3].

Acoplo	DELPHI	L3	OPAL
f_4^Z	[-0.82,+0.83]	[-0.9 ,+0.9]	[-0.74,+0.75]
f_5^Z	[-1.9 ,+2.1]	[-1.9 ,+2.4]	[-1.0 ,+0.5]
f_4^γ	[-0.49,+0.49]	[-0.5 ,+0.5]	[-0.45,+0.43]
f_5^γ	[-1.2 ,+1.2]	[-1.3 ,+1.3]	[-0.9 ,+0.8]

Tabla 5.1: Límites al 95% de nivel de confianza a los acoplos anómalos obtenidos por los experimentos de LEP.

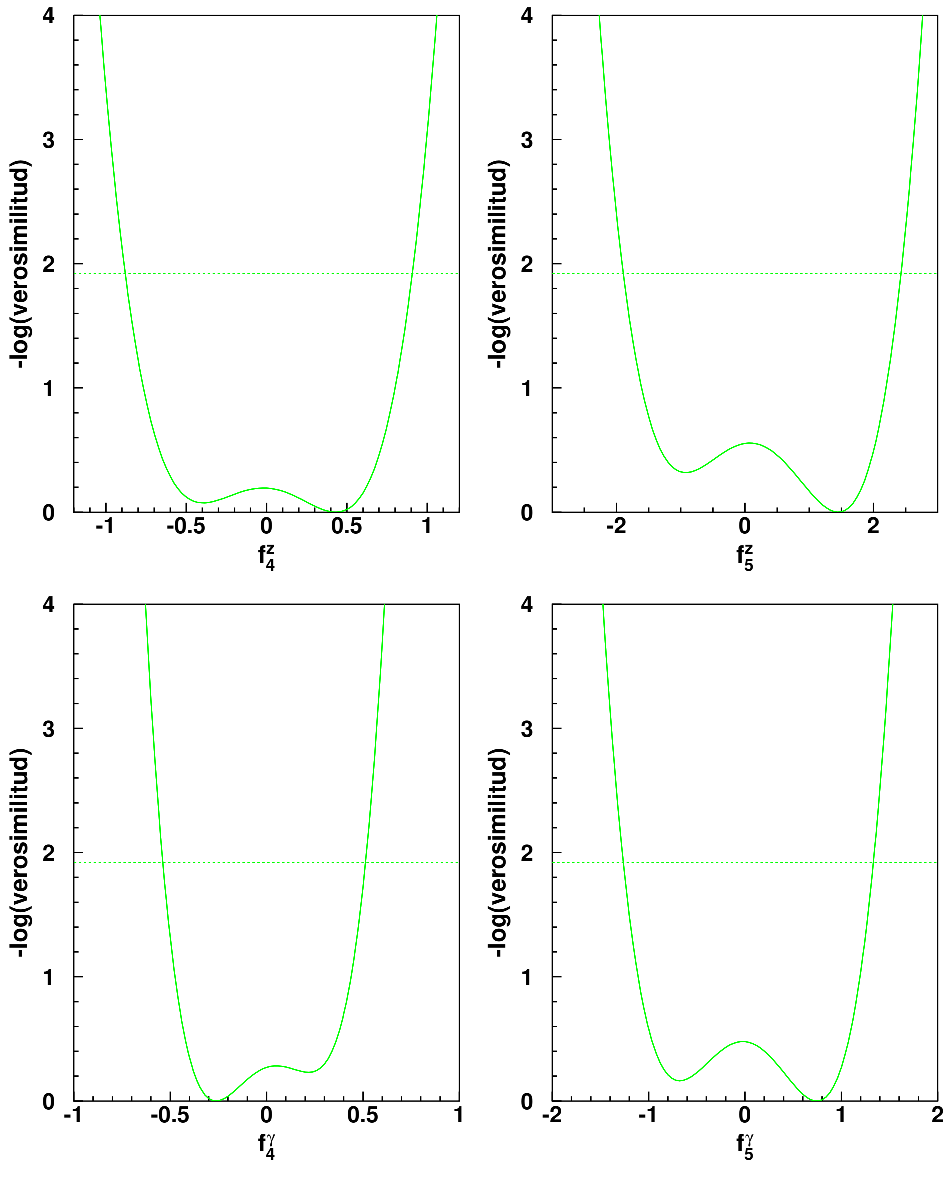

Figura 5.6: Funciones de verosimilitud para los acoplos anómalos.

5.5 Límites bidimensionales

La medida simultánea de dos acoplos anómalos se realiza maximizando la función de verosimilitud respecto a ambos acoplos, f_1 y f_2, fijando los otros dos a cero. El factor de repesado es de nuevo un polinomio de segundo grado:

$$W = 1. + C_{01} \cdot f_1 + C_{11} \cdot |f_1|^2 + C_{02} \cdot f_2 + C_{22} \cdot |f_2|^2 + C_{12} \cdot f_1 \cdot f_2 \quad (5.5)$$

Aquí, C_{01} y C_{02} son los coeficientes asociados a las interferencias entre los diagramas anómalos y el Modelo Estándar. C_{11}, C_{22} y C_{12} corresponden a la contribución puramente anómala, siendo C_{12} el coeficiente asociado a la interferencia entre los dos diagramas anómalos. El cálculo de estos coeficientes se realiza suceso a suceso con las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
C_{10} = &\ \tfrac{1}{2}[W(f_1 = 1, f_2 = 0) - W(f_1 = -1, f_2 = 0)] \\
C_{11} = &\ \tfrac{1}{2}[W(f_1 = 1, f_2 = 0) + W(f_1 = -1, f_2 = 0)] - 1 \\
C_{20} = &\ \tfrac{1}{2}[W(f_1 = 0, f_2 = 1) - W(f_1 = 0, f_2 = -1)] \\
C_{22} = &\ \tfrac{1}{2}[W(f_1 = 0, f_2 = 1) + W(f_1 = 0, f_2 = -1)] - 1 \\
C_{12} = &\ W(f_1 = 1, f_2 = 1) + 1 \\
&\ -W(f_1 = 1, f_2 = 0) - W(f_1 = 0, f_2 = 1)
\end{aligned}$$

Los límites al 95 % de nivel de confianza se muestran en la figura 5.7. La región permitida contiene al Modelo Estándar en los seis ajustes bidimensionales.

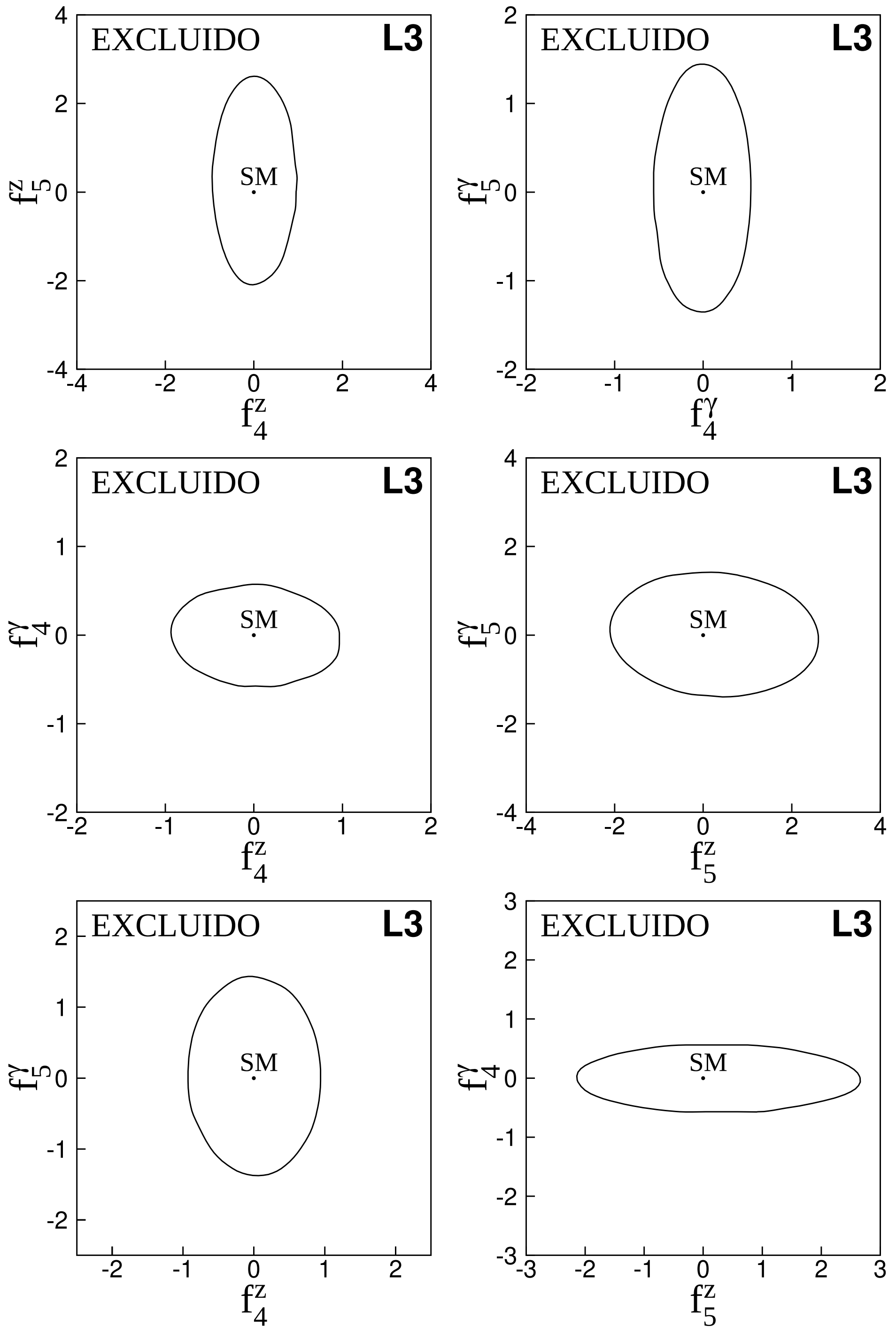

Figura 5.7: Contornos bidimensionales de exclusión de los acoplos anómalos al 95% de nivel de confianza.

Referencias

[1] J. Alcaraz *et al.*, Phys. Rev. **D61** (2000) 075006.
[2] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B450** (1999) 281.
[3] C. Matteuzzi, Presentation at ICHEP2000, "Measurements of neutral triple gauge boson couplings";
LEP Collaborations and LEP TGC Working Group, "Combined preliminary results on electroweak gauge boson couplings measured by the LEP experiments", http://www.cern.ch/LEPEWWG/tgc/.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se han realizado dos análisis de búsqueda de nueva física utilizando los datos recogidos por el detector L3 de LEP durante el año 1999 a energías en el centro de masas de 192 GeV a 202 GeV.

En el primero, se han buscado leptones excitados, predichos por modelos en los que los leptones son compuestos. Los leptones excitados se han buscado en todos sus posibles sabores, e^*, μ^*, τ^*, ν_e^*, ν_μ^*, ν_τ^*, en los canales de producción a pares, $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{L^*L^*}$, y producción individual, $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{L^*L}$. Se han considerado todos los posibles modos de desintegración: $\mathrm{L}^* \to \mathrm{L}\gamma$, $\mathrm{L}^* \to \mathrm{LW}$ y $\mathrm{L}^* \to \mathrm{LZ}$. No se ha encontrado evidencia experimental de la existencia de dichas partículas. De los resultados de la búsqueda de leptones excitados producidos a pares se han derivado los límites inferiores a su masa que se muestran en la tabla 6.1. Estos límites son superiores a los establecidos por L3 a $\sqrt{s} = 189$ GeV [1], OPAL a $\sqrt{s} = 183$ GeV [2], DELPHI a $\sqrt{s} = 183$ GeV [3] y ALEPH a $\sqrt{s} = 136$ GeV [4]. Resultados preliminares de OPAL a $\sqrt{s} = 192 - 202$ GeV [5], establecen límites casi iguales a los presentados en este trabajo.

e^*	96.0 GeV	ν_e^*	98.5 GeV
μ^*	96.2 GeV	ν_μ^*	98.5 GeV
τ^*	94.9 GeV	ν_τ^*	92.7 GeV

Tabla 6.1: Límites inferiores a la masa de los leptones excitados, al 95% de nivel de confianza.

A partir de la búsqueda de leptones excitados producidos individualmente se han derivado límites superiores a las constantes de acoplo f/Λ y f'/Λ, en el intervalo entre 10^{-4} GeV^{-1} y 1 GeV^{-1} para valores de la masa del leptón excitado entre 92 GeV y 200 GeV.

En el segundo análisis, se ha estudiado el proceso $e^+e^- \to ZZ$. Se han considerado todos los modos de desintegración de los bosones Z visibles en el detector. Las secciones eficaces medidas se muestran en la tabla 6.2 en la que se aprecia el buen acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar. Estos resultados están también en buen acuerdo con las medidas preliminares presentadas por ALEPH, DELPHI y OPAL [6].

$\sqrt{s}$	σ_{ZZ} Medida (pb)	σ_{ZZ} Teórica (pb)
191.6 GeV	$0.29^{+0.26}_{-0.19}$(stat) $\pm$ 0.02(sist)	0.79
195.5 GeV	$1.17^{+0.25}_{-0.23}$(stat) $\pm$ 0.10(sist)	0.92
199.5 GeV	$1.25^{+0.26}_{-0.24}$(stat) $\pm$ 0.10(sist)	1.00
201.7 GeV	$0.94^{+0.40}_{-0.36}$(stat) $\pm$ 0.08(sist)	1.03

Tabla 6.2: Resultados de la medida de la sección eficaz $e^+e^- \to ZZ$ para las distintas energías en el centro de masas. Se muestran los errores estadísticos y sistemáticos.

Las contribuciones relativas de los distintos estados finales están también en buen acuerdo con las fracciones de desintegración del bosón Z esperadas en el Modelo Estándar.

Se ha investigado la posible contribución de acoplos anómalos ZZZ y ZZγ al proceso $e^+e^- \to ZZ$. No se ha encontrado evidencia experimental de dichos acoplos. A partir de los ajustes con un solo acoplo como parámetro libre se han establecido límites al 95 % de nivel de confianza:

$$-0.9 < f_4^Z < 0.9 \qquad -0.5 < f_4^\gamma < 0.5$$
$$-1.9 < f_5^Z < 2.4 \qquad -1.3 < f_5^\gamma < 1.3$$

Estos límites a los acoplos anómalos son similares a los obtenidos por DELPHI a $\sqrt{s} = 189 - 202$ GeV y OPAL a $\sqrt{s} = 189 - 208$ GeV [7].

Finalmente, se han realizado ajustes a dos acoplos anómalos simultáneamente, y se han obtenido contornos bidimensionales de exclusión. En todos los casos, el Modelo Estándar está dentro de la zona permitida.

Tanto la búsqueda directa de producción de nuevas partículas, los leptones excitados, como el análisis de los procesos permitidos en el Modelo

Estándar, $e^+e^- \to ZZ$, sirven para constreñir la posible contribución de nueva física a la escala de energía de las interacciones electrodébiles.

Referencias

[1] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B473** (2000) 177.
[2] OPAL Collab., G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 73.
[3] DELPHI Collab., P. Abreu *et al.*, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 41.
[4] ALEPH Collab., D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B385** (1996) 445.
[5] M.A. Falagán, Presentation at ICHEP2000, "Excited leptons and leptoquarks at LEP".
[6] S. Mele, Presentation at ICHEP2000, "ZZ Cross-Section Measurements".
[7] C. Matteuzzi, Presentation at ICHEP2000, "Measurements of neutral triple gauge boson couplings";
LEP Collaborations and LEP TGC Working Group, "Combined preliminary results on electroweak gauge boson couplings measured by the LEP experiments", http://www.cern.ch/LEPEWWG/tgc/.

Apéndice A

Cálculo del Nivel de Confianza

Este apéndice explica brevemente el método estadístico utilizado para el cálculo de niveles de confianza en este trabajo. Una discusión más general y detallada del cálculo de límites puede encontrarse en [1] y [2].

A.1 Objetivo del nivel de confianza

El nivel de confianza cuantifica la consistencia entre una hipótesis y los resultados de un experimento. Típicamente se tiene una selección de sucesos distribuidos con respecto a una variable experimental. Para una cierta hipótesis (sección eficaz de un proceso, o valor de un acoplo), mediante una simulación de Monte Carlo, se calcula teóricamente la distribución esperada de sucesos de señal y fondo. El nivel de confianza corresponde a la probabilidad de que dados unos resultados experimentales particulares, el parámetro sobre el que se realiza la hipótesis esté en un cierto intervalo. En el cálculo de límites se indica el intervalo que contiene el valor real al 95% de nivel de confianza, mientras que en la medida de parámetros del Modelo Estándar se indican errores equivalentes a una desviación estándar, lo que en el caso de una distribución normal corresponde a un nivel de confianza del 68.3%.

A.2 El nivel de confianza bayesiano

Se considera a continuación un ejemplo sencillo. Sea μ el número esperado de sucesos para un cierto experimento. (En general, μ es el número esperado de sucesos de señal, s, más el fondo esperado, b, $\mu = s + b$). El número esperado de sucesos de señal, s, es una incógnita que depende linealmente de la sección eficaz de la señal. Acotar el número esperado de sucesos, μ, es por tanto equivalente a acotar la sección eficaz de la señal.

Para un cierto valor de μ, si se repite el experimento muchas veces, se espera que el número de sucesos observado, n, se distribuya según una Poisson con media μ:

$$P(n|\mu) = e^{-\mu}\mu^n/n! \tag{A.1}$$

Desde un punto de vista bayesiano, se puede tratar μ como una variable estadística. De esta manera, según el teorema de Bayes, la probabilidad de que n y μ tomen simultáneamente ciertos valores es:

$$P(n,\mu) = P(n|\mu) \cdot P(\mu) = P(\mu|n) \cdot P(n) \tag{A.2}$$

donde $P(n|\mu)$ es la probabilidad de observar n condicionada a que se espera μ, $P(\mu)$ es la probabilidad de que se de μ, $P(\mu|n)$ es la probabilidad de tener μ condicionada a que se observa n y $P(n)$ es la probabilidad de observar n.

Como μ es una variable continua, es necesario considerar un intervalo de medida no nulo. Así, la probabilidad de que μ sea mayor que un cierto valor μ_0, condicionada a que el resultado del experimento ha sido n es:

$$P(\mu \geq \mu_0|n) = \frac{\int_{\mu_0}^{\infty} P(n|\mu) \cdot P(\mu) \cdot d\mu}{P(n)} = \frac{\int_{\mu_0}^{\infty} P(n|\mu) \cdot P(\mu) \cdot d\mu}{\int_0^{\infty} P(n|\mu) \cdot P(\mu) \cdot d\mu} \tag{A.3}$$

Resulta necesario elegir una distribución de probabilidad *a priori* para la variable μ. Tomando una distribución uniforme en el intervalo $(0,\infty)$ se obtiene:

$$P(\mu \geq \mu_0|n) = \frac{\int_{\mu_0}^{\infty} P(n|\mu) \cdot d\mu}{\int_0^{\infty} P(n|\mu) \cdot d\mu} \tag{A.4}$$

El nivel de confianza CL con el que se excluye un valor $\mu \geq \mu_0$ es:

$$CL = 1 - P(\mu \geq \mu_0|n) \tag{A.5}$$

Resumiendo, a partir de una distribución *a priori* $P(\mu)$ uniforme en $(0,\infty)$ (que refleja el desconocimiento sobre el valor real de μ), a la vista del resultado experimental, n, se concluye que μ es menor que μ_0 con un nivel de confianza CL. Como se ha señalado antes, una cota a μ es directamente expresable en términos de una cota a la sección eficaz de la señal, y ésta se puede traducir a su vez en una cota a un parámetro del modelo, como por ejemplo la masa de un leptón excitado. Nótese sin embargo que una distribución uniforme *a priori* para la sección eficaz no equivale a una distribución uniforme para un parámetro cualquiera, como la masa del leptón excitado.

El nivel de confianza se generaliza de manera trivial para el caso en que se tiene una selección experimental (o conjunto de selecciones) cuyo resultado es una distribución de sucesos en el espectro de una variable experimental. Dicha distribución se divide en intervalos, *bines*. La probabilidad de Poisson, o función de verosimilitud es:

$$\mathcal{L}(n|s,b) = \prod_{i=1}^{N_{bin}} \left[\frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(s_i+b_i)} \right] \tag{A.6}$$

donde el productorio se extiende a todos los intervalos en la variable experimental final, y n_i, s_i y b_i son los números de sucesos en el intervalo i correspondientes a datos, señal y fondo respectivamente. Los números totales de sucesos en datos, señal y fondo son n, s y b.

El nivel de confianza con el que se excluye una señal s mayor que $\bar{s}$ es entonces:

$$CL = 1 - \frac{\int_{\bar{s}}^{\infty} \mathcal{L}(n|s,b) \cdot ds}{\int_0^{\infty} \mathcal{L}(n|s,b) \cdot ds} \tag{A.7}$$

A.3 Aplicación a la medida de una sección eficaz

La medida de una sección eficaz requiere de una regla adicional para elegir los límites del intervalo. (Hay infinitos intervalos que contienen el 68.3% de la probabilidad). En este trabajo, el valor medido de la sección eficaz corresponde al máximo de la función de verosimilitud. Se consideran errores asimétricos tales que el valor de la función de verosimilitud, es igual en ambos extremos del intervalo.

Se ha investigado también otro criterio para la construcción del intervalo. Según este criterio alternativo, el valor medido corresponde también al máximo de la función de verosimilitud, y se eligen subintervalos (a derecha e izquierda) tales que cada uno de ellos contiene el 34.13% de la probabilidad. Este criterio da lugar a intervalos muy próximos a los obtenidos con el criterio anterior.

A.4 Aplicación a los acoplos anómalos

Los límites a los acoplos anómalos en el proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ se han construido siguiendo el mismo criterio que en la medida de la sección eficaz, pero requiriendo que los intervalos contengan el 95% de la probabilidad.

A.5 Aproximación

En el límite en el que el número de sucesos es muy grande, la función de verosimilitud $\mathcal{L}(n|\mu)$ tiende a una gaussiana, de media μ y anchura $\sqrt{\mu}$. Alternativamente, $\mathcal{L}(\mu|n)$ tiende a una distribución gaussiana de media n y anchura $\sqrt{n}$. Un procedimiento rápido y sencillo para construir un intervalo en μ que contiene aproximadamente el 68% de la probabilidad y cuyos extremos corresponden a valores iguales de la función de verosimilitud consiste en imponer el criterio:

$$log(\mathcal{L}(\mu_1|n)) = log(\mathcal{L}(\mu_2|n)) = log(\mathcal{L}(\mu_0|n)) - 0.500 \qquad (A.8)$$

donde μ_1 y μ_2 son los extremos del intervalo, y μ_0 es el valor correspondiente al máximo de la función de verosimilitud.

Para el cálculo de intervalos al 95% de nivel de confianza, el criterio es:

$$log(\mathcal{L}(\mu_1|n)) = log(\mathcal{L}(\mu_2|n)) = log(\mathcal{L}(\mu_0|n)) - 1.921 \qquad (A.9)$$

Esta aproximación ha sido utilizada en la medida de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow ZZ$ y en el cálculo de límites a acoplos anómalos ZZZ y $ZZ\gamma$.

Referencias

[1] Estadística:
G. Feldman *et al.*, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873;
C. Giunti, Phys. Rev. **D59** (1999) 053001 1-6;
B. Roe *et al.*, Phys. Rev. **D60** (1999) 053009 1-5;
P. Astone *et al.*, CERN-EP/99-126, hep-ex/9909047;
A. Read, DELPHI 97-158 PHYS 737;
G. D'Agostini, CERN Yellow Report 99-03;
R. Cousins, Am. J. Phys. **63** (1995) 398.

[2] "Search for Neutral Higgs Bosons"
A. Dominguez, Thesis, L3 note 2344, http://l3www.cern.ch/

Agradecimientos

Ante todo quiero agradecer a Juan Alcaraz por su continuo esfuerzo y dedicación en la dirección de este trabajo.

Quiero dar las gracias a todos los miembros del grupo de partículas del CIEMAT, por haberme ayudado y haber hecho de éste un lugar tan agradable e interesante de trabajo.

Sin intención de ser exhaustivo, quiero citar a algunas de las personas con las que me siento más en deuda. Gracias a Carlos Maña, por haberme propuesto la búsqueda de leptones excitados y estar siempre dispuesto a resolver mis dudas; a Jorge Casaus, que me enseñó a analizar los datos de L3 y me dedicó tanto tiempo cuando no le sobraba ninguno; a Jesús Salicio, que me enseñó a defenderme de las máquinas; a Javier Berdugo, por su interés y sus valiosas críticas constructivas; a Carmen Palomares, por compartir su trabajo conmigo; a Eusebio Sánchez, por las fructíferas discusiones de física; a Isabel Josá, Begoña De la Cruz, y MaryCruz Fouz, por su interés y ayuda en la preparación de este trabajo; a Marcos Cerrada y Manuel Aguilar por su apoyo.

No quiero olvidarme de todas las personas de L3 que me han ayudado y han trabajado conmigo en el CERN. Gracias a Zhenan Liu, por trabajar conmigo en la búsqueda de leptones excitados; al grupo de análisis de ZZ, Chris Tully, Andrei Kunin, Martin Weber, Massimo Della Pietra, Miroslav Kopal y Salvatore Mele, por haber hecho tan interesante el trabajo en equipo; a Joachim Mnich, por apoyarme y animarme; y a todos los demás miembros de L3 que han hecho posible la realización de este trabajo.