FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
MADRID 1991

Estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ en el detector L3 de LEP

Memoria presentada por
D. Juan Alcaraz Maestre
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por
D. Marcos Cerrada Canales

PROLOGO

Uno de los hechos más llamativos que me vienen a la memoria recientemente se refiere al comentario del profesor Cabibbo con motivo de la concesión del premio de la conferencia HEP-LP-91 en Ginebra. Mencionaba que había en su tiempo varios experimentos contradictorios sobre la existencia de reacciones con cambio de extrañeza, pero que decidió hacer caso sólo a uno de ellos, debido a su gran estadística, "100 sucesos". Como es lógico en estos tiempos experimentales que corren, las sonrisas no se hicieron esperar. Tampoco la reacción de Cabibbo, algo indignado: "No se rían: un experimento de 100 sucesos era realmente un experimento de muy alta estadística". En este contexto me siento demasiado ambicioso cuando, teniendo 3500 dimuones en la mano y un error sistemático del 1%, pienso que con 10 veces la estadística actual el estudio el proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ sería mucho más predictivo, e incluso se podría reducir dicho error. Además, no deja de parecer irónico que las sorpresas que se obtienen con esta estadística son inferiores a las que Cabibbo extrajo de esos 100 sucesos, dado el a veces exasperante acuerdo de los datos con el modelo estándar.

Antes de empezar a redactar esta memoria tuve que decidir, en base a mi involucración en el análisis de parámetros electrodébiles en L3, qué debía incluir en el análisis. Una posibilidad era incluir un estudio conjunto de todos los canales de desintegración del Z^0, $e^+e^- \to hadrones$, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$). Finalmente, decidí poner todo el énfasis en el aspecto al que había dedicado más esfuerzo a lo largo de todo este tiempo, "los muones", y utilizar únicamente la sección eficaz hadrónica y el cálculo de la luminosidad recogida como ingredientes adicionales en el cálculo de cantidades relevantes. Por un lado el canal $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ es un canal mucho más delicado, tanto desde el punto de vista de comprensión de la muestra como desde el de tratamiento de errores sistemáticos, mientras que el canal $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, aun siendo de simple análisis, y necesario para comprobar si todos los acoplos leptónicos son iguales (universalidad), está afectado de problemas teóricos debido a la contribución no despreciable de la interacción fotónica en canal t, problemas que son solventados hasta el momento de forma no muy ortodoxa, mediante sustracción de dicha contribución dentro del modelo estándar (que es precisamente el que se quiere contrastar). El canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ tiene, sin embargo, sencillez en el análisis y ausencia de problemas teóricos fundamentales, lo que le hacen un cantidato perfecto para estudios de precisión de la teoría electrodébil, tanto más cuando la inclusión de los otros canales leptónicos no representa una mejora sustancial en la determinación de los parámetros del modelo estándar.

La identificación de muones en el detector L3 es simple, dado el gran tamaño del espectrómetro y la gran capacidad de eliminación de cósmicos que posee (cámara de vértice y contadores de tiempo de vuelo). Incluso en este caso, el tratamiento de los errores sistemáticos al nivel del 1% es bastante complicado, como se podrá comprobar a lo largo de la memoria. Es una situación de "stress" descubrir de cuando en cuando que hemos olvidado un efecto que pudiera cambiar los resultados o el error cometido.

Otra de las dudas que me asaltó en un principio es si debiera o no utilizar los programas de análisis presentes en el "mercado". Tomé la decisión de construir mi propio programa de ajuste para realizar medidas "model independent" teniendo en cuenta todo el trabajo desarrollado hasta la fecha en este sentido. Siempre he odiado las "cajas negras" de 6000 líneas de código hechas por "expertos", quizá porque ya tengo que sufrir día a día las decenas de miles de líneas del código de reconstrucción de L3, del cual soy culpable en un pequeño porcentaje. Me siento orgulloso de que mi programa tenga sólo unas 700 líneas de código para calcular la sección eficaz y la asimetría del proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$. Además de esto pensaba, y sigo pensando a posteriori, que es la única forma de saber lo que uno está haciendo y de descubrir las limitaciones y maravillas de lo que venden en el "mercado". Si bien representa un esfuerzo de tiempo y energía mental considerable, soy de los que creen que para aprender bien algo hay que sufrirlo, no basta con que los problemas sean desvelados. Por último, el hecho trabajar con un programa sencillo y conocido permite realizar variaciones simples en los ajustes, hecho que sería infinitamente más complicado, si no imposible, a través de una "caja negra". Unicamente existe en la memoria un ajuste dentro del modelo estándar, en el que es imperiosamente necesario utilizar una librería electrodébil. El resto de los ajustes han sido realizados mediante el método "independiente de modelo" aquí comentado.

La memoria está estructurada en cinco capítulos. En el capítulo 1 introduciré el modelo estándar de las interacciones electrodébiles, pero intentando hacer énfasis en las predicciones y problemas que puede plantear en el contexto de LEP. El capítulo 2 está dedicado a una descripción breve del acelerador LEP y a una más detallada del detector L3, haciendo énfasis en algunos aspectos de su funcionamiento durante 1990. El capítulo 3 describe el proceso de selección de la muestra, aceptancias, ineficiencias y contaminaciones en la muestra $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, dejando para el capítulo 4 el cálculo de la sección eficaz y asimetría, así como la estimación de los errorres sistemáticos cometidos y un estudio de la producción de fotones. Finalmente, dedicaremos el capítulo 5 a la extracción de parámetros físicos y a estudios dentro y fuera del modelo estándar.

También se adjuntan varios apéndices. En el apéndice A se describe con detalle cómo se realiza la reconstrucción de muones en L3, en la que he estado directamente involucrado. Los apéndices B y C se dedican a explicar cómo se realizan las medidas de la luminosidad y de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow hadrones$, necesarias para la consecución de parte de los resultados presentados, pero con un contenido técnico que se escapa del contexto general de la memoria. Por último, el apéndice D incluye el programa utilizado para el cálculo de secciones eficaces y asimetrías "independiente de modelo".

ÍNDICE

CAPITULO 1

El modelo estándar a las energías de LEP I

1.1. Introducción

El estudio del Z^0, partícula responsable de las interacciones débiles neutras y por tanto íntimamente ligada a los fundamentos del modelo estándar [1], es uno de los objetivos de los experimentos de LEP. La alta estadística y el nivel elevado de precisión que se espera alcanzar en las medidas llevan necesariamente a un tratamiento especial de las predicciones del modelo estándar. Por un lado deben ser sumamente precisas, más que la precisión experimental prevista, que es inferior al 1%. Por otro lado, la estructura de estas predicciones ha de ser lo más clara y sencilla posible, con el fin de evitar al máximo que la interpretación de resultados experimentales esté afectada por hipótesis o aproximaciones de índole teórica.

En este capítulo describiremos los puntos relevantes de la teoría y veremos con más detalle cuales son las predicciones que podemos contrastar con nuestros datos experimentales. Prestaremos especial atención a las aproximaciones que se realizan habitualmente para el cálculo de secciones eficaces y asimetrías.

1.2. El lagrangiano del modelo estándar

El lagrangiano electrodébil es un lagrangiano invariante "gauge" bajo el grupo $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$, donde $SU(2)_L$ representa la actuación de SU(2) sobre autoestados "left", y $U(1)_Y$ da lugar a la llamada "hipercarga débil", Y. Bajo la influencia de este grupo, los fermiones de la teoría se disponen en dobletes "left" y singletes "right" (sobre los que sólo actúa $U(1)_Y$) , de la forma que se muestra en la tabla 1.

Familia	Leptones	Quarks
1	$\binom{\nu_e}{e}_L \; ; \; e_R$	$\binom{u}{d}_L \; ; \; u_R \; ; \; d_R$
2	$\binom{\nu_\mu}{\mu}_L \; ; \; \mu_R$	$\binom{c}{s}_L \; ; \; c_R \; ; \; s_R$
3	$\binom{\nu_\tau}{\tau}_L \; ; \; \tau_R$	$\binom{t}{b}_L \; ; \; t_R \; ; \; b_R$
...	...	...

Tabla 1. Representación de los fermiones bajo el grupo $SU(2)_L \bigotimes U(1)$.

Como se puede observar en la tabla, no se admiten dentro del modelo componentes "right" para los neutrinos, hipótesis que, si bien no es necesaria "a priori", es fundamental para explicar por qué su masa es nula y por qué no existen mezclas entre generaciones para los acoplos $\nu - lepton$, como los resultados experimentales parecen indicar hasta la fecha dentro de los errores[1]. Además debemos añadir que el quark "top" no ha sido aún descubierto (aunque se supone su existencia mediante argumentos de consistencia de la teoría) y que el neutrino del τ, si bien se identifica con la partícula asociada a la desintegración del τ, no ha sido reconocido aún a través de sus interacciones con la materia. El grupo $SU(2)_L$ es llamado comúnmente grupo de isospín débil. Sobre los dobletes de la tabla anterior el grupo actúa de tal forma que la tercera componente de isospín, T_3, da un valor $+\frac{1}{2}$ sobre neutrinos o sobre las componentes "left" de quarks tipo "up", mientras que aplicada sobre las componentes "left" de electrones, muones, taus y quarks de tipo "down" vale $-\frac{1}{2}$. El valor de la hipercarga débil viene fijado por la expresión

$$Y = Q - T_3$$

donde Q es la carga de la partícula. La expresión admite varios comentarios. En primer lugar es claro que, con el fin de conservar Y, las componentes del doblete de isospín deben cumplir $Q_{T_3=+1/2} - Q_{T_3=-1/2} = 1$; por otro lado, no es una relación casual, sino que es consecuencia de la relación existente entre los grupos $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ y $U(1)_{em}$ tras la ruptura de la simetría. A partir de dicha expresión se puede construir la tabla 2 con los valores de T_3, Q, e Y para cada fermión (aparecen únicamente los valores para la primera generación, pero la estructura es la misma en las otras):

	ν_e	e_L	e_R	u_L	d_L	u_R	d_R
T_3	1/2	−1/2	0	1/2	−1/2	0	0
Q	0	−1	−1	2/3	−1/3	2/3	−1/3
Y	−1/2	−1/2	−1	1/6	1/6	2/3	−1/3

Tabla 2. Números cuánticos de carga, hipercarga y tercera componente de isospín débil para la primera familia de fermiones en el modelo estándar.

El lagrangiano electrodébil se puede escribir de manera condensada como sigue:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

[1] Existen resultados recientes sobre la posible existencia de un neutrino de 17 keV observado en ciertas desintegraciones β, aún por confirmar e interpretar teóricamente [2].

donde $\mathcal{L}_{YM}$ es el lagrangiano Yang-Mills correspondiente a los bosones contenidos en la teoría, $\mathcal{L}_F$ es el lagrangiano de Dirac fermiónico, $\mathcal{L}_H$ es el lagrangiano escalar para la partícula de Higgs, introducido con el fin de dar masa a los bosones W y Z^0, y $\mathcal{L}_Y$ corresponde a los términos de Yukawa, que son necesarios además del término anterior para que los fermiones puedan adquirir masa sin romper la invariancia gauge bajo $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$.

Citamos a continuación las expresiones concretas para cada uno de estos términos. En el caso de la parte Yang-Mills:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{YM} =& -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\ \mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \ ; \qquad a = 1,2,3 \\
F^a_{\mu\nu} =& \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g\epsilon^{abc}W^b_\mu W^c_\nu \\
B_{\mu\nu} =& \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu
\end{aligned}$$

siendo W^a los campos "gauge" asociados a $SU(2)_L$ y B el campo asociado al grupo de hipercarga $U(1)_Y$. Tras la ruptura de simetría estos campos se convertirán en los bosones de interacción débil W^+, W^-, Z^0 (masivos) y en el bosón electromagnético γ (de masa nula).

La parte fermiónica viene dada por:

$$\mathcal{L}_F = \sum_f \left(\overline{\psi_f}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_{f\,L} + \overline{\psi_f}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_{f\,R}\right)$$

donde la suma se extiende a todos los fermiones f, y $D_\mu = \left(\partial_\mu - igT^aW^a_\mu - ig'YB_\mu\right)$, para $a = 1,2,3$, es la derivada "covariante" necesaria para mantener la invariancia gauge local. En la expresión anterior no existen términos de masa debido a que no son invariantes bajo $SU(2)_L$:

$$\overline{\psi} m_f \psi \equiv \overline{\psi}_L m_f \psi_R + \overline{\psi}_R m_f \psi_L$$

El término que provoca la ruptura de simetría en el lagrangiano es $\mathcal{L}_H$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_H &= \left(D_\mu\Phi\right)^\dagger \left(D^\mu\Phi\right) - V(\Phi) \\
V(\Phi) &= -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2
\end{aligned}$$

siendo Φ un doblete de campos escalares complejos: $\Phi = \begin{pmatrix}\Phi^+ \\ \Phi^0\end{pmatrix}$

Por último, la parte del lagrangiano con acoplos de tipo Yukawa admite como expresión más general, invariante bajo $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_Y = -\sum_{a,b} \Big(f^l_{ab}\ \overline{(\nu_a, l_a)}_L\ \Phi\ (l_b)_R + \ f^d_{ab}\ \overline{(u_a, d_a)}_L\ \Phi\ (d_b)_R$$
$$+\ f^u_{ab}\ \overline{(u_a, d_a)}_L\ i\sigma_2\Phi^*\ (u_b)_R \Big) - \text{ herm. conjugado } ; \quad \text{a, b} = 1,2,3$$

donde a y b representan los índices de cada familia (por ejemplo: $u_2 \equiv c$, $l_3 \equiv \tau$) sobre los que hay que sumar la expresión anterior, de tal forma que los acoplos entre miembros de diferentes familias no están excluidos. También se ve claramente que la parte leptónica es diferente a la parte hadrónica, debido a que no se considera la existencia de neutrinos "right" en el modelo.

1.3. Ruptura espontánea de simetría

El mínimo valor esperado del potencial de Higgs en el vacío, $< 0|V(\Phi)|0 >$, es 0 si $\mu^2 < 0$, pero es $< 0|V(\Phi)|0 >= -\frac{\mu^4}{4\lambda}$ si $\mu^2 > 0$. Es en este último caso cuando tiene lugar la llamada ruptura de simetría: cantidades como la energía deben ser definidas positivas sobre el vacío a la hora de ser interpretadas físicamente. Esto se puede conseguir mediante un cambio de variables en los campos del lagrangiano. Uno de los posibles cambios es:

$$\Phi = U^{-1}(\zeta) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \ ; \qquad v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$$
$$U(\zeta) = \exp(i\zeta^a(x)T^a/v)\ , \qquad a = 1,2,3$$

De los nuevos 4 campos reales introducidos ($\zeta^1, \zeta^2, \zeta^3$ y η), tres pueden ser eliminados mediante la siguiente transformación gauge:

$$\Phi \to U(\zeta)\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Este gauge es comúnmente conocido como "gauge unitario".

Aunque hemos eliminado la mayor parte de los campos de Higgs, el número de grados de libertad en el lagrangiano debe mantenerse. Estos grados de libertad aparecen como componentes longitudinales de los campos vectoriales bosónicos a través de $\mathcal{L}_H$. Con el fin de diagonalizar la matriz de masas resultante conviene introducir los campos bosónicos Z^0 y A (fotón), a la vez que convertir las componentes W^1 y W^2 en combinaciones adecuadas para identificar los campos cargados W^+ y W^-:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= (W_\mu^1 \mp i\, W_\mu^2)/\sqrt{2} \\ Z_\mu^\circ &= \cos\theta_w W_\mu^3 - \sin\theta_w B_\mu \\ A_\mu^\circ &= \sin\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu \\ \tan\theta_w &= g'/g \end{aligned}$$

Los campos así introducidos se pueden identificar con las partículas físicas que median las interacciones electromagnéticas (fotón) y débiles (bosones intermedios W y Z^0). El ángulo de mezcla θ_w es conocido como ángulo de Weinberg. Finalmente, $\mathcal{L}_H$ viene dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H \rightarrow & \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta\right)\left(\partial^\mu \eta\right) - \mu^2\eta^2(x) - \lambda v \eta^3(x) - \frac{\lambda}{4}\eta^4(x) \\ & + \frac{g^2}{4}\left(v^2 + 2v\eta(x) + \eta^2(x)\right)\left(W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2\cos^2\theta_w} Z_\mu^\circ Z^{\circ\mu}\right) \end{aligned}$$

de donde se puede deducir que los bosones W y Z han adquirido una masa que no poseían antes de la transformación: $\mathrm{M}_W^2 = \frac{g^2v^2}{4}$, $\mathrm{M}_Z^2 = \frac{g^2v^2}{4\cos^2\theta_w}$, el campo de Higgs $\eta(x)$ ha adquirido una masa positiva $\mathrm{M}_H = \sqrt{2}\mu$ y además han aparecido acoplos entre este campo y los bosones W y Z.

Otro término de importantes consecuencias físicas tras la ruptura de simetría es $\mathcal{L}_Y$:

$$\mathcal{L}_Y \rightarrow -\sum_{a,b}\left(\frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}}\right)\left(f_{ab}^l\, \overline{l_a}\, l_b + \; f_{ab}^u\, \overline{u_a}\, u_b + \; f_{ab}^d\, \overline{d_a}\, d_b\right) \quad ; \qquad a,b = 1,2,3$$

es decir, todos los fermiones, excepto los neutrinos, adquieren una masa $m = f\ v/\sqrt{2}$, y además se acoplan al bosón de Higgs ($\eta(x)$) proporcionalmente a dicha masa: $f/\sqrt{2} = m/v$. El hecho de que se admitan mezclas entre diferentes generaciones implica que existe una matriz de masas $\mathcal{M}_{ab} = f_{ab}\ v/\sqrt{2}$, que se debe diagonalizar con el fin de identificar los autoestados físicos. Se puede comprobar que esta redefinición de estados conlleva un cambio en la estructura de los acoplos débiles cargados (provenientes de los términos $\overline{\psi} W \psi$ en $\mathcal{L}_f$) sólo en el caso de quarks, dando lugar a lo que se conoce como matriz Kobayashi-Maskawa, V_{KM}, matriz unitaria que expresa la contribución al acoplo de cada generación. En concreto el lagrangiano fermiónico resulta ser, tras todas las transformaciones anteriores:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F = &\sum_f \left(\overline{\psi_f} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_f \ - \ m_f \overline{\psi_f}\psi_f\right) \\
&+ \ \frac{g}{\sqrt{2}}\left(J^+_\mu W^{+\mu} + J^-_\mu W^{-\mu}\right) \\
&+ \ g \sin\theta_w J_\mu A^\mu \ + \ \frac{g}{\cos\theta} J^\circ_\mu Z^\mu
\end{aligned}$$

donde las corrientes fermiónicas son:

$$\begin{aligned}
J^+_\mu =&\overline{\nu_e}\gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} e + \overline{\nu_\mu}\gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2}\mu + \overline{\nu_\tau}\gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2}\tau \\
&+ \sum_{a,b} \overline{u_a}\gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \, V^{ab}_{KM} \, d_b \ ; \qquad a,b = 1,2,3 \\
J^{em}_\mu =& \sum_f -Q_f \, \overline{\psi_f}\gamma_\mu \psi_f \\
J^0_\mu =& \sum_f \left(g_{vf} \, \overline{\psi_f}\gamma_\mu\psi_f - g_{af} \, \overline{\psi_f}\gamma_\mu\gamma_5\psi_f\right) \\
&\begin{cases} g_{af} = T_{3f} \\ g_{vf} = T_{3f} - 2 \, Q_f \, \sin^2\theta_w \end{cases}
\end{aligned}$$

El término de acoplo puramente electromagnético $g \sin\theta_w J_\mu A^\mu$ permite deducir la relación $e = g\sin\theta_w$. Por otro lado, g se puede relacionar con la constante de Fermi en la desintegración del muón G_μ mediante la expresión: $g^2 = 4\sqrt{2} G_\mu \mathrm{M}^2_W$ (sin inclusión de correcciones radiativas).

1.4. El proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ a energías del Z^0

1.4.1. La sección eficaz en la aproximación de Born

El proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ viene determinado por la parte del lagrangiano del modelo estándar correspondiente a las corrientes neutras ($\sim g\sin\theta_w J_\mu A^\mu + \frac{g}{\cos\theta} J^\circ_\mu Z^\mu$). Los diagramas de Feynman correspondientes aparecen en la figura 1. Dado que los estados inicial y final son los mismos en ambos casos, no tiene sentido tratar de identificar qué bosón es el responsable de la interacción (si bien es claro que la contribución del diagrama mediado a través de un Z^0 es la dominante a estas energías).

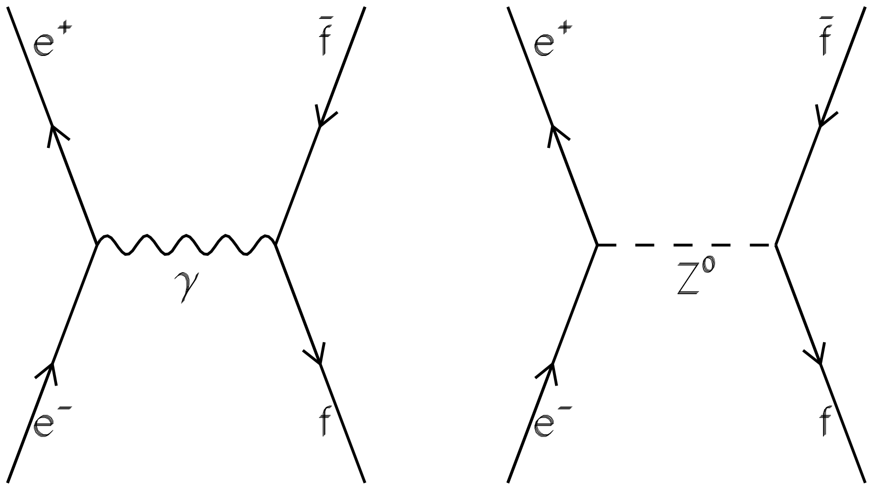


Figura 1. Diagramas de Feynman en aproximación Born para el proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$.

La sección eficaz diferencial en orden más bajo de perturbaciones (aproximación de Born), expresada en el sistema CM, viene dada por la expresión [3]:

$$\frac{d\sigma^0}{d\Omega}(s) = \frac{\alpha^2}{4s}\; N_c^f\; \beta \left(G_S(s) \left(1 + \cos^2\theta\right) + \left(1 - \beta^2\right) G_M(s) \sin^2\theta + 2\beta\; G_A(s)\; \cos\theta \right) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} G_S(s) &= Q_f^2 - 2g_{ve}g_{vf}\; Q_f\; Re\chi(s) + \left(g_{ve}^2 + g_{ae}^2\right) \left(g_{vf}^2 + g_{af}^2 - 4\frac{m_f^2}{s} g_{af}^2 \right) \mid \chi(s) \mid^2 \\ G_M(s) &= Q_f^2 - 2g_{ve}g_{vf}\; Q_f\; Re\chi(s) + \left(g_{ve}^2 + g_{ae}^2\right) g_{vf}^2 \mid \chi(s) \mid^2 \\ G_A(s) &= -\, 2g_{ae}g_{af}Q_f\; Re\chi(s) + 4g_{ve}g_{vf}g_{ae}g_{af} \;\; \mid \chi(s) \mid^2 \\ \chi(s) &= \frac{1}{4\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w}\; \frac{s}{\left(s - \mathrm{M}_Z^2 + i\mathrm{M}_Z\Gamma_Z\right)} \end{aligned}$$

siendo θ el ángulo que forman fermión y electrón, y donde $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ es la constante de estructura fina, $\beta = (1 - 4m_f^2/s)^{\frac{1}{2}}$, y g_{vf} y g_{af} han sido definidos con anterioridad. Los términos proporcionales a $G_S(s)$ y $G_M(s)$ corresponden a la parte simétrica de la sección eficaz, mientras que $G_A(s)$ determina la parte antisimétrica; ignorando el término simétrico $(1 - \beta^2)$ $G_M(s)$, dado que su contribución a la sección eficaz es despreciable salvo para fermiones pesados (el quark "b", por ejemplo), se puede afirmar que la sección eficaz en el orden más bajo tiene una distribución de la forma $A\ \left(1+\cos^2\theta\right) + B\ \cos\theta$.

Los subtérminos proporcionales a $\mid \chi(s) \mid^2$ provienen del diagrama mediado por el Z^0. Aquellos proporcionales a $Re\chi(s)$ provienen de la interferencia entre el diagrama mediado por el Z^0 y el mediado por el fotón y, finalmente, el resto de los términos corresponden a una contribución QED pura. Es importante señalar que la contribución debida a la interferencia entre dichos diagramas es pequeña justo sobre la resonancia del Z^0, por ser proporcional a $s - \mathrm{M}_Z^2$. Por otro lado, la anchura parcial de desintegración $Z^0 \rightarrow f\overline{f}$ puede ser expresada de la siguiente forma:

$$\Gamma_Z^0(f\overline{f}) = N_c^f \frac{\alpha \mathrm{M}_Z}{3}\beta\left(g_{vf}^2\left(\frac{3-\beta^2}{2}\right) + g_{af}^2\beta^2\right) \tag{2}$$

1.4.2. Correcciones radiativas

Las correcciones radiativas a las expresiones anteriores son de orden $\alpha \simeq 1/137$ (o g^2, equivalentemente), por lo que deben ser tenidas en cuenta. Debido a la existencia de divergencias ultravioletas en el cálculo de dichas correcciones, se han de aplicar métodos de renormalización para obtener predicciones finitas. Existen numerosos esquemas de renormalización, aunque en su mayoría utilizan el esquema denominado "on shell", en el que las cantidades físicas renormalizadas son $\alpha, \mathrm{M}_W, \mathrm{M}_Z, \mathrm{M}_H$ y m_f. Las condiciones de renormalización son impuestas de tal forma que la parte real de todos los propagadores se anula cuando el momento transferido es igual a la masa del campo en cuestión. Este esquema presenta la ventaja de que las cantidades utilizadas tienen una interpretación física y experimental muy clara. Además conviene resaltar las siguientes propiedades:

a) Las cantidades $\alpha^{-1}(s=0) = 137.0359895$ y $\mathrm{M}_Z = 91180 \pm 30$ MeV están determinadas con un alto grado de precisión.

b) El error experimental sobre M_W puede ser obviado a través de la utilización de otra cantidad determinada con mejor precisión : $G_\mu = 1.166389\ 10^{-5}$ GeV^{-2}. De esta forma: $\mathrm{M}_W \rightarrow \mathrm{M}_W(G_\mu, \alpha, \mathrm{M}_Z, \mathrm{M}_H, m_f)$.

c) Todos los cálculos en los que intervienen quarks pueden ser sustituidos por relaciones de dispersión que permiten utilizar datos experimentales para conseguir la precisión requerida.

d) Las únicas cantidades que se pueden considerar como desconocidas son M_H y la masa del quark "top", m_t.

e) El ángulo de mezcla θ_w es definido a partir de la relación : $\sin^2\theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$, válida para todos los órdenes de perturbación.

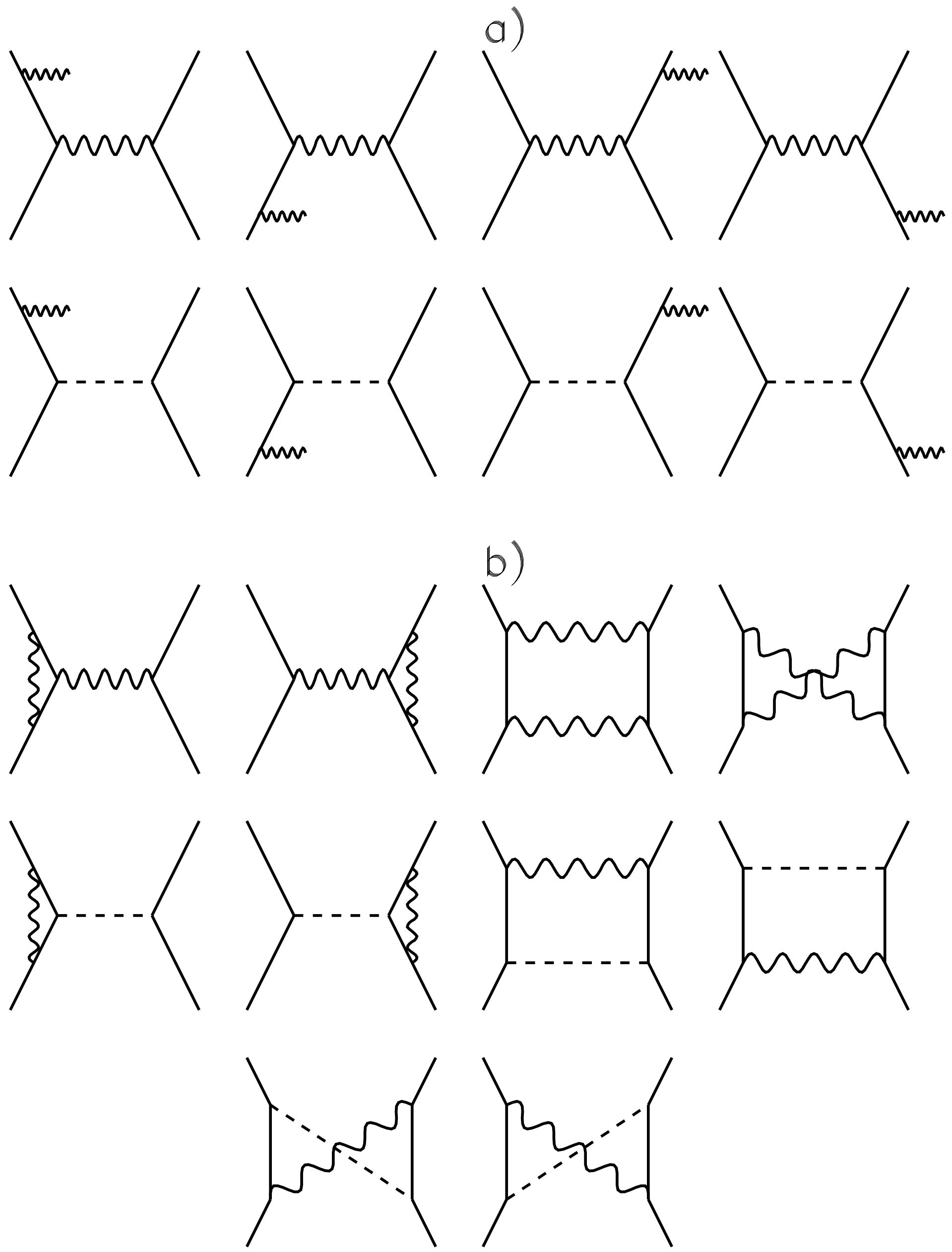


Figura 2. Correcciones radiativas QED en primer orden al proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$: a) diagramas con emisión real de fotones, b) correcciones virtuales.

A partir de aquí, los diversos esquemas de renormalización usados difieren esencialmente en el tratamiento de las constantes de renormalización de los campos del lagrangiano. Uno de los esquemas más utilizados es el de Böhm, Hollik y Spiesberger [4], en el cual se introducen constantes de renormalización para los campos vectoriales con el fin de obtener propagadores y constantes de acoplo finitas. Otro esquema bastante usado, debido a la simple interpretación de las correcciones radiativas, es el "star scheme" [5] en el cual no se introduce ninguna constante de renormalización para los campos vectoriales, sino que los propagadores se combinan con las constantes de acoplo en los elementos de matriz; de esta manera los infinitos son absorbidos por parámetros variables con la energía $(e_*(s), G_{\mu *}(s), \sin^2\theta_*(s), \rho_*(s))$.

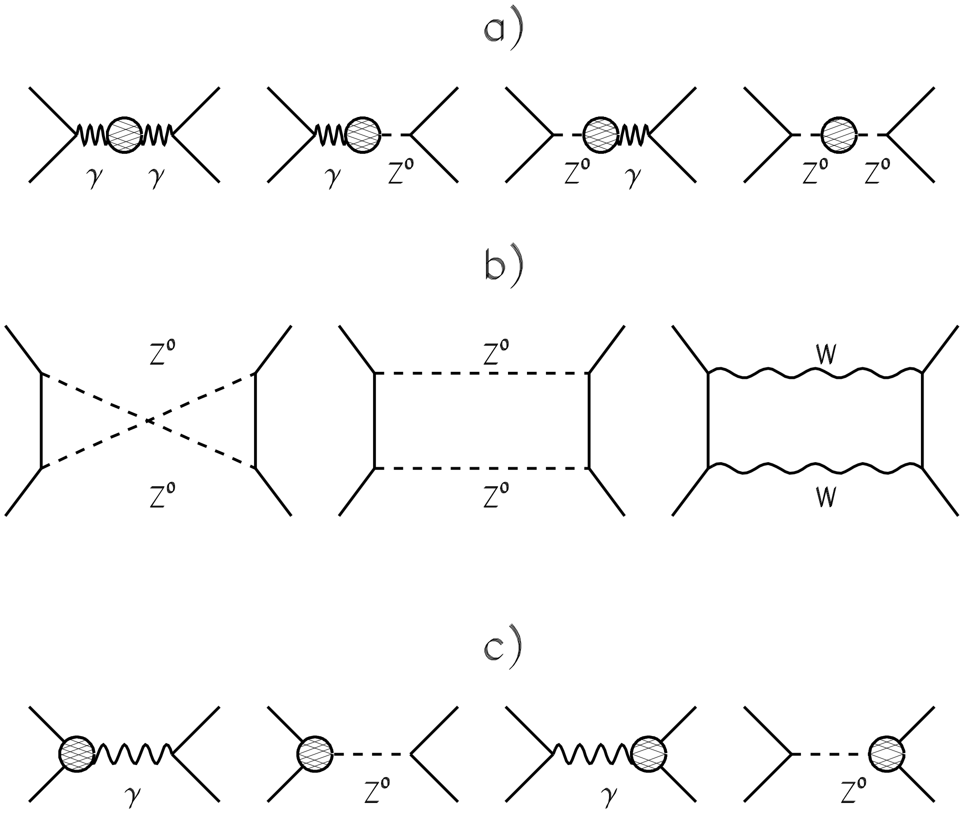


Figura 3. Correcciones radiativas "débiles" en primer orden al proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$: a) correcciones a los propagadores, b) correcciones de caja, c) correcciones de vértice "no fotónicas".

Las correcciones radiativas suelen separarse en las llamadas correcciones QED y correcciones débiles. Considerando como base los diagramas "Born" de la figura 1, las correcciones QED corresponden a la introducción adicional de fotones reales o virtuales en dichos diagramas, y forman un conjunto "invariante gauge", es decir, son correcciones con un valor determinado, independientemente del gauge elegido para efectuar los cálculos. Los diagranas que intervienen en primer orden de perturbaciones aparecen en la figura 2. El resto de las correcciones, que involucran "loops fermiónicos" y emisión virtual de bosones W, Z son las que se engloban bajo el nombre de correcciones débiles, y aparecen en la figura 3.

1.4.2.1. Correcciones débiles

Las correcciones radiativas débiles presentan, desde el punto de vista experimental, dos características fundamentales:

a) Dado que se trata de correcciones virtuales, son correcciones fijas, independientes de los cortes experimentales aplicados.

b) Representan la parte desconocida de la teoría, siendo sensible a los parámetros del modelo estándar aún no medidos $(\mathrm{M}_H, \mathrm{m}_t)$ y a nueva física más allá de dicho modelo.

Las correcciones débiles del proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ pueden ser expresadas de una forma compacta y simple, en lo que se denomina "fórmula de Born mejorada"[3]. Describiremos en lo que sigue los detalles más relevantes. Uno de los puntos esenciales consiste en describir la interacción débil neutra mediante una corriente efectiva similar a la existente en el orden más bajo de perturbaciones:

$$J^0_\mu \rightarrow \overline{\psi_f}\gamma_\mu \left(\overline{g}_{vf} - \gamma_5 \overline{g}_{af}\right) \psi_f \tag{3}$$

donde $\overline{g}_{vf}$ y $\overline{g}_{af}$ son constantes de acoplo que coinciden con g_{vf} y g_{af} en ausencia de correcciones. Estos acoplos efectivos son números complejos, pero para la precisión requerida por los experimentos ($\sim$ 0.1%) su parte imaginaria puede ser despreciada. Por otro lado, se trata de constantes "no universales", esto es, dependientes del fermión del que se trate. Existe otra implementación alternativa, en función de los parámetros ρ_f y $\sin^2\theta_f$, que están relacionados con $\overline{g}_{vf}$ y $\overline{g}_{af}$ a través de:

$$\begin{aligned} \overline{g}_{vf} &= \sqrt{\rho_f}\ \left(T_{3f} - 2\ Q_f\ \sin^2\theta_f \right) \\ \overline{g}_{af} &= \sqrt{\rho_f}\ T_{3f} \end{aligned}$$

Aun no siendo parámetros universales, las constantes de acoplo anteriores, ρ_f y $\sin^2\theta_f$, poseen una parte universal que es la dominante. Dicha universalidad es rota por las correcciones de vértice, que dependen obviamente del fermión producido, pero de manera suave, como se muestra en la tabla 3. Es por ello que en ocasiones se utilizan los parámetros ρ y $\sin^2\overline{\theta}_w$ como cantidades universales. En esta memoria se mantendrá la notación no universal, por ser más clara y admitir comportamientos diferentes al del modelo estándar.

Fermión	ρ_f	$\sin^2\theta_f$
e, μ, τ	1.0042	0.2320
ν_e, ν_μ, ν_τ	1.0069	-
u, c	1.0049	0.2319
d, s	1.0058	0.2318
b	0.9959	0.2329

Tabla 3. Valores de los parámetros efectivos ρ_f y $\sin^2\theta_f$ dentro del modelo estándar, extraídos de la librería DIZET [6] (M_Z = 91.180 GeV, m_t = 150 GeV, M_H = 100 GeV, α_s = 0.12).

Además de las modificaciones en corrientes débiles neutras, es necesaria una ligera modificación en la parte electromágnetica de la interacción, debido a las correcciones virtuales al propagador del fotón. Este efecto puede ser absorbido como una variación de la constante de acoplo electromagnética con la energía:

$$\alpha^{-1} \to \alpha^{-1}\left(1+\frac{\alpha}{3\pi}\sum_{m_f\ll\sqrt{s}} N_c^f\, Q_f^2\left(\log\frac{s}{m_f^2}-\frac{5}{3}-i\pi\right)\right)$$

donde la parte del sumatorio que se extiende a los quarks es calculada con precisión a partir de relaciones de dispersión [2], y la parte imaginaria representa una corrección muy pequeña, pero apreciable en la parte asimétrica en $\cos\theta$ de la sección eficaz (con un efecto relativo sobre la sección eficaz total de muones de un 0.2%).

Por último, son necesarias algunas modificaciones en Γ_Z. El propagador del Z^0 a la energía $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$ contribuye con $\mathrm{M}_Z^{-1}\Gamma_Z^{-1}$, es decir, con un factor proporcional a α^{-1} dada la dependencia proporcional de Γ_Z en esta variable. La consecuencia de ello es que el diagrama mediado por el Z^0 es de orden 1, y no de orden α^2, necesitándose correcciones de orden α^2 en Γ_Z para llegar al orden requerido. Además de ello, la parte imaginaria del propagador es en realidad función de s. Esta dependencia puede ser tenida en cuenta con muy buena aproximación alrededor del Z^0 suponiendo que esta parte imaginaria es proporcional a s [8]: $\mathrm{M}_Z\,\Gamma_Z \to \frac{s}{\mathrm{M}_Z}\,\Gamma_Z$. Este efecto no es despreciable, y provoca un desplazamiento en el máximo de la resonancia de unos 35 MeV hacia menores energías.

Dentro del marco del modelo estándar, un punto delicado y fundamental a la vez es la dependencia de las correcciones radiativas débiles con los parámetros desconocidos M_H y m_t. Para ello analizaremos brevemente las diferentes contribuciones existentes:

[2] Un método que se suele emplear es la utilización de unas masas determinadas para los quarks, que dan el mismo resultado que estas relaciones de dispersión. Información más detallada al respecto puede encontrarse en [7].

a) **Diagramas de autoenergía.** Representan la parte universal de las correcciones, debido a que afectan a los bosones neutros γ, Z^0. La corrección al fotón se traduce en una evolución de α con s, comentada con anterioridad, independiente de m_t (porque se desacopla debido a su alta masa) y de M_H (dado que el fotón no se acopla a la partícula Higgs). La corrección al Z^0 sí es sin embargo sensible a dichos parámetros; en concreto, la corrección dominante es de tipo cuadrático en la diferencia de masas entre las dos componentes de cada doblete de $SU(2)_L$ acoplado al Z^0. Esta diferencia de masas es significativa en el caso del doblete de quarks "t-b" y se traduce en la siguiente variación del parámetro ρ:

$$\begin{aligned}
\rho =& 1/\left(1-\Delta\rho\right) \ ; \quad \Delta\rho = \Delta\rho_{\mathbf{top}} + \Delta\rho_{\mathbf{Higgs}} + \dots \\
\Delta\rho_{\mathbf{top}} =& 3\ x\left(1 - \frac{2\pi^2+6}{9}\frac{\alpha_s}{\pi} - (2\pi^2-19)\ x\right) \\
x =& \frac{G_\mu}{8\pi^2\sqrt{2}}\ (m_t^2 - m_b^2)
\end{aligned}$$

donde se han incluido por completitud correcciones de orden superior, importantes si m_t es sumamente elevada ($>$ 200 GeV). En el caso del doblete del campo de Higgs no se da el hecho anterior, y la contribución dominante es sólo de tipo logarítmico:

$$\Delta\rho_{\mathbf{Higgs}} = -\tan^2\theta_w\ \frac{3\sqrt{2}G_\mu \mathrm{M}_W^2}{8\ \pi^2}\ \left(\log\frac{\mathrm{M}_H}{\mathrm{M}_Z}\right)$$

en el límite en que $\mathrm{M}_H \gg \mathrm{M}_Z$.

b) **Diagramas de caja.** Se trata de diagramas caja en los que sólo intervienen los propagadores de los bosones Z^0 y W. Debido a su alta masa, comparable con la energía de la colisión, los dos propagadores del diagrama no pueden resonar al mismo tiempo, dando lugar a una supresión adicional con respecto al resto de las correcciones de orden α. En concreto, su contribución a la sección eficaz es inferior al 1 por mil alrededor de $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$, y por tanto despreciable.

c) **Diagramas de vértice.** Son correcciones virtuales no fotónicas a los vértices de la interacción. Debido a que involucran a los fermiones producidos en el estado final, no son correcciones universales, sino que dependen del tipo de fermión producido. Son importantes aquellos diagramas, mostrados en la figura 4, en los que la presencia virtual de m_t ó M_H es significativa. El caso más claro de influencia de las correcciones radiativas se da para el quark "b", debido al acoplo directo con el quark "t" mediante corrientes débiles cargadas y a que su masa es mayor, acoplándose más fuertemente al bosón de Higgs.

Existen en cualquier caso programas teóricos preparados para calcular hasta orden α y de forma rigurosa todo este tipo de correcciones. En esta memoria se utilizarán las expresiones de Bardin et al., contenidas en la librería DIZET [6], si bien también existen muchas otras frecuentemente usadas en los análisis (librerías electrodébiles de Hollik, Stuart, Lynn-Kennedy,...[9]).

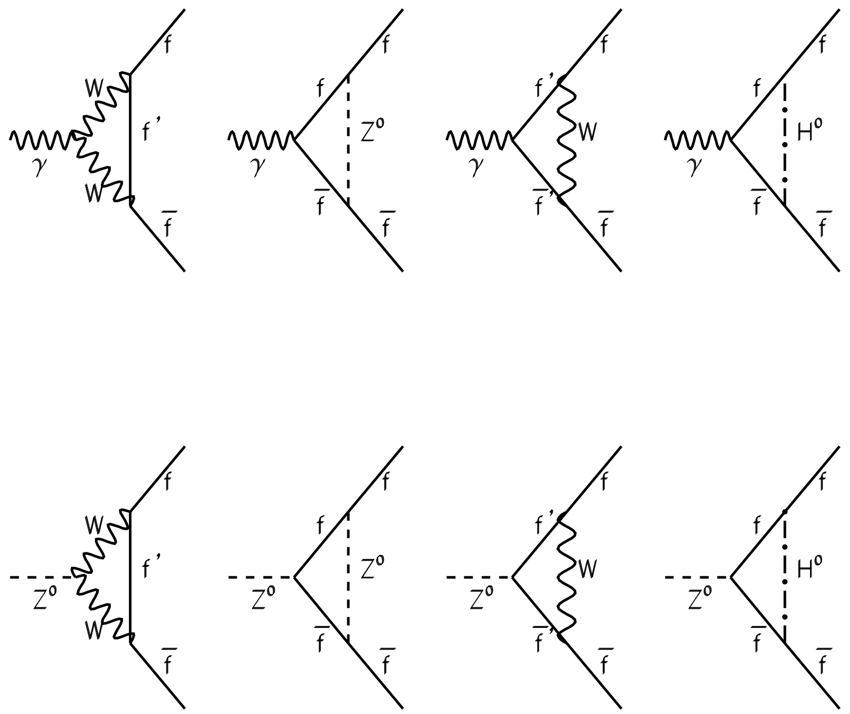


Figura 4. Correcciones radiativas de vértice sensibles a m_t y M_H. En ambos casos el fermión más sensible es el quark "b".

1.4.2.2. Correcciones QED

Las correcciones radiativas QED presentan propiedades diferentes a las correcciones débiles:

a) Incluyen necesariamente emisión real de fotones, lo que implica una dependencia con los cortes experimentales aplicados.

b) En principio representan la parte conocida y perfectamente corroborada experimentalmente hasta energías del Z^0.

c) Plantean problemas de cálculo teórico, en tanto en cuanto las correcciones virtuales y reales no pueden ser separadas. Debido a la masa nula del fotón se dan las llamadas divergencias “infrarrojas”, en el límite en que la energía del fotón tiende a cero. Por otro lado existen también las llamadas divergencias colineales, producidas en la zona del espacio de fases en que fotón y fermión son paralelos entre sí (si bien no se trata de verdaderas divergencias, sino de variaciones de varios órdenes de magnitud en la sección eficaz diferencial).

d) El tamaño de estas correciones es considerable, llegando a representar el 30% de la sección eficaz total.

Las divergencias QED aparecen porque el propagador fermiónico, tras la emisión real o virtual de fotones, puede encontrarse muy cerca de la capa de masas del fermión. Se puede utilizar como ejemplo el diagrama representado en la figura 5 junto a la expresión del propagador mencionado.

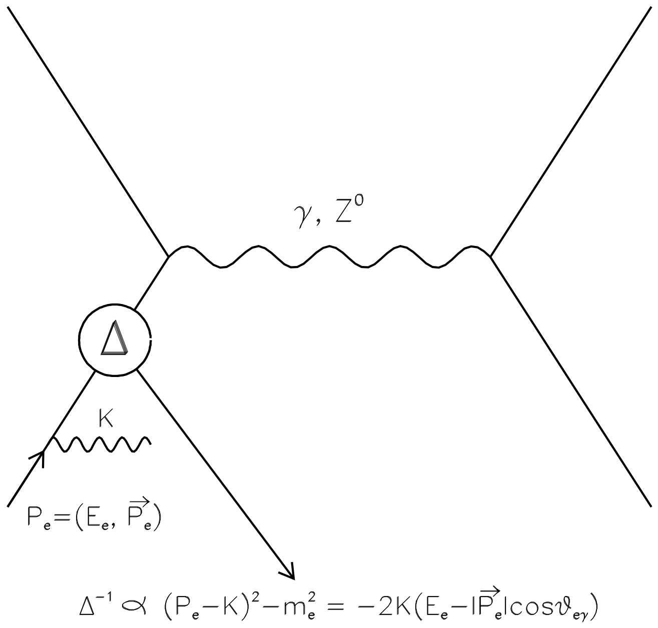


Figura 5. Diagrama correspondiente a la emisión real de un fotón en el estado inicial del proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$. El propagador fermiónico introducido da lugar a las llamadas divergencias infrarrojas y colineales.

El factor $E_e- \mid \mathbf{p_e} \mid \cos\theta_{\mathbf{e}\gamma}$ es el que da lugar a las llamadas divergencias colineales, en el límite $\cos\theta_{e\gamma} \rightarrow 1, E_e \gg m_e$. Las secciones eficaces para $\cos\theta_{e\gamma} = 0$ y $\cos\theta_{e\gamma} = 1$ difieren en unos 10 órdenes de magnitud (en un factor proporcional a E_e^2/m_e^2).

Además de los picos colineales, existe una divergencia logarítmica en el límite en que la energía del fotón tiende a cero, tras integración sobre el espacio de fases del fotón:

$$\int_{\epsilon}^{\Delta \gg \epsilon} \frac{d^3\mathbf{k}}{2k} \mid M \mid^2 \sim \log \epsilon$$

Este tipo de divergencias, denominadas comúnmente infrarrojas, se soluciona [10] teniendo en cuenta simultáneamente correcciones reales y virtuales del mismo orden (por ejemplo, en orden α se deben incluir la producción real de un fotón y la interferencia entre el diagrama Born y los diagramas con emisión de un fotón virtual). La cancelación no se da cuando se suman amplitudes, sino cuando se calcula la sección eficaz total, siendo necesaria la integración sobre el espacio de fases del fotón en el caso de emisión real. Usualmente el problema se suele separar en dos regiones, llamadas "soft" y "hard". En la parte soft se incluyen las correcciones virtuales de vértice y la producción de fotones reales hasta una energía $E_\gamma = k_{min} E_{haz}$, $k_{min} \ll 1$, por debajo de la cual se puede suponer que la emisión es isótropa y lo suficientemente poco energética como para despreciar las variaciones en la cinemática del par de fermiones con respecto a la distribución Born. Si bien la parte "hard" se identifica con la sección eficaz de producción real de fotones con energía superior a $k_{min} E_{haz}$, en realidad la división "soft-hard" para radiación de estado inicial se suele realizar en función de la masa invariante del par de fermiones producidos, lo cual es equivalente a un corte en energía radiada para el caso de emisión de un único fotón o emisión colineal de fotones ($s' = s(1 - E_\gamma / E_{haz}) = s(1 - k_{min})$). Por ello, desde un punto de vista riguroso, se debe interpretar k_{min} como $1 - s'/s$.

Los diagramas que representan mayores correcciones a la sección eficaz son aquellos que afectan directamente a la corriente del estado inicial, dando lugar a lo que se conoce como "radiación de estado inicial". En primer orden de perturbaciones dichas correcciones vienen dadas por [11,12]:

$$\begin{aligned}
\sigma_{soft} =& \sigma_{Born} \left(1 + \beta \log k_{min} + \delta_1\right) \\
\beta =& 2\frac{\alpha}{\pi} \left(\log \frac{s}{m_e^2} - 1\right) \\
\delta_1 =& 2\frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{3}{4} \log \frac{s}{m_e^2} - 1 - \frac{\pi^2}{6}\right) \\
\sigma_{hard} =& \int_{k_{min}}^{k_{max}} \beta \frac{1 + (1 - v)^2}{2v} \sigma_{Born}(s') dv \ ; \quad s' = s(1 - v)
\end{aligned}$$

donde k_{max} no puede exceder el límite cinemático: $k_{max} < 1 - 4\frac{m_f^2}{s}$. Es oportuno realizar algunos comentarios sobre las expresiones anteriores:

a) La corrección de primer orden no es realmente de orden α, sino de orden β, que posee un valor $\simeq 0.1$ para $s = \mathrm{M}_Z^2$. Este hecho sugiere que, si el efecto en segundo orden es proporcional a β^2 (como en realidad ocurre), también debe ser tenido en cuenta en el cálculo de la sección eficaz.

b) En el límite $k_{min} \rightarrow 0$ la sección eficaz "soft" se hace infinitamente negativa, dejando de tener sentido. [3]

La expresión para radiación de estado final es diferente, debido a la desaparición de los términos logarítmicos tras integración sobre todos los posibles estados finales, integración no existente en el caso de los diagramas de radiación de estado inicial, en los que el momento de las partículas incidentes es fijo. Se puede demostrar que, si los cortes experimentales son suficientemente suaves, estas correcciones de estado final son muy pequeñas y pueden ser tenidas en cuenta mediante:

$$\sigma \rightarrow \sigma \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2\right)$$

La separación de las correcciones radiativas QED en correcciones de estado inicial y final, si bien es útil a nivel de diagramas de Feynman, no tiene sentido desde un punto de vista riguroso, dado que no existe forma de asegurar si un fotón emitido ha sido radiado por el estado inicial o el final. De hecho, existe una interferencia entre los diagramas de dichos estados, así como una contribución de los diagramas de "caja" QED que no pueden ser despreciadas "a priori". En la práctica, su contribución a la sección eficaz alrededor de la resonancia Z^0 es inferior a un 3 por mil [13], y totalmente despreciable para $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$, punto en el que se concentra la mayor parte de la estadística en los experimentos de LEP.

Si bien la demostración del desacoplo entre estado inicial y final no es trivial, siendo necesario un cálculo detallado [14], la explicación física es simple, y se basa en el hecho de que el Z^0 producido en la reacción está muy cerca de su capa de masas, es decir, es prácticamente una partícula real. De esta forma la sección eficaz puede ser expresada en buena aproximación como el producto de un factor de estado inicial, representando la conversión de electrón y positrón en un Z^0 real, y otro factor de estado final, representando la desintegración de dicho Z^0 en dos fermiones. Las correcciones aplicadas no modifican significativamente esta estructura, pues, o son lo suficientemente suaves como para factorizar la sección eficaz, o son correcciones que para ser considerables deben colocar el Z^0 virtual muy cerca de su capa de masas, manteniendo dicha factorización.

El cálculo completo de las correcciones QED de orden α^2 al estado inicial se puede encontrar en la referencia [12]. La parte "soft" adquiere la siguiente forma:

---

[3] Este hecho plantea problemas técnicos en la generación Monte Carlo de sucesos, dado que no pueden ser utilizados pesos negativos.

$$\begin{aligned}\sigma^{(2)}_{soft} =&\sigma_{Born}\left(1+\delta_1+\delta_2+\beta\log k_{min}+\delta_1\beta\log k_{min}+\frac{1}{2}\beta^2\log^2 k_{min}\right)\\ \delta_2 =&\frac{\alpha^2}{\pi}\left[(\frac{9}{8}-2\zeta(2))\log^2\frac{s}{m_e^2}+(-\frac{45}{16}+\frac{11}{2}\zeta(2)+3\zeta(3))\log\frac{s}{m_e^2}\right.\\ &\left.-\frac{6}{5}\zeta(2)^2-92\zeta(3)-6\zeta(2)\log 2+\frac{3}{8}\zeta(2)+\frac{19}{4}\right]\end{aligned}$$

donde ζ es la función "zeta" de Riemann ($\zeta(j)=\sum_{n=1}^{\infty}n^{-j}$). Es inmediato comprobar que la expresión anterior puede ser reescrita hasta orden α^2 como :

$$\begin{aligned}\sigma^{(2)}_{soft} =&\sigma_{Born}\ e^{\beta\log k_{min}}\ (1+\delta_1+\delta_2)\\ =&\sigma_{Born}\ k^{\beta}_{min}\ (1+\delta_1+\delta_2)\end{aligned}$$

En realidad se puede probar que la "exponenciación" así realizada es rigurosamente cierta, de manera que las divergencias infrarrojas (es decir, términos del tipo $\beta^m\log^n k_{min}$) pueden ser expresadas a través de una exponencial que factoriza el resto de la sección eficaz, ya carente de dichas divergencias [15]. Las expresiones así resultantes permiten también la implementación de generadores Monte Carlo (YFS, KORALZ) [16] con producción de n-fotones, dado que la exponenciación equivale a la inclusión de correcciones hasta orden infinito de perturbaciones [4].

Una consecuencia inmediata de la exponenciación de las divergencias infrarrojas es que ahora, cuando $k_{min}\to 0$, la sección eficaz "soft" no diverge, sino que se hace nula. Además, esto se traduce en que la sección eficaz "soft" siempre será positiva, gracias a haber permitido la existencia de un número indeterminado de fotones. Una consecuencia curiosa, pero bien conocida, es que la probabilidad de que no haya emisión de fotones ($k_{min}=0$) en el proceso es nula.

Existe otra forma bastante extendida de tratar las correcciones QED a través de funciones de estructura $D(x,s)$, que representan la probabilidad de encontrar una fracción x del momento de la partícula incidente debido a emisión de radiación por el estado inicial, de forma similar al tratamiento que se hace en QCD [17]. Estas funciones de estructura son calculables para un orden determinado de perturbaciones, de forma que la sección eficaz total puede ser expresada como:

$$\sigma(s)=\int dx_{e^-}\int dx_{e^+}D(x_{e^-},s)D(x_{e^+},s)\sigma_{Born}(x_{e^-}x_{e^+}s)$$

[4] Esto no significa que la expresión sea correcta hasta orden infinito. El cálculo de correcciones de orden superior conduce a la modificación de la expresión utilizada.

Las funciones de estructura aquí presentadas permiten determinar la probabilidad de encontrar al electrón (positrón) con una fracción de momento longitudinal x; también existe un formalismo para calcular la probabilidad de encontrar a la partícula con una fracción de momento transverso determinada. Por otro lado, se pueden definir igualmente funciones de estructura para describir la pérdida de energía por emisión de fotones en el estado final. Todo ello permite además la implementación de programas de generación de sucesos (MOE [18], DYMU2 [19]). Detalles aún más concretos sobre este tipo de técnicas pueden encontrarse en las referencias [20].

1.4.3. Cálculo de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$

La sección eficaz total del proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ admite una expresión simple y compacta que tiene en cuenta todas las correcciones antes mencionadas como significativas [12]:

$$\sigma(s) = F_\sigma(s) \int_{z_0}^{1} G_\sigma(z,s)\, \sigma^0(zs)\, dz \; ; \qquad z_0 \;\geq\; \frac{4m_f^2}{s} \tag{4}$$

Pasaremos a explicar los diferentes factores que aparecen en la expresión anterior. Por un lado, el núcleo σ^0 no es la sección eficaz Born, sino la sección eficaz "Born-mejorada", esto es, corregida por contribuciones virtuales débiles. Como se ha argumentado antes, estas correcciones se traducen simplemente en la inclusión de α y Γ_Z como cantidades dependientes de la energía y en la sustitución de las constantes de acoplo g_{vf} y g_{af} por unas constantes de acoplo efectivas, $\overline{g}_{vf}$ y $\overline{g}_{af}$, ligeramente diferentes. Teniendo en cuenta las expresiones (1) y (2) , podemos escribir dicha sección eficaz como:

$$\sigma^0(s) = \frac{4\pi\; N_c^f\; Q_f^2 \alpha^2(s)}{3s} + \frac{12\pi \Gamma_e^* \Gamma_f^*}{\mathrm{M}_Z^2} \frac{s}{(s-\mathrm{M}_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/\mathrm{M}_Z^2} + I(s) \tag{5}$$

$$I(s) = -\; \frac{\sqrt{2} G_\mu \mathrm{M}_Z^2 (s-\mathrm{M}_Z^2)}{3((s-\mathrm{M}_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/\mathrm{M}_Z^2)}\; N_c^f\; Q_f\; \alpha(s)\; \overline{g}_{ve}\; \overline{g}_{vf} \tag{6}$$

donde $\Gamma_f^* = \Gamma_f/(1+\delta_{QED})/(1+\delta_{QCD})$, es decir, la anchura parcial obviando las correcciones de estado final.

El término $G_\sigma(z,s)$ representa la función de radiación de estado inicial asociada a la producción de un par de fermiones de masa invariante $\sqrt{zs}$. Su forma es ya sugerida por las expresiones de σ_{soft} y σ_{hard} hasta orden α^2. En concreto:

$$
\begin{aligned}
G_\sigma(z,s) =& G_{soft}(z,s) + G_{hard}(z,s)\\
G_{soft}(z,s) =& \beta v^{\beta-1}(1+\delta_1+\delta_2)\\
G_{hard}(z,s) =& \beta(v/2-1)\,(1+\delta_1+\beta\log v)+\delta_2^{hard}\\
\delta_2^{hard} =& \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2\left\{\log^2\frac{s}{m_e^2}\left(-\frac{(1+z^2)\log z}{v}+\frac{z(1+z)\log z}{2}+z-1\right)\right.\\
&+\log\frac{s}{m_e^2}\left[\frac{1+z^2}{v}\left(Li_2(v)+\log z\log v+\frac{7\log z}{2}-\frac{\log^2 z}{2}\right)\right.\\
&\left.\left.+\frac{\log^2 z(1+z)}{4}-\log z+\frac{7\log z}{2}-\frac{\log^2 z}{2}\right]\right\}+O((\frac{\alpha}{\pi})^2)
\end{aligned}
$$

donde $v = 1 - z$, $Li_2(x) = -\int_0^x x^{-1}\log(1-x)dx$ y los términos no explícitos son despreciables, por ser de orden α^2 y no contener términos logarítmicos del tipo $a\ \log^n \frac{s}{m_e^2}$.

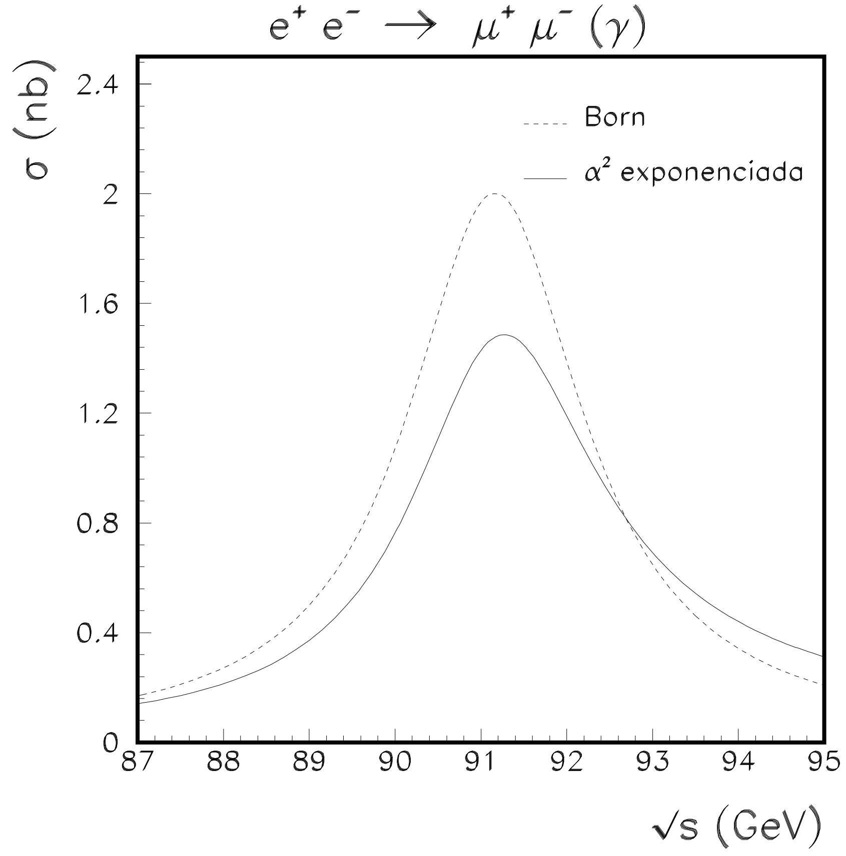


Figura 6. Secciones eficaces “Born” y “orden α^2 exponenciada” para la reacción $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ en función de la energía.

Se puede comprobar a partir de estas expresiones por qué son tan importantes las correcciones de estado inicial. La integral de la expresión (4) es únicamente significativa alrededor del Z^0. Dado que la integral de la parte "soft" entre $v = 0$ y $v = \Gamma_Z/\mathrm{M}_Z$ es $(\Gamma_Z/\mathrm{M}_Z)^\beta\ (1+\delta_1+\delta_2)$, es de esperar que el efecto aproximado de las correcciones QED sea:

$$\sigma \sim \sigma^0 \left(\frac{\Gamma_Z}{\mathrm{M}_Z}\right)^\beta \simeq 0.7\sigma^0$$

La sección eficaz es por tanto reducida en un 30% debido a las correcciones radiativas QED. En la figura 6 se muestra la diferencia entre la sección eficaz en el orden más bajo y la sección eficaz de orden α^2 exponenciada. Se observa cómo baja considerablemente la sección eficaz, pero también es clara la existencia de un incremento para energías por encima de M_Z.

La explicación del efecto es muy simple, teniendo en cuenta la convolución entre la radiación de estado inicial y la sección eficaz σ^0: en el pico del Z^0 y por debajo de él, dado que la emisión de fotones es ineludible (la probabilidad de no emitirlos es nula) se produce un cambio en la energía efectiva hacia valores menores, para los que σ^0 es menor, presentando los efectos más notables justo en el pico, donde la sección eficaz tiene mayores variaciones; el efecto es contrario por encima de M_Z, dado que la emisión de fotones tiende a bajar la energía efectiva hacia valores para los que la sección eficaz es máxima, llegando incluso a superar el valor de Born.

Finalmente, $F_\sigma(s)$ representa las correcciones de estado final. La parte QED es poco significativa, y ha sido comentada en la sección anterior. También existen correcciones QCD debido a la emisión de gluones en el caso de que los fermiones producidos sean *quarks*. Estas correcciones afectan de forma diferente a quarks de tipo "up" o "down", debido a una dependencia diferente de las correcciones QCD de orden α_s^2 con respecto a m_t (pero que únicamente se manifiesta en la parte con acoplos axiales al Z^0), y también presentan una corrección no despreciable de orden α_s en el caso de quarks pesados, como le ocurre al quark "b" [21]. En cualquier caso, en el caso de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow$ *hadrones* una buena aproximación viene dada por:

$$\sigma \rightarrow \sigma\ (1+\delta_{QCD}) = \sigma\ (1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.405\ (\frac{\alpha_s}{\pi})^2)$$

1.4.4. Cálculo de la asimetría de carga en $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$

La asimetría de carga del proceso $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ se define como:

$$A_{fb} \equiv \frac{\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)}{\sigma(\cos\theta > 0) + \sigma(\cos\theta < 0)}$$

donde θ es el ángulo formado por fermión (antifermión) y electrón (positrón). Desde el punto de vista experimental, esta cantidad tiene especiales características ya que existe una cancelación de problemas sistemáticos: por un lado, es una cantidad independiente de la luminosidad recogida; por otro lado, depende mínimamente de errores de reconstrucción o ineficiencias, siempre que éstos aspectos sean independientes de la carga del fermión producido [5].

De manera semejante a lo que ocurre con la sección eficaz, se puede describir la asimetría, con muy buena aproximación, mediante una convolución de expresiones "Born-mejoradas" con funciones de radiación [22]:

$$A_{fb} = \sigma^{-1}\ F_{FB}\ \int_{z_0}^{1} \frac{4z}{(1+z)^2} \left(G_\sigma(z,s) + G_{FB}(z,s)\right)\ \left(\sigma A_{fb}\right)^0 (zs)\ dz$$

donde $G_\sigma(z,s)$ es la misma función de radiación utilizada en el caso de la sección eficaz total y G_{FB} es una contribución adicional (pero no demasiado significativa), consecuencia de que la asimetría es una cantidad menos inclusiva que la sección eficaz:

$$\begin{aligned} G_{FB} = &- \frac{\alpha}{\pi}\ \log \frac{4z}{(1+z)^2} \\ &+ \frac{\beta^2}{16}\ \left(\frac{v^3}{2z} - (1+z)\log z + 2v + \frac{v^2}{\sqrt{z}}\left(\cot^{-1}(\sqrt{z}) - \tan^{-1}(\sqrt{z})\right)\right) \end{aligned}$$

El factor $\frac{4z}{(1+z)^2}$ en el integrando se debe al hecho de que al existir emisión de fotones, los ángulos CM y LAB de los fermiones finales no coinciden, por lo que la asimetría también cambia. Dicho factor supone que los fotones han sido emitidos en la dirección de las partículas incidentes (fotones colineales). El cambio de variable y las expresiones relevantes son:

---

[5] Esto será analizado con más detalle en capítulos posteriores.

$$\cos\theta_{LAB} = \frac{\cos\theta_{CM} - \beta}{1 - \beta\cos\theta_{CM}}$$

$$\beta = \pm\,\frac{1-z}{1+z}$$

$$A^0_{fb\ LAB} = \left(1-\beta^2\right) A^0_{fb\ CM} = \frac{4z}{(1+z)^2}\, A^0_{fb\ CM}$$

Por último, las correcciones de estado final vienen determinadas por F_{FB}. Este factor sólo es diferente de 1 en el caso de que las partículas finales sean quarks pesados, en cuyo caso existe una corrección QCD no despreciable, y que puede expresarse de forma aproximada como sigue [23]:

$$F_{FB} = 1 + \frac{4\alpha_s\, m(quark)}{3\sqrt{s}}$$

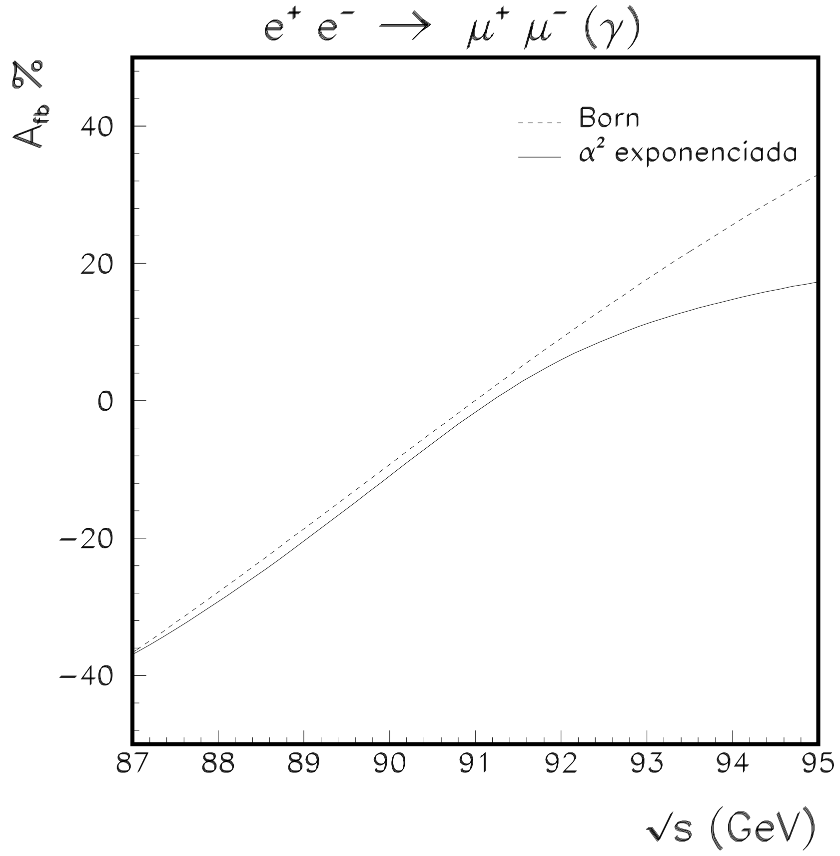


Figura 7. Asimetría de carga "Born" y "orden α^2 exponenciada" para la reacción $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ en función de la energía.

En la figura 7 se puede observar la diferencia entre la asimetría Born y la asimetría obtenida tras la aplicación de las correcciones QED de segundo orden antes citadas para el canal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Es prácticamente nula para $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$, por ser proporcional al acoplo vectorial leptónico $\overline{g}_{vl}$, que es muy reducido, mientras que el resto de la forma viene determinada por el término de interferencia $\gamma - Z^0$, proporcional a las constantes axiales y modulado en amplitud y signo por el factor $s - \mathrm{M}_Z^2$. En cuanto a la influencia de las correcciones QED, no es tan drástica como en el caso de la sección eficaz, por presentar variaciones más suaves, siendo más patente por encima del pico del Z^0, donde se produce un descenso, debido a que los fotones emitidos tienden a colocar la energía efectiva en M_Z, donde la asimetría es prácticamente nula.

REFERENCIAS

[1] S. L. Glashow, Nuclear Physics 22 (1961), 579.
S. Weinberg, Physical Review Letters 19 (1967), 1264.
A. Salam, Proceedings 8^{th} Nobel Symposium (1968), Estocolmo, Ed. Svartholm.

[2] A. Hime and N. A. Jelley, Physics Letters B 257 (1991), 441.

[3] Consoli and Hollik in “Physics at LEP”, Vol I CERN 89-08.

[4] M. Böhm, W. Hollik, H. Spiesberger, Z. Physics C27 (1985), 523.
W. Hollik, DESY 88-188 (Diciembre 1988).

[5] D. C. Kennedy, B. Lynn, SLAC-PUB 4039 (1986, revised 1988).

[6] D. Y. Bardin et al. Computer Physics Communications 59 (1990), 303.

[7] H. Burkhardt et al., Z. Physics C43 (1989), 497, y “Polarization at LEP”, CERN Yellow Report 88-06(1988), página 145.

[8] W. Wetzel, Nucl. Phys. B227 (1983) 1.

[9] W. Hollik, Fortsch f. Physik 38 (1990) 65.
B. A. Kniehl,J. H. Kühn, R. G. Stuart, Phys. Lett. B124 (1988) 621.
D. C. Kennedy et al., Nucl. Phys B231 (1989) 83.

[10] F. Block and A. Nordsieck, Physical Review D52 (1937), 54.

[11] F. A. Berends, S. Jadach, R. Kleiss, Nuclear Physics B202 (1982), 63.

[12] F. A. Berends, G. Burgers, W. L. Van Neerven, Nuclear Physics B297 (1988), 429.

[13] M. Martínez et al., “Model independent fitting to the Z line shape”, CERN-PPE/90-109.

[14] S. Jadach, Z. Was, Physics Letters B219 (1989), 103.
S. Jadach, J. H. Kühn, R. G. Stuart, Z. Was, Z. Physics C38 (1988), 609.

[15] D. R. Yennie, S. C. Frautschi, H. Suura, Annals of Physics 13 (1961), 379.

[16] S. Jadach, B.F.L. Ward in “Radiative corrections for e^+e^- collisions”, Edited by J. H. Kühn, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1989, pagina 118.
S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, CERN-TH-5994/91.

[17] G. Altarelli, Physics Reports 81 (1982), 1.

[18] G. Bonvicini, L. Trentadue, UM-HE preprint 88-36.

[19] J. E. Campagne, Ph.D. thesis, LPNHEP 89-02.
J. E. Campagne and R. Zitoun, LPNHEP 88-06.

[20] E. A. Kuraev and V. S .Fadin, Soviet Journal of Nuclear Physics 41 (1985), 466.
O. Nicrosini and L. Trentadue, Physics Letters 196B (1987), 551.

[21] J. H. Kühn, P. M. Zerwas in "Physics at LEP" Vol. 1, CERN 89-08, pagina 271.

[22] D. Yu. Bardin et al., CERN-TH-5411/89 (1989).
W. Beenakker, F. A. Berends, W. L. van Neerven, in "Radiative Corrections for e^+e^- Collisions", Edited by J. Kühn, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1989).

[23] A. Djouadi, J. H. Kühn, P. M. Zerwas, MPI-PAE/Pth/48/89.

CAPITULO 2

El dispositivo experimental

2.1. Introducción

En este capítulo se describe el dispositivo experimental utilizado para la obtención de los datos cuyo análisis ha sido el objetivo fundamental de esta memoria.

Este experimento ha sido posible gracias, en primer lugar, a las instalaciones del CERN (Laboratorio Europeo de Física de Partículas), y en particular al complejo de aceleradores que tiene al colisionador de electrones y positrones LEP (Large Electron Positron) como último eslabón. Es por ello obligado empezar por describir LEP y sus características generales más importantes.

A continuación pasaremos a describir el sistema de detección. Fruto de una amplia colaboración internacional, en la que ha participado desde el principio el grupo experimental del CIEMAT, L3 es uno de los cuatro grandes detectores instalados en LEP. Está operativo desde la entrada en funcionamiento de LEP, en agosto de 1989. En este apartado explicaremos brevemente cuáles son los principales componentes del detector L3, y sus características más importantes.

El sistema de trigger y de adquisición de datos "online" son aspectos fundamentales del experimento a los que dedicaremos el siguiente apartado. Un sistema de trigger cuya eficiencia no está bien determinada puede introducir importantes errores sistemáticos en la muestra experimental. Lógicamente, nuestro énfasis se ha puesto en estudiar con detalle cómo ha funcionado el trigger de dimuones.

2.2. El colisionador LEP

Un colisionador e^+e^- a energías del orden de 100 GeV reúne las mejores condiciones para permitir la medida precisa de los parámetros relevantes de la teoría electrodébil. Ello se debe a que las masas de los bosones responsables de la interacción débil, W y Z^0, están en ese rango de energías. En su primera fase LEP está operando precisamente en la región de energías centro de masas próximas al pico del Z^0. El alto valor de la sección eficaz en esa zona permitirá en pocos años alcanzar estadísticas muy elevadas. La producción de pares de W requiere mayor energía y habrá que esperar a una segunda fase de LEP.

En los colisionadores hadrónicos (Sp$\overline{\text{p}}$S(CERN), Tevatron(FERMILAB)) también se pueden producir estos bosones (de hecho la primera evidencia experimental directa de su existencia tuvo lugar en el Sp$\overline{\text{p}}$S del CERN [1]). Sin embargo, en ellos no es posible realizar estudios de alta precisión y gran estadística. Mientras en un experimento e^+e^- toda la energía de la colisión está disponible para la creación de nuevas partículas, en el caso hadrónico la energía disponible no es fija (obedece una cierta función de distribución dependiendo de los quarks existentes en los hadrones que colisionan) y además no se puede evitar la presencia de muchas otras partículas hadrónicas en el estado final que contribuyen a enmascarar la posible señal.

Más concretamente, en un colisionador como LEP se pueden medir de forma muy precisa los valores de las masas del Z^0 y del W, M_Z y M_W, así como sus propiedades de desintegración (anchuras hadrónicas y leptónicas, parámetros de acoplo). A partir de los valores medidos se pueden extraer importantes conclusiones . Por ejemplo, la anchura de desintegración del Z^0 nos da un conocimiento indirecto del número de familias de neutrinos ligeros dentro del marco del modelo estándar. De forma general, puede decirse que los datos de LEP van a someter a pruebas exhaustivas dicho marco teórico. Otras motivaciones que en su momento contribuyeron a la decisión de construir LEP, algunas de las cuales siguen manteniendo su validez, son las siguientes:

a) Búsqueda directa del quark "top". Si bien en la época de principios de los 80 los valores experimentales de límites inferiores a la masa del top eran muy pequeños (menores que 20 GeV en cualquier caso), en el momento de la entrada en funcionamiento de LEP, estos límites habían subido ya por encima de 40 GeV [2] lo que prácticamente descartaba la posibilidad de encontrar el top en LEP I. Los límites inferiores actuales se sitúan en torno a los 80-90 GeV [3] y los propios datos de LEP (como se presenta en este trabajo más adelante), sugieren que su masa se encuentra entre 100 y 200 GeV, lo que reduce las expectativas de encontrar el "top" en la fase segunda de LEP.

b) Búsqueda directa de la partícula Higgs. Este es un objetivo aún al alcance de LEP. Los límites actuales, obtenidos precisamente tras el análisis de los datos tomados hasta la fecha en LEP, excluyen la existencia de esta partícula con masa inferior a 40-50 GeV al 95% de nivel de confianza [4]. Con la estadística prevista en un futuro próximo, se podrá haber extendido la región de búsqueda hasta unos 60 GeV. Para ir aún más lejos habrá que esperar a la segunda fase de LEP.

c) Evidencia de procesos físicos más allá del modelo estándar. En este apartado podrían incluirse las búsquedas de nuevas partículas que están llevándose a cabo actualmente en LEP siguiendo las predicciones de diversos modelos alternativos o extensiones del modelo estándar: supersimetrías, tecnicolor, "compositeness", etc. Todas la búsquedas realizadas hasta el momento han dado resultados negativos, lo cual se traduce en diferentes límites y acotaciones a las respectivas teorías.

d) Nueva física, esto es, búsqueda de procesos o fenómenos inesperados, posibilidad que hay que tener en cuenta siempre que se aumenta el rango de energías estudiado hasta el momento.

2.2.1. Características generales

El colisionador de electrones y positrones LEP, instalado en el CERN (Ginebra), es un anillo en forma de circunferencia de unos 27 km de longitud, con 8 secciones equidistantes y rectilíneas donde se sitúan las áreas experimentales y los sistemas de aceleración. Un esquema simplificado se muestra en la figura 1. Es precisamente en estas áreas experimentales donde se instalan complejos sistemas de detección, y está previsto que los haces de electrones y positrones se crucen, de forma que las colisiones puedan tener lugar. Actualmente estos puntos de cruce corresponden a las zonas señaladas en la figura como L3, ALEPH, OPAL y DELPHI.

Figura 1. Localización geográfica del colisionador LEP y disposición de los puntos de interacción y aceleración.

En la figura 2 se muestra de forma simplificada el esquema de inyección de electrones y positrones. Consta de:

a) Un primer emisor de electrones asociado a un acelerador lineal (LINAC) de alta intensidad, que es lanzado contra un blanco con el fin de producir positrones. Los positrones proceden de los pares electrón positrón producidos a partir de los fotones de bremsstrahlung que se originan en el blanco.

b) Estos positrones son conducidos a un nuevo LINAC en el que existe un segundo emisor de electrones. Allí electrones y positrones pueden ser acelerados hasta unos 600 MeV, y acumulados conjuntamente en EPA (Electron-Positron Accumulator).

c) Tras los pasos anteriores, dichas partículas son aceleradas sucesivamente en los anillos PS (Proton-Synchrotron) y SPS (Super Proton-Synchrotron), donde alcanzan energías de 3.5 y 20 GeV respectivamente.

d) Finalmente, 4 “paquetes” de electrones y 4 de positrones son inyectados en LEP. Cada uno de estos paquetes contiene del orden de 10^{11} partículas y ocupa dimensionalmente un espacio de varios centímetros de longitud y varios milímetros cuadrados de sección transversal.

Figura 2. Esquema simplificado del sistema de inyección en LEP.

Después de la operación de inyección son necesarias otras operaciones adicionales dentro de LEP:

a) Los paquetes de electrones y positrones, que circulan por el interior de un único tubo de vacío en direcciones opuestas, son acelerados hasta las energías nominales. Esta operación suele ser denominada como “accelerating”, o “ramping”. La emisión de radiación sincrotrón por las partículas del haz es considerable (unos 200 MeV por revolución a 50 GeV) y debe ser compensada mediante cavidades de radiofrecuencia.

b) Una vez los paquetes han alcanzado la energía adecuada deben ser concentrados y focalizados convenientemente en los puntos de interacción, fase denominada “squeeze”. En este proceso son fundamentales los imanes cuadrupolares situados junto a cada uno de los puntos de interacción, que gozan de un mayor poder de curvatura. Es precisamente esta focalización la que hace posible que la probabilidad de colisión tenga un valor significativo. Una variable muy importante en este sentido es la luminosidad, que representa el número de colisiones "potenciales" en el punto de interacción por unidad de tiempo y de superficie transversa. En concreto:

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

siendo N el número de partículas por paquete, n el número de paquetes, f la frecuencia de revolución, y σ_x, σ_y medidas de la dispersión transversa de las partículas dentro del paquete. Esta luminosidad, multiplicada por la sección eficaz de colisión, es la que nos da el número de interacciones producidas por unidad de tiempo.

c) Durante o con posterioridad al "squeeze" es normal tener que realizar pequeñas correcciones en la órbita de los haces o los parámetros del acelerador ("orbit corrections", "tuning",...), con el fin de mejorar las condiciones de luminosidad o de reducir el fondo de interacciones espúreas en los detectores.

Cada período de colisiones comprendido entre diferentes llenados de LEP es denominado "fill". En la tabla 1 se muestra un conjunto de valores correspondientes a los "fills" de la última fase de toma de datos en 1990. Las luminosidades integradas en la tabla equivalen a luminosidades instantáneas del orden de 3 10^{30} cm^{-2} s^{-1} y a luminosidades máximas de $(7-8)$ 10^{30} cm^{-2} s^{-1}. Estos valores no están muy lejos del valor nominal de luminosidad previsto para LEP de 1.7 10^{31} cm^{-2} s^{-1}, que previsiblemente se conseguirá en 1991.

El programa previsto para LEP consta de dos fases, denominadas comúnmente como LEP I y LEP II. La primera, ya en funcionamiento, abarca energías cercanas a la masa del Z^0. Como puede verse en la tabla 1, los datos en 1990 se concentran en 7 puntos de energía, con la mayor estadística en el punto más cercano al pico y el resto distribuido aproximadamente por igual entre los tres puntos por encima y los tres puntos por debajo del pico. En LEP II, la energía se situará en el umbral de producción de $Z^0 \rightarrow W^+ W^-$ (en torno a los 160 GeV en el centro de masas), con el fin de medir con precisión la masa del bosón W, y entrará previsiblemente en marcha a partir de 1994. La fase LEP I admite también varias extensiones futuras:

a. LEP I con alta luminosidad. Consiste en la inyección de 8 paquetes de electrones y positrones en lugar de 4, doblando la luminosidad de la máquina. Está previsto que este esquema entre en funcionamiento en 1993. Otras opciones con mayor número de paquetes (hasta 32) también se encuentran bajo estudio, no siendo clara su viabilidad debido a los condicionantes de ritmo de recogida de sucesos que impone a los experimentos.

Fill	E_{haz}(GeV)	Fecha	Duración (hh:mm)	Lum. Int.(/nb)	e^-(mA)	e^+(mA)
371	45.643	02/08/90	9:32	109.7	1.52	1.44
372	47.138	03/08/90	21:36	150.4	0.87	1.54
373	45.639	05/08/90	15:27	242.0	1.67	1.67
374	45.154	06/08/90	8:09	87.8	1.00	1.63
375	47.136	07/08/90	1:02	20.5	1.34	1.22
376	47.137	07/08/90	8:38	134.0	1.64	1.16
378	45.638	09/08/90	11:32	135.6	1.66	1.02
379	46.140	10/08/90	10:06	126.6	1.50	1.16
380	46.139	10/08/90	13:16	183.5	1.78	1.21
381	45.637	11/08/90	1:00	36.3	1.76	1.75
382	45.639	11/08/90	3:00	92.7	1.81	1.59
383	45.638	11/08/90	10:14	227.0	1.86	1.67
384	44.636	12/08/90	1:33	38.3	1.21	1.77
385	44.653	12/08/90	8:09	178.7	1.72	1.34
386	45.637	13/08/90	19:35	281.3	1.67	1.68
387	45.638	14/08/90	1:27	27.9	1.29	1.30
395	45.635	18/08/90	2:30	24.8	0.83	1.08
397	45.637	18/08/90	11:05	107.8	0.66	1.88
398	45.637	19/08/90	0:12	2.4	0.97	0.98
399	44.136	20/08/90	3:30	71.0	1.47	1.72
401	44.139	20/08/90	12:30	234.5	1.65	1.57
402	45.639	21/08/90	9:35	278.6	1.68	1.65
403	46.636	21/08/90	13:14	204.8	1.41	1.56
404	45.639	22/08/90	3:10	52.1	1.44	1.05
405	45.631	22/08/90	13:00	137.9	1.15	1.30
406	47.136	23/08/90	3:55	53.4	1.15	1.13
407	47.136	24/08/90	5:55	145.0	1.60	1.60
408	45.638	24/08/90	13:05	250.0	1.64	1.65
409	46.135	25/08/90	13:50	207.6	1.60	1.60
410	45.636	26/08/90	11:20	119.3	1.53	1.28
411	44.637	26/08/90	2:20	79.8	1.59	1.90
412	44.637	27/08/90	10:15	237.3	1.63	1.79
413	45.638	27/08/90	12:10	184.6	1.49	1.61
414	45.639	29/08/90	4:20	131.9	1.76	1.74
415	45.639	29/08/90	3:50	18.4	0.58	0.82

Tabla 1. Parámetros característicos de los "fills" realizados por LEP durante la última fase de 1990. Las luminosidades integradas, equivalen a luminosidades instantáneas del orden de $3\ 10^{30}\ cm^{-2}\ s^{-1}$. La luminosidad máxima obtenida estuvo en torno a $8\ 10^{30}\ cm^{-2}\ s^{-1}$.

b) LEP I con haces polarizados. Este esquema permite una mayor sensibilidad a algunos parámetros relevantes del modelo estándar. Su entrada en funcionamiento dependerá de varios factores, principalmente de índole técnico-experimental.

Algunas cantidades relevantes del acelerador LEP se muestran en la tabla 2. En particular el conocimiento de la energía de los haces es de suma importancia en los resultados presentados en esta memoria, por tener incertidumbres del mismo orden que los errores experimentales, como veremos posteriormente en la memoria. Información más específica sobre LEP puede encontrarse en [5].

Luminosidad nominal	1.7 10^{31} cm^{-2} s^{-1}
Circunferencia	26.66 Km
Tiempo de revolución	88.9 μs
Número de áreas experimentales	4
Máxima energía por haz (fase I)	60 GeV
Dispersión en energía (σ_E/E)	10^{-3}
Número de paquetes	4
Longitud del paquete	18 mm
Número de partículas por paquete	4 10^{11}
Intensidad de corriente en promedio	3 mA
Radiofrecuencia	352 MHz
Pérdida de energía por vuelta	900 MeV
Número de dipolos	3368
Número de cuadrupolos	816

Tabla 2. Características relevantes del colisionador LEP.

2.3. El detector L3

El detector L3, situado en el punto 2 del colisionador LEP, es un detector multiuso especializado en la medida precisa de muones, electrones y fotones. En la figura 3 se presenta un esquema general del detector. Como puede apreciarse en dicho esquema, todo el detector se encuentra en el interior de un enorme imán, de tecnología convencional, que proporciona un campo magnético uniforme paralelo a la dirección de los haces (eje Z) de 0.5 T. La parte central del detector, formada fundamentalmente por la cámara de vértice y los calorímetros, está dentro del llamado tubo soporte, elemento estructural básico del conjunto. En el exterior del tubo se encuentra el espectrómetro de muones. Seguidamente se describen con mas detalle los principales componentes del detector y sus características. Información más completa al respecto puede encontrarse en [6].

Figura 3. Esquema general de L3 en el que se pueden observar los diferentes subdetectores que lo componen.

2.3.1. La cámara de vértice (TEC)

El detector de vértice de L3 ocupa la parte más interna del detector, rodeando el tubo del haz que tiene un radio de 8 cm y es de berilio. La figura 4 muestra sus principales componentes. Se trata de una cámara de deriva funcionando en modo “expansión de tiempo” (“Time Expansion Chamber”), esto es, una cámara en la que la nube electrónica deriva muy lentamente hacia el plano de hilos anódicos. Este hecho permite que la precisión en la medida de la posición aumente en comparación con otras cámaras de velocidad de deriva superior, siempre que se escoja un gas con bajo coeficiente de difusión [1]. El gas escogido para la cámara es una mezcla de $CO_2(80\%)$ e isobutano (20%).

---

[1] La dispersión en posiciones de la nube de deriva debida a la difusión es $\sqrt{2Dt}$, donde D es el coeficiente de difusión característico del gas a las condiciones de campo eléctrico, presión y temperatura elegidas y t es el tiempo de deriva. Dado que el valor de este tiempo de deriva ha sido aumentado para mejorar la resolución, el coeficiente de difusión ha de ser lo más reducido posible. Un gas típico con estas características es el CO_2.

Figura 4. Vista general de la cámara central de deriva de L3.

Los planos anódicos y catódicos de la TEC están dispuestos radialmente, formando 12 sectores internos y 24 sectores externos. Un esquema del método de detección aparece en la figura 5. Junto a los planos anódicos existen unas rejillas de potencial, que separan la zona de amplificación de la zona de deriva lenta, lo que permite ajustar convenientemente esta velocidad sin afectar a la recogida de la señal. Las señales recogidas en los hilos anódicos son digitalizadas con convertidores analógico-digitales especiales (Flash Analog to Digital Converters, FADC's) que permiten registrar la forma de los pulsos y medir de manera mucho más precisa la posición del centro de gravedad de la nube electrónica.

Además de hilos normales, existen dos tipos adicionales de ánodos sobre estos planos: hilos de división de carga, que permiten la medida de la coordenada Z, e hilos que permiten identificar el lado por el que se produjo la avalancha (ambigüedad izquierda-derecha). En total, el número de ánodos que actúan en la medida de una traza es 62, sobre una longitud de medio metro aproximadamente. La resolución ideal en el plano transverso es de 50 μm por hilo lo cual permite la identificación de la carga de una partícula de 50 GeV al 95% de nivel de confianza. La resolución efectiva alcanzada es inferior a 60 μm por hilo, como se puede comprobar en la figura 6. Como característica adicional, la cámara es totalmente eficiente en la separación de dos trazas próximas entre sí siempre que se encuentren distanciadas en un mínimo de 650 μm.

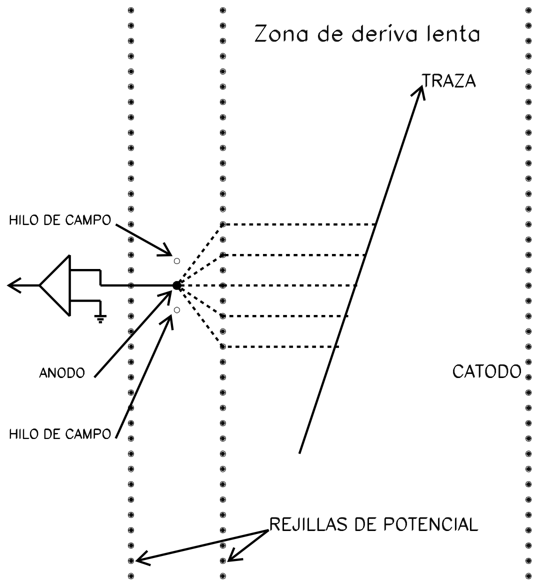


Figura 5. Modo de funcionamiento de la cámara de vértice (TEC). Se pueden apreciar los detalles referentes a la detección final del pulso en el plano anódico.

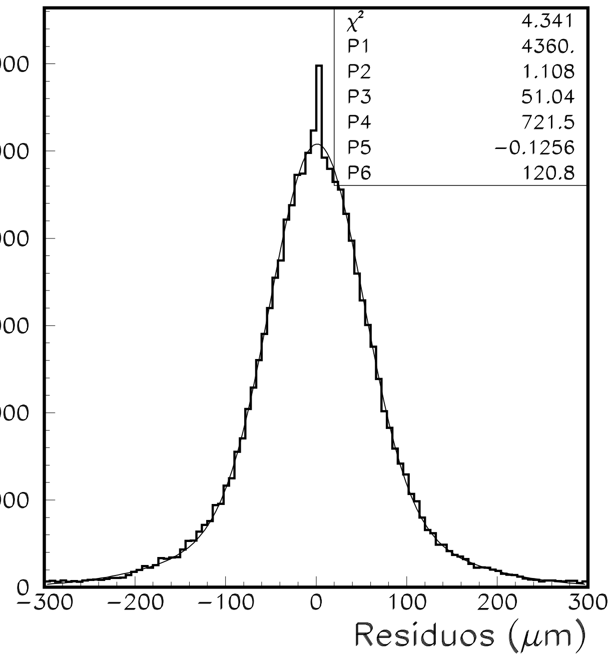


Figura 6. Resolución por hilo (en micras) en la cámara de vértice de L3 (TEC). El ajuste corresponde a dos gaussianas, de anchuras P3 y P6.

El hecho de que la TEC se encuentre muy próxima al tubo del haz permite también que la medida de la distancia transversa al vértice tenga una incertidumbre mínima, como se muestra en la figura 7. Esto facilita notablemente la identificación de los rayos cósmicos que contaminan nuestra muestra experimental.

Rodeando la cámara de deriva existen también cámaras proporcionales que permiten la medida de la coordenada Z con una resolución de 300 μm, así como un sistema de calibración "in situ", el PSF ("Plastic Scintillating Fibers").

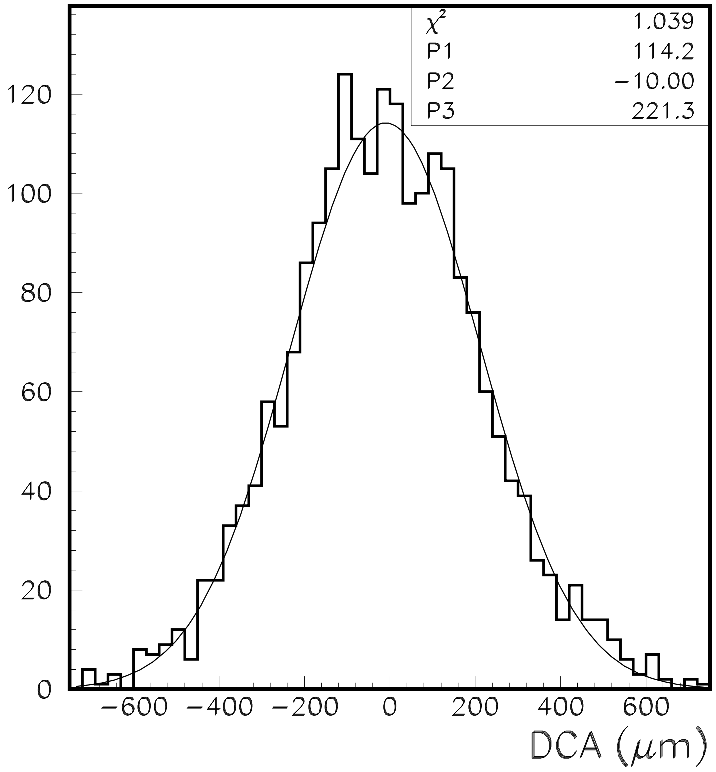


Figura 7. Mínima distancia transversa (en μm) al vértice de las trazas reconstruidas en la cámara de vértice de L3. El ajuste corresponde a una gaussiana de anchura P3.

2.3.2. El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético de L3, cuyo objetivo fundamental es la medida con mucha precisión de la energía de fotones y electrones, así como de su dirección, está compuesto de unos 11000 cristales de BGO (germanato de bismuto: Bi_4 Ge_3 O_{12}) en forma de pirámide truncada de bases 2×2 cm^2 y 3×3 cm^2 respectivamente y 24 cm de altura. Dichos cristales se disponen en una estructura soporte alrededor de la TEC, y apuntando al vértice de interacción, como se muestra en la figura 8.

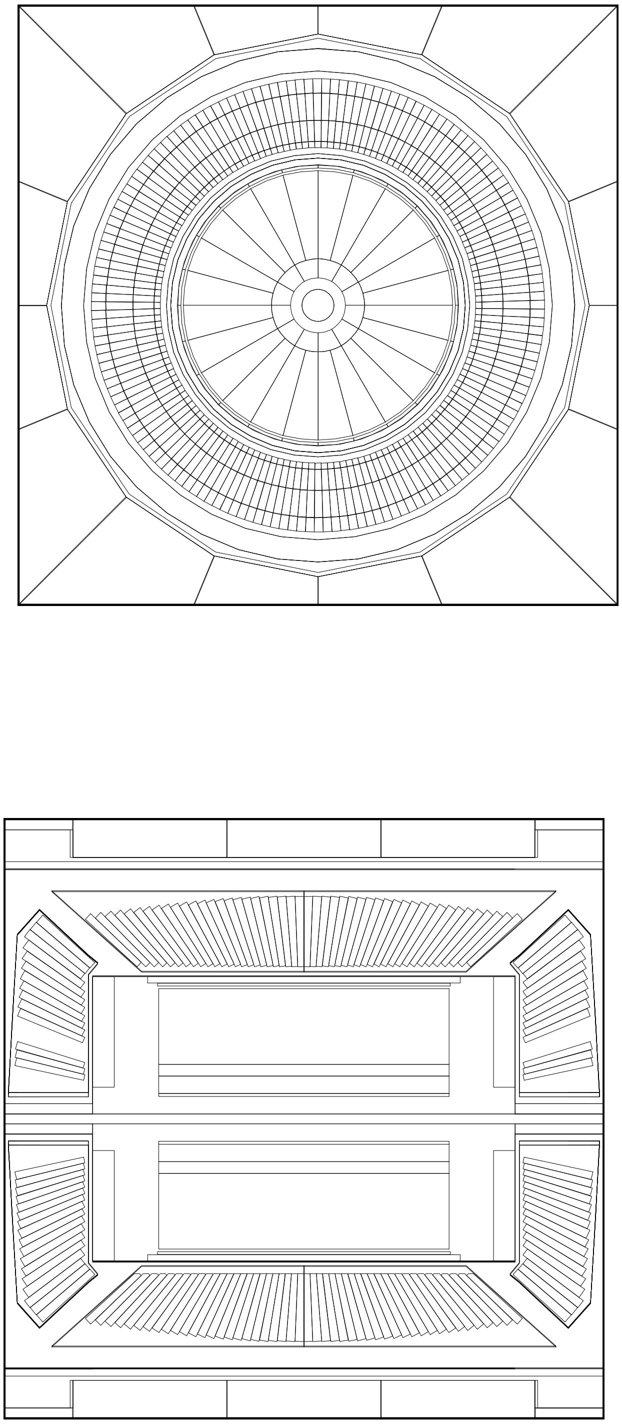


Figura 8. Vistas frontal y transversal mostrando los cristales de BGO del calorímetro electromagnético.

El BGO es un excelente centelleador primario que transforma una parte proporcional de la energía de ionización, producida por las partículas cargadas que lo atraviesan, en luz que es recogida por unos fotodiodos colocados en la parte posterior de cada cristal y transformada en señales eléctricas. Si la partícula que incide en el BGO es un electrón o un fotón, el proceso que tiene lugar es la producción de una cascada electromagnética con deposición total de la energía incidente en el calorímetro. De ahí que la medida de las señales eléctricas de los fotodiodos permita extraer, previa calibración cuidadosa, la energía inicial del fotón o del electrón en cuestión.

El BGO es un material no higroscópico. Esta característica, junto con sus bajos valores de longitud de radiación y de longitud de interacción, hacen del BGO un elemento ideal para fabricar un calorímetro compacto y que cubra un amplio rango de energías, con buena resolución angular y con excelente resolución en energía, del orden de 5% a 100 MeV y mejores que el 1% por encima de 1 GeV . La figura 9 muestra la resolución alcanzada con los datos de 1990 para partículas electromagnéticas a 45 GeV (canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$). Durante el año 1990 las partes anterior y posterior del calorímetro no habían sido instaladas aún, por lo que la aceptancia en ese periodo queda reducida a la región en la que el ángulo polar (con respecto al eje Z) es $42^\circ < \theta < 138^\circ$.

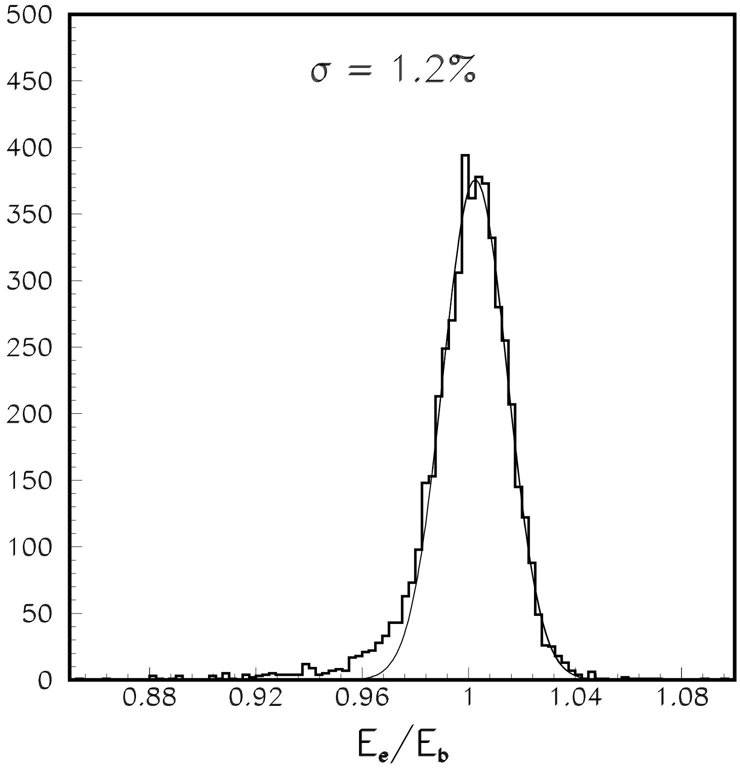


Figura 9. Resolución energética del BGO a 45 GeV, utilizando los datos del proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ tomados por el detector L3 durante 1990.

2.3.3. Contadores de tiempo de vuelo

Entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico se sitúan los contadores de tiempo de vuelo. Se trata de 30 tiras de plástico centelleador de 1 cm de espesor dispuestas longitudinalmente siguiendo la forma del calorímetro hadrónico. Cada una cubre pues un sector de ángulo azimutal ϕ en la región $|\cos\theta| < 0.83$, tal y como se muestra en la figura 10.

Figura 10. Vistas longitudinal y transversal de la disposición del barril de centelleadores en L3. En esta última vista se puede apreciar cerca del plano horizontal una pequeña región no cubierta por estos plásticos, debido a la existencia de los raíles para movimiento del BGO.

Los plásticos llevan en cada uno de sus dos extremos un fotomultiplicador. El paso de una partícula ionizante a través de uno de los centelleadores produce pues una señal en cada uno de los dos fotomultiplicadores asociados. El tiempo de llegada de estas señales es medido mediante TDCs (Time to Digital Converters), dando lugar a dos tiempos: t_1 y t_2. La relación de t_1 y t_2 con el tiempo de paso T y la coordenada Z de la partícula detectada viene dada por:

$$T = (t_1 + t_2)/2$$
$$Z = v\ (t_1 - t_2)/2$$

donde $v \simeq 150$ mm/ns es la velocidad de propagación de la señal a lo largo del plástico y se ha supuesto que t_1 es el tiempo de llegada al extremo situado en $Z < 0$.

En el caso de sucesos con dos muones en el estado final, es posible determinar de forma muy precisa T y Z a partir de las trazas reconstruidas en el espectrómetro de muones. Se puede por tanto utilizar esos valores para realizar una calibración final más precisa de los $t_0's$ (origen de la escala de tiempos para t_1, t_2) en cada plástico. La resolución alcanzada mediante este método se muestra en la figura 11, siendo de unos 0.5 ns. La separación entre sucesos provenientes del vértice de interacción y rayos cósmicos, cuya diferencia de tiempos es de unos 6 ns, es bastante clara, como se puede observar en la figura 12.

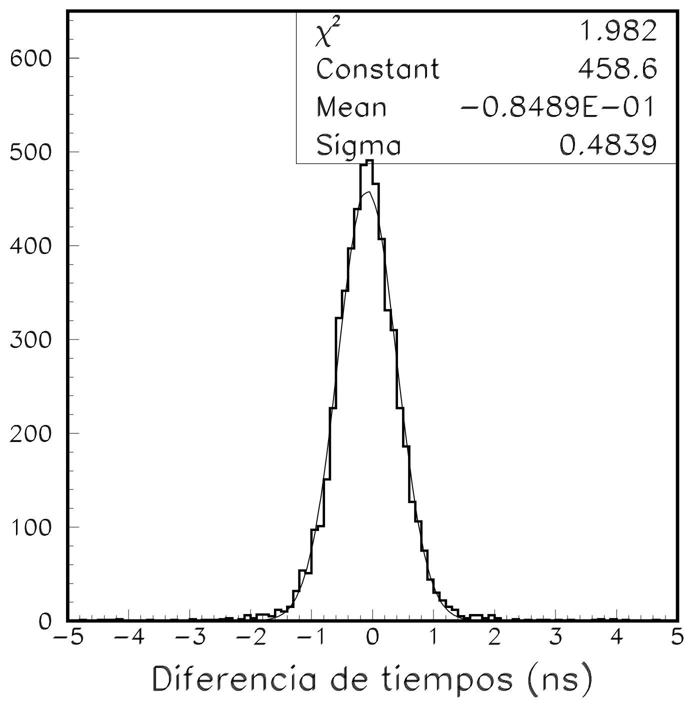


Figura 11. Resolución en tiempo de los centelleadores de L3 tras la calibración usando sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$.

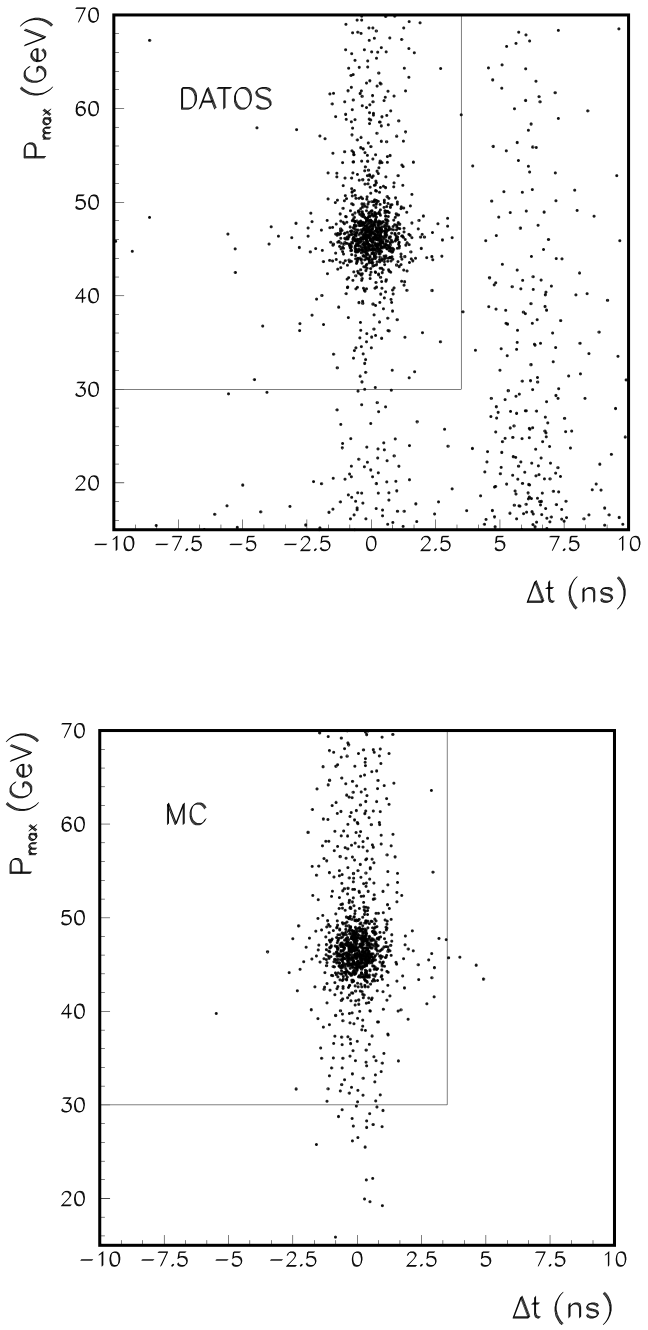


Figura 12. Momento del muón más energético frente a la diferencia de tiempos entre ambos muones. En la figura se representan datos y Monte Carlo, donde se han impuesto ligeros cortes en la extrapolación al vértice de las trazas muónicas (200 mm). La concentración de sucesos en torno a $\Delta t = 6$ ns corresponde a rayos cósmicos que no aparecen en la simulación, pero que son fácilmente identificables. La concentración de sucesos en torno a $\Delta t = 0$ ns y bajo momento corresponde a sucesos $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ y $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \mu^+\mu^-\nu\nu$

2.3.4. El calorímetro hadrónico y el filtro de muones

Si bien los fotones y electrones no atraviesan más allá del calorímetro electromagnético, sí pueden hacerlo los hadrones. El objetivo del calorímetro hadrónico es precisamente medir esa energía no depositada en el BGO. El calorímetro hadrónico de L3 tiene uranio como principal material absorbente. Dada la pequeña longitud de absorción del uranio, el volumen necesario para la detección de partículas hadrónicas es menor que si se hubiese elegido cualquier otro material. Los módulos que componen este calorímetro disponen de varias capas de cámaras proporcionales como componente activo que permite medir la dirección y energía de las partículas incidentes. Un esquema de su disposición en L3 aparece en la figura 13. Consta de dos regiones bien diferenciadas: la zona central ($35^\circ < \theta < 145^\circ$), llamada "barrel" y las zonas de bajo ángulo o "endcaps" ($5.5^\circ < \theta < 35^\circ$ y $145^\circ < \theta < 174.5^\circ$). El número de longitudes de absorción es en cualquier dirección superior a 4. La resolución alcanzada en el pico del Z^0 para los sucesos $e^+e^- \rightarrow hadrones$ recogidos durante 1990 fue de un 10% en la zona "barrel" como se puede comprobar en la figura 14, y ligeramente peor, del orden del 14% en los "endcaps".

Rodeando la parte central se encuentra el filtro de muones, que proporciona una longitud de absorción adicional al calorímetro en la zona cubierta por el detector de muones.

Figura 13. Esquema general del calorímetro hadrónico de L3.

Figura 14. Resolución obtenida en 1990 en sucesos $e^+e^- \rightarrow hadrones$, para la parte central del calorímetro hadrónico.

2.3.5. Detector de muones

Es una de las partes más relevantes de L3. Especialmente diseñado para obtener la mayor precisión posible en la medida del momento de los muones, ocupa toda la parte exterior del detector, desde el tubo soporte hasta la bobina del imán, y está compuesto por 16 módulos semejantes, llamados "octantes", debido a su disposición particular, que les permite cubrir 1/8 del ángulo total en el plano $r\phi$; 8 de ellos se disponen en la zona con $Z < 0$ y los otros 8 en la zona con $Z > 0$, sobre dos ruedas diferentes, tal y como se muestra en la figura 15. Cada octante está compuesto de dos tipos diferentes de cámaras de deriva, denominadas comúnmente P y Z.

Las cámaras P miden las coordenadas de paso del muón en la proyección $r\phi$, perpendicular a la dirección del campo magnético, y por tanto permiten calcular su momento a partir de la curvatura. Una vista global de un octante en esta proyección se muestra en la figura 16. La trayectoria es determinada mediante 3 niveles de cámaras de deriva, llamadas MI (interna), MM (media) y MO (externa), con 16, 24 y 16 hilos sensores, respectivamente.

Dado que estas cámaras están bastante separadas entre sí, la medida equivale esencialmente a medir 3 puntos con precisiones de $\frac{\sigma}{\sqrt{16}}$, $\frac{\sigma}{\sqrt{24}}$ y $\frac{\sigma}{\sqrt{16}}$, respectivamente, donde σ es la resolución por hilo (unas 200 μm).

Figura 15. Vista global del espectrómetro de muones de L3. Los octantes que lo componen se disponen en dos ruedas diferentes, llamadas "ferris wheels", que pueden girar sobre su eje gracias a unos colchones de aire ("air pads"), permitiendo la colocación y extracción de los octantes por la parte superior del detector.

El gas utilizado es una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%), que ofrece una buena estabilidad de la velocidad de deriva frente a variaciones del potencial aplicado o la proporción en la mezcla de gases.

Las cámaras Z miden las coordenadas del muón en la proyección longitudinal, paralela al campo magnético. Existen 4 niveles de cámaras Z dentro de un octante, llamadas II, IM, OM y OO. Las cámaras II e IM cubren a las cámaras MI, mientras que las OM y OO actúan como cubierta de las cámaras MO, como se muestra en la figura 17. No existe medida de la coordenada Z a la altura de las cámaras MM, con el fin de evitar que la dispersión culombiana provoque desviaciones en la trayectoria circular. El gas utilizado en este caso es una mezcla de argón(91.5%)-metano(8.5%), que permite alcanzar resoluciones globales inferiores a 1 mm.

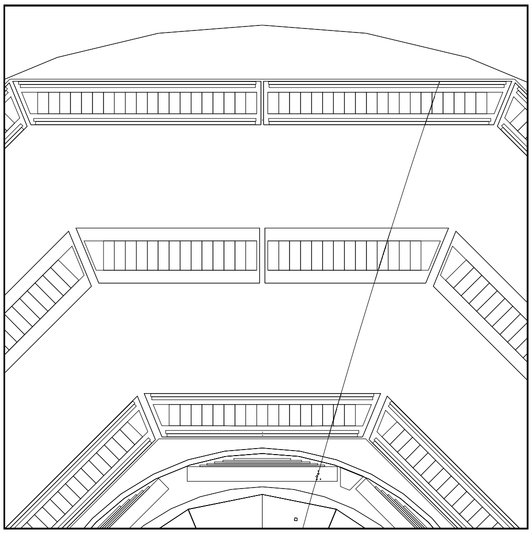


Figura 16. Vista de un octante en la proyección transversa, mostrando los 3 niveles (MI, MM, MO) de cámaras P.

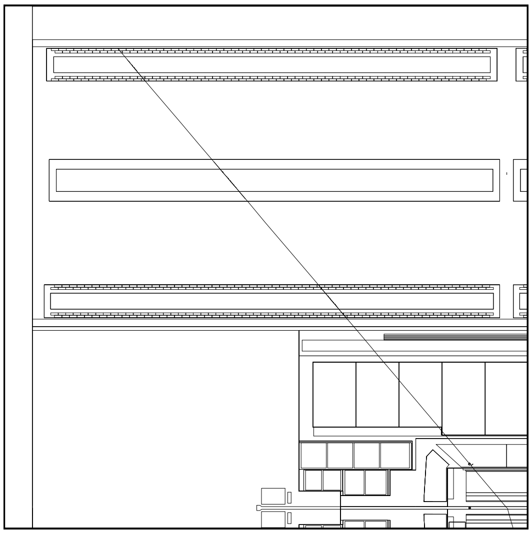


Figura 17. Vista de un octante en la proyección longitudinal, mostrando los 4 niveles (II,IM,OM,OO) de cámaras Z.

El momento de un muón viene dado por:

$$p(\mathrm{GeV})\ \sin\theta = 0.3\ B(\mathrm{T})\ R(\mathrm{m}) \simeq \frac{0.3\ B(\mathrm{T})\ l^2(\mathrm{m})}{8\ s(\mathrm{m})}$$

donde θ es el ángulo que forma la traza con el eje Z, R es el radio de curvatura, B es el campo magnético existente (0.5 T) y s es la sagita del arco de circunferencia que describe el muón cuando recorre una longitud l en el octante ($l \simeq 3$ m). Esta sagita es la cantidad determinada experimentalmente, y de ella se extrae el valor de p. La expresión anterior permite además deducir cuáles son los factores que condicionan el error en la determinación del momento:

- El valor del campo magnético. Cuanto mayor sea B mayor será el valor de la sagita y por tanto el error relativo $\Delta s/s$ será menor.
- La longitud efectiva para la medida de la sagita. Un incremento de esta longitud es mucho más efectivo que un incremento en el campo magnético, debido a la dependencia cuadrática con l. Esta es claramente la opción escogida en el caso de L3.
- La incertidumbre en la medida de la sagita.

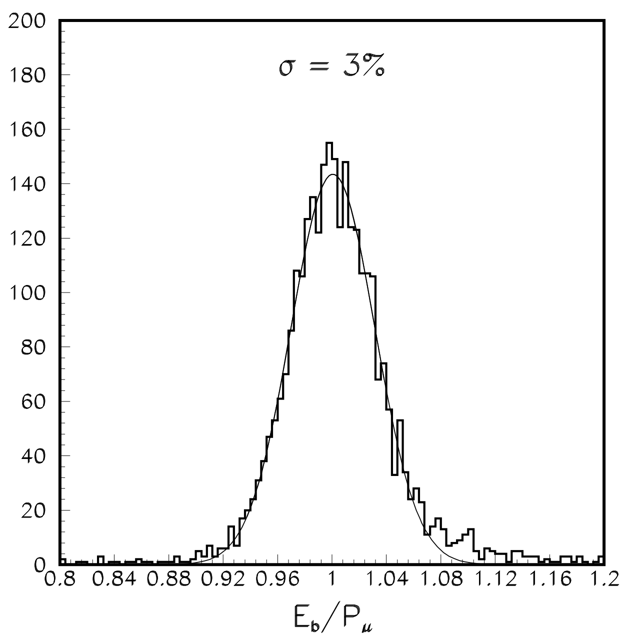


Figura 18. Resolución alcanzada en 1990 en la medida del momento en el espectrómetro de muones de L3.

Es pues claro que, una vez fijados B y l, optimizar al máximo la precisión en la medida del momento pasa por minimizar el error en la determinación de la sagita. En ello no sólo influye la indeterminación en la posición local medida por las cámaras de deriva, sino el error en las posiciones globales de los hilos anódicos. Para ser un poco más específico, un muón de 50 GeV da lugar a una sagita de 3.5 mm a lo largo de una longitud de unos 3 m dentro del octante. El objetivo que se perseguía cuando se diseñó el detector era medir el momento de ese muón con un 2% de resolución. Para ello es necesario que el error de medida en la sagita sea inferior a 70 μm. Como se explica con detalle en la referencia [7], esto ha requerido mucho trabajo de I+D en cámaras deriva y estructura soporte, así como en complejos sistemas optomecánicos y de laser UV para alineamiento, y también un sofisticado sistema de monitoraje, control y calibración de múltiples parámetros críticos.

Hasta el momento la precisión efectiva alcanzada con los datos del año 1990 para muones con señal en los tres niveles de cámaras P ha sido del 3%, como se muestra en la figura 18.

2.3.6. El monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad de L3 consta de dos calorímetros electromagnéticos de BGO, con cristales del mismo tipo que los utilizados en la parte central del detector. Están situados a muy bajo ángulo con respecto al haz en las zonas anterior y posterior del detector, respectivamente, cubriendo la región 24.93 mrad $< \theta, \pi - \theta <$ 69.94 mrad, Su segmentación en ϕ se puede observar en la figura 19. La resolución en energía es de un 2% a 45 GeV, y las resoluciones angulares son 0.4 mrad en θ y 0.5° en ϕ. Una descripción más detallada de este subdetector y de cómo se realiza la medida de la luminosidad en L3 puede encontrarse en el apéndice B de esta memoria.

2.4. El sistema de trigger de L3

En fase de operación normal de LEP, en el centro geométrico del detector L3 se cruzan los haces de electrones y positrones del orden de unas 450000 veces cada 10 segundos (1 cruce cada 22 μs). Por término medio sólo uno de esos cruces dará lugar a una interacción (suponiendo una sección eficaz total de 30 nb y una luminosidad media de 3 10^{30} cm^{-2} s^{-1}). Es importante por tanto el poseer un buen sistema de trigger (o sistema de disparo) de la cadena de toma de datos, que decida en el reducido espacio de tiempo entre colisión y colisión si se ha producido un suceso válido o no.

El sistema de trigger suele emplear una parte reducida de la información (la lectura completa requeriría tiempos del orden de 500 μs). En algunas ocasiones (es el caso de los calorímetros en L3) se realiza un reagrupamiento de varios canales para reducir el tiempo de lectura, mientras que en otras (como ocurre para el trigger de muones de L3) se utiliza un simple dato que indica si existe señal o no, sin que sea necesario que ésta sea analizada. El suceso es aceptado si dicha información satisface ciertos criterios, que deben ser lo suficientemente poco estrictos como para no perder sucesos válidos. Por otra parte es deseable rechazar el máximo número posible de sucesos espúreos.

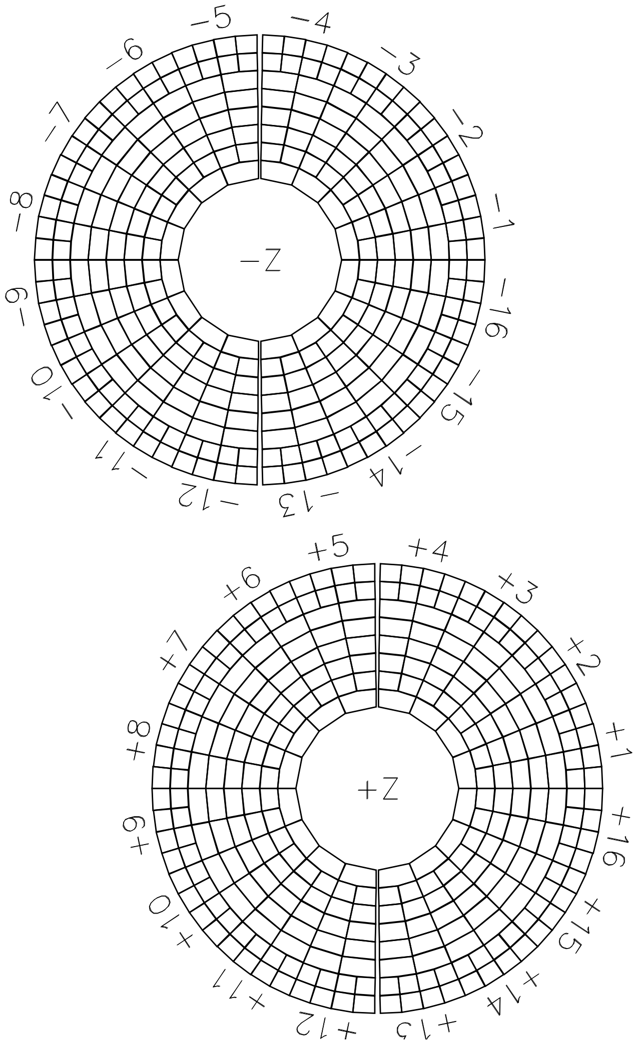


Figura 19. Vista transversal (plano XY) de la segmentación de los calorímetros de luminosidad de L3.

El sistema se estructura en varios niveles, siendo denominado "Nivel 1" el nivel primario que decide en los 22 μs entre colisiones. Una vez que un suceso es aceptado por el nivel 1, pasa al nivel 2, donde ya se dispone de más tiempo y alguna información adicional para poder analizar cada suceso y decidir (el ritmo de llegada de sucesos es menor, al haber sido rechazada la mayor parte de los datos en el primer nivel). Para ello, este nivel consta de varios procesadores trabajando en paralelo y asíncronamente con el flujo de datos del primer nivel. Si el suceso no ha sido desechado aún en esta fase, pasa al nivel 3, en el cual toda la información del suceso ha sido ya recogida (aunque todavía no registrada en cinta), y está disponible para que el suceso pueda ser procesado de manera análoga a la que se usará posteriormente en la reconstrucción offline. El suceso es "registrado" por el experimento sólo si no ha sido rechazado por ninguno de los tres niveles anteriores.

El diseño del trigger de L3 está pensado para los siguientes flujos de datos:

- 100 Hz tras el nivel 1 (el límite físico está en 500 Hz)

- 10-50 Hz tras el análisis del nivel 2

- 1-5 Hz tras el nivel 3

En la práctica, por tanto, una cinta escrita a un ritmo superior a 5 Hz es considerada como no válida para el análisis posterior. Es importante señalar que este proceso genera un tiempo muerto durante el cual el detector puede estar perdiendo datos. Por ejemplo, para un flujo de sucesos en que toda la información es leída (es decir, a la salida del nivel 2) de 20 Hz, y suponiendo un tiempo medio en la lectura de un suceso de 500 μs, se tendría un tiempo muerto del orden del 1% del tiempo total (500μs/suceso $\times$ 20 sucesos/s).

Además de la estructuración en niveles, el sitema está dividido en "subtriggers". El suceso es aceptado si ha satisfecho los criterios de cualesquiera de ellos. Además del trigger de muones, cuya descripción más detallada se realiza un poco más adelante, en L3 existen los siguientes:

a) **Triggers de energía.** Su objetivo es seleccionar sucesos con partículas de tipo electromagnético o hadrónico en base a sus deposiciones de energía en los calorímetros. Hay varios tipos:

   – **Trigger de energía total.** Exige una energía total superior a 15 GeV en la parte central o superior a 20 GeV dentro de todo el detector. Es el trigger principal para sucesos del tipo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ y $e^+e^- \rightarrow hadrones$.

   – **"Cluster trigger".** Exige una concentración de energía radial en una región reducida en (θ, ϕ). Selecciona sucesos cuya energía total no es muy grande, pero está acumulada en una zona reducida apuntando al vértice de interacción, como por ejemplo puede ser el caso de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$. El umbral exigido depende de la existencia o no de una traza cargada en la cámara de vértice, siendo de 3 GeV en el primer caso y de 7 GeV en el segundo.

   – **Trigger de fotón aislado.** Para seleccionar sucesos del tipo $e^+e^- \rightarrow \nu\nu\gamma$ este trigger debe aceptar un umbral energético muy bajo ($\leq$ 2 GeV durante 1990), lo que representa una gran dificultad y conlleva el funcionamiento obligado del nivel 3 en modo "rechazo".

– **Trigger de luminosidad.** Se trata de un trigger dedicado a seleccionar sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a muy bajo ángulo. Una descripción más detallada de sus criterios se puede encontrar en el apéndice B.

b) **Trigger de la TEC.** Su objetivo es seleccionar sucesos en los que se han producido trazas cargadas provenientes del vértice de interacción. Para ello realiza un simple reconocimiento de formas ("track finder") que tiene como consecuencia la identificación de trazas con total eficiencia por encima de 100-150 MeV. El trigger exige que existan al menos 2 trazas que cumplan $|180 - \Delta\phi| < 60°$.

c) **Trigger de multiplicidad en los centelleadores.** Se exige más de un cierto número de plásticos de centelleo que hayan dado señal. Se utiliza principalmente como trigger de control para sucesos hadrónicos.

2.4.1. Trigger de muones

Su objetivo es seleccionar todo tipo de sucesos que tengan algún muón en el estado final. En particular este trigger selecciona los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ que son el objeto de esta memoria.

El primer requisito del trigger es que exista al menos 1 señal en los contadores de tiempo de vuelo, señal que debe estar en coincidencia con el tiempo de cruce, dentro de una ventana de 60 ns. Este requisito previo debe además complementarse con una respuesta positiva de al menos uno de los tres siguientes subtriggers :

a) **Muón único (SM, single muon).** Se exige que al menos 2 de las tres capas de cámaras P, y 3 de las 4 capas de cámaras Z, proporcionen señal compatible con la trayectoria del muón. Esta compatibilidad se pone de manifiesto mediante una comparación de las celdas de las cámaras que tienen señal con los posibles caminos ("roads") que un muón puede seguir, caminos que han sido obtenidos a partir de un estudio Montecarlo.

b) **Dimuón (DM, dimuon).** Se exige que haya al menos dos muones en octantes no contiguos en ϕ. Cada uno de los muones debe tener al menos 2 de las 3 capas de cámaras P con señal compatible con la trayectoria del muón. Además, cada muón debe tener al menos 1 señal en las capas II o IM de cámaras Z (las capas más internas). Existen condiciones especiales aplicadas al caso en que los muones tengan un valor de θ próximo a 90 grados, con objeto de minimizar pérdidas en la zona entre las ruedas de los octantes ("ferrys wheels").

c) **Muones a pequeño ángulo (SA, small angle).** Considera el caso en que los muones por razones de aceptancia geométrica sólo atraviesan una cámara P, la MI. Se exige que los dos muones estén en distintas "ferrys wheels" y que haya señales en cámaras MI de octantes opuestos (o casi opuestos) en ϕ.

2.5. Procesado de los datos

Cuando un suceso ha sido aceptado por todos los niveles de trigger es almacenado en cinta y pasa a una etapa posterior de procesado, denominada comúnmente “offline”, para diferenciarla de la etapa anterior a nivel de detector, que es denominada “online”. El procesado “offline” tiene como objetivo central el actuar como intermediario entre los datos “en bruto” procedentes del detector y las cantidades físicas que constituyen el resultado final del experimento.

Para la consecución de este objetivo la colaboración L3 dispone de un ordenador IBM (LEPICS) y de una red de estaciones APOLLO con capacidades gráficas en la mayor parte de los modelos, lo que permite el estudio visual de los sucesos (“scanning”). El lenguaje de alto nivel utilizado es FORTRAN-77, y la mayor parte del código utilizado hace un uso intensivo de paquetes de subrutinas creados por el CERN [8], de amplio uso dentro de la comunidad de altas energías.

La primera fase “offline” es la llamada de reconstrucción, o también de “producción”. A partir de la cinta inicial se realizan las siguientes tareas:

a **Validación.** Consiste en comprobar que los datos provenientes del detector fueron tomados en buenas condiciones. Si el resultado de la comprobación es positivo se procede a su decodificación.

b **Reconstrucción.** La información, ya preprocesada, es convertida en cantidades más significativas para el análisis (momentos, energía, carga, vértices, parámetros de los “jets” hadrónicos,...). Esta fase se realiza de forma modular, reconstruyendo la información de cada sub-detector por separado en un primer paso, y pasando a continuación a una reconstrucción global, cuya finalidad es la identificación y caracterización de partículas y “jets”.

c **Preselección.** Finalmente se procede a una pre-selección de sucesos en la que se trata de dividir la muestra según los distintos canales físicos estudiados. Con esto se consigue una muestra mucho más manejable para el análisis final.

d **“Output”** Los sucesos seleccionados que forman parte de un mismo canal físico son concatenados en un mismo fichero de datos, para ser almacenados posteriormente en cinta.

Por la importancia que tiene el proceso de reconstrucción de muones en nuestro análisis posterior, hemos dedicado un esfuerzo importante a entender y desarrollar esta parte del código. Los procedimientos de identificación y caracterización de trazas en el espectrómetro de muones de L3 se explican con detalle en el apéndice A.

Otra parte muy importante del “software offline” corresponde a la simulación de sucesos a través del detector. Dada la cantidad ingente de sucesos esperada en LEP I, es muy importante el poseer una producción “Monte Carlo” con una estadística superior a la de datos. La simulación consta esencialmente de tres fases:

a) **Generación de sucesos.** En esta fase se generan mediante métodos Monte Carlo los cuadrimomentos y cargas de las partículas producidas en el tipo de reacción que se desea estudiar.

b) **Simulación.** Los sucesos ya generados son llevados a través del detector teniendo en cuenta las interacciones aleatorias que puede tener con la materia. El resultado de la operación es un fichero semejante al de los datos reales, tras haber digitalizado las respuestas del detector al paso de cada partícula.

c) **Reconstrucción.** El fichero obtenido tras la simulación es reconstruído de manera análoga a los datos reales, produciendo el mismo de tipo de ficheros para el análisis, y haciendo así más simple el cálculo de eficiencias o aceptancias teóricas.

REFERENCIAS

[1] UA1 collaboration, G. Arnison et al, Phys. Lett. 122B, (1983)103.
UA1 collaboration, G. Arnison et al, Phys. Lett. 126B, (1983)398.
UA2 collaboration, P. Bagnaia et al, Phys. Lett. 129B, (1983)130.

[2] UA1 collaboration, C. Albajar et al, Z. Phys. C37 505.

[3] CDF collaboration, F. Abe et al, Phys. Rev. D43 (1991)664.
K. Sliwa, en "High Energy Hadronic Interactions", Proceedings of the 25th Rencontre de Moriond, Les Arcs, France, 1990, Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1990.

[4] L3 collaboration, B. Adeva et al, Phys. Lett. B257 (1991)450.
ALEPH collaboration, D. Decamp et al, Phys. Lett. B246 (1990)306.
DELPHI collaboration, P. Abreu et al, Nucl. Phys. B342 (1990)1.
OPAL collaboration, M. Z. Akrawy et al, Phys. Lett. B253 (1991)551.

[5] LEP Design report, vol. I: "The LEP injection chain", CERN/SPS/83-26.
LEP Design report, vol. II: "The LEP main ring", CERN/LEP/84-01.
ECFA 81/54 General meeting on LEP, Villars.
G. Bachy, A. Hofmann, S. Myers, The LEP collider: construction, project status and outlook, CERN 89-44.

[6] L3 collaboration, B. Adeva et al, Nuclear Instruments and Methods A 289 (1990), 35.
E. González, The L3 detector for LEP I, en PHYSICS AT LEP, editado por M. Aguilar-Benítez y M. Cerrada, World Scientific. Proceedings of the XVII International Meeting on Fundamental Physics (1989).
O. Adriani et al., Hadron calorimetry in the L3 detector, CERN-PPE/90-158.

[7] E. González, Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1990).

[8] R. Brun, M. Goosens and J. Zoll, ZEBRA user guide, CERN/DD program library entry Q100.
J. Zoll, PATCHY, CERN Program Library, entry L400.
R. Brun et al., GEANT3 Users Guide, CERN/DD/EE/84.1.

CAPITULO 3

Selección de la muestra

3.1. Introducción

Los datos de los que hemos partido para nuestro análisis fueron tomados durante el año 1990. En este capítulo se describe el procedimiento que hemos aplicado para seleccionar la muestra de sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$. Con los criterios utilizados, que presentamos en la sección 2, se pretende reducir al máximo el ruido de fondo proveniente de otros procesos perdiendo el mínimo posible de la señal correspondiente a los buenos sucesos.

La sección 3 está dedicada precisamente a estimar la contaminación que queda en nuestra muestra. Por último, en la sección 4, tratamos el problema de la determinación de la aceptancia, esto es, cómo hemos estimado la cantidad de buenos sucesos que se han perdido y no están por tanto presentes en la muestra seleccionada.

3.2. Criterios de selección

Una primera preselección de sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$ se realiza automáticamente en la primera fase de reconstrucción de los datos registrados por el detector. En esta fase se utiliza únicamente la información procedente del espectrómetro de muones y de los contadores de tiempo de vuelo. Los criterios utilizados son muy poco estrictos, con objeto de perder un número mínimo de sucesos:

1. Deben existir 2 ó más trazas identificadas en el detector de muones,y al menos una con más de 2 GeV.

2. La extrapolación al vértice de las trazas reconstruidas debe ser tal que alguna de ellas tenga un parámetro de impacto inferior a 200 mm en el plano transverso (plano XY): $d_\perp$ min $<$ 200 mm. En la dirección longitudinal (Z) debe cumplirse una condición análoga: $d_\parallel$ min $<$ 200 mm.

3. Alguno de los muones debe dar lugar a una señal en los contadores de tiempo de vuelo ($t_{\rm sc}$). Además esta señal debe coincidir con el instante de paso del muón ($t_{\rm tof}$) dentro de una ventana de tiempo de 4 ns: $|\, t_{\rm sc} - t_{\rm tof} \,| < 4$ ns.

La selección final de la muestra para el análisis de sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$ en el detector L3 utiliza, además de los contadores y las cámaras de muones, la información proveniente de la cámara central de deriva TEC. Sólo sucesos en los que estos componentes funcionaron correctamente han sido utilizados. Los criterios de selección son ahora algo más estrictos que los aplicados en la fase de preselección:

1) Deben existir al menos dos muones en el suceso dentro de la región fiducial definida por $|\cos\theta\,| <$ 0.8 donde θ es el ángulo de cada muón con respecto al eje Z. Además:

a) Ambos muones deben tener un momento de al menos 2 GeV y la acoplanaridad entre ellos [1] debe ser inferior a 90°.

b) Las extrapolaciones de las trazas muónicas deben satisfacer:

$$d_\perp \text{ min} < 100 \text{ mm}$$

$$d_\parallel \text{ min} < 100 \text{ mm}$$

2) El momento del muón mas energético debe ser mayor que dos tercios de la energía del haz: Pmax $> 2/3\ E_{\mathrm{b}}$

3) Al menos uno de los muones tendrá asociada una señal en el contador de tiempo de vuelo, y se debe cumplir que $|\, t_{\mathrm{sc}} - t_{\mathrm{tof}}\, | < 3$ ns.

4) El suceso debe poseer al menos una y no más de 5 trazas en la TEC provenientes del vértice de interacción. Para ello se consideran sólo trazas cuya distancia transversa al vértice sea inferior a $d_{\mathrm{TEC}} = 5$ mm:

$$1 \ \leq\ N_{\mathrm{TEC\ tracks}} \ \leq\ 5$$

Las condiciones (1) deben ser consideradas como criterios de consistencia. En particular los cortes en momento mínimo y acoplanaridad son necesarios para asegurar que el suceso sea seleccionado por el trigger de dimuones. El hecho de que alguna de las trazas apunte al vértice tiene por objeto asegurar que el suceso proviene de la zona de interacción. El criterio sólo es exigido sobre uno de los dos muones, de forma que sea insensible a posibles errores de reconstrucción. En la figura 1 se muestran las distribuciones de la mínima distancia al vértice en ambas proyecciones, donde el resto de los cortes han sido ya aplicados.

La condición (2) permite eliminar la mayor parte de las contaminaciones procedentes de $\tau^+\tau^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow hadrones$ y sucesos de 4 fermiones. Sucesos $e^+e^- \rightarrow hadrones$ son también eliminados con el corte (4). Por último, los cortes (3) y (4) son muy efectivos para la eliminación y control de los rayos cósmicos registrados por el detector.

La muestra final así obtenida consta de 3245 sucesos, correspondientes a una luminosidad integrada de 5.4 pb^{-1}. Estos criterios de selección han sido utilizados para el análisis conjunto de hadrones y leptones de L3 del año 1990 [1].

---

[1] La acoplanaridad es el ángulo $180^\circ - \Delta\phi$, siendo $\Delta\phi$ el ángulo que forman las partículas en el plano XY, perpendicular al eje de los haces.

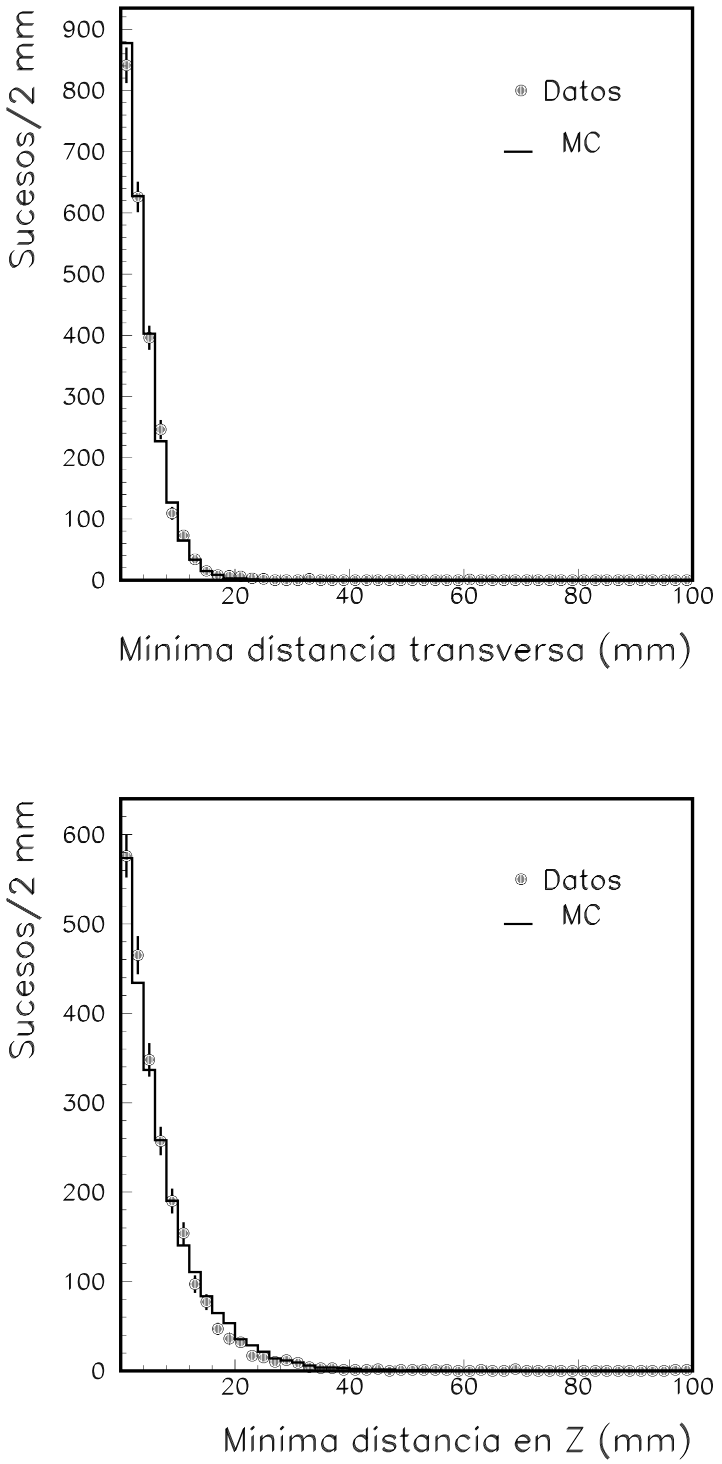


Figura 1. Mínima distancia al vértice en los planos transverso y longitudinal con respecto al haz para las trazas muónicas en sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$. Los histogramas contienen sólo sucesos que han pasado el resto de los cortes de selección de la muestra.

3.3. Estimación del ruido de fondo

Las posibles contaminaciones que hemos tenido en cuenta son las siguientes: rayos cósmicos, procesos de 4 fermiones, sucesos hadrónicos y sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$. En las próximas secciones se describe cada una de ellas por separado.

3.3.1. Eliminación de muones cósmicos

El flujo de muones cósmicos que atraviesa el detector da lugar a sucesos con aspecto muy similar al que presenta una interacción $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. En la figura 2 se muestra uno de estos sucesos en la proyección XY.

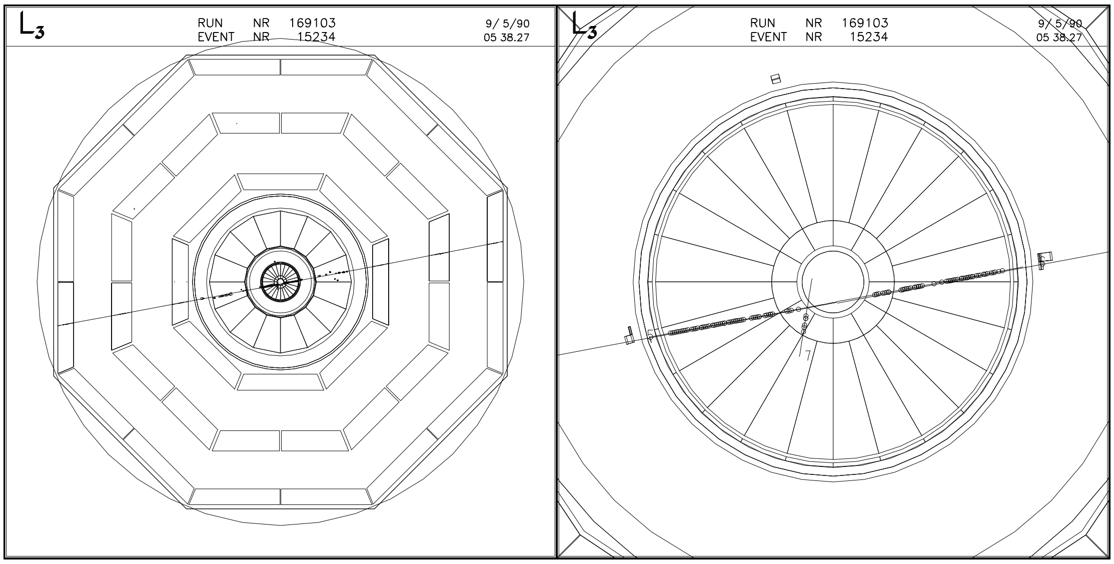


Figura 2. Muón cósmico casi horizontal simulando un suceso real en el detector L3. La figura viene acompañada de una vista aumentada de la TEC, donde se observa claramente que el suceso no proviene del vértice de interacción.

Su espectro de momentos se encuentra picado en la región de bajas energías, por lo que el corte en Pmax (2) contribuye a eliminar una parte de ellos. Sin embargo, su principal característica es que aparecen aleatoriamente en el tiempo y en el espacio. Por tanto, la mayoría no coincidirán temporalmente con el instante de una colisión e^+e^-, ni pasarán por la zona de interacción.

Para estimar su contribución a la muestra se ha utilizado el hecho de que el número de rayos cósmicos que son aceptados es directamente proporcional al corte d_{TEC} aplicado, donde d_{TEC} es la máxima distancia transversa permitida para una traza en la cámara. Esto es cierto siempre que en toda la zona cercana al vértice el flujo de cósmicos sea uniforme, así como el comportamiento de la TEC. En la figura 3 se comprueba experimentalmente su validez, hasta distancias de unos 100 mm. En nuestro caso hemos utilizado el número de sucesos existentes entre 5 mm y 75 mm, 87 sucesos. Suponiendo que todos ellos son cósmicos se deduce de manera simple que dentro de 5 mm hay unos 6 cósmicos. Ello representa en la muestra final una contaminación del $(0.20 \pm 0.02)\%$.

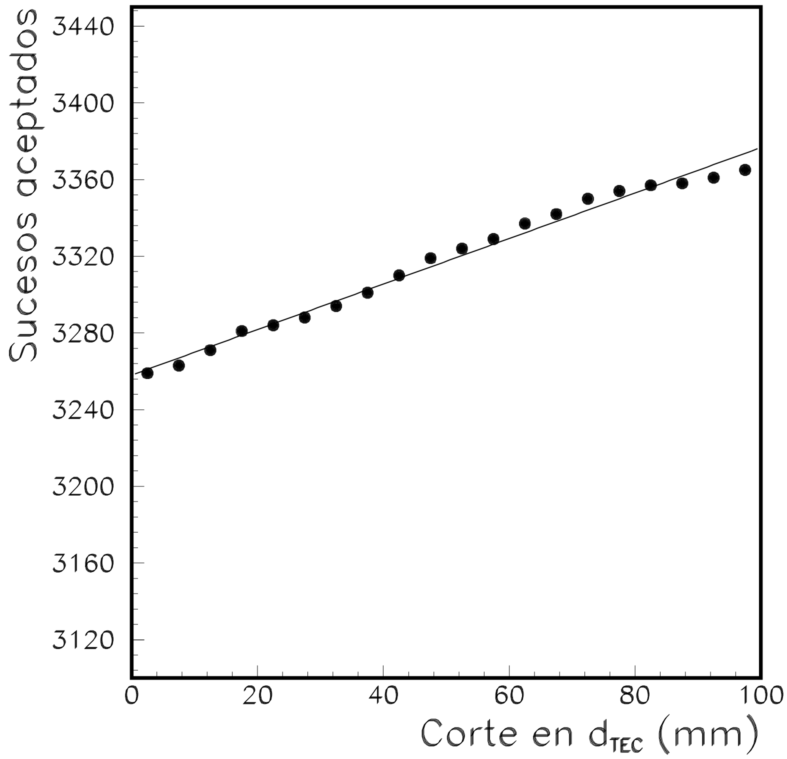


Figura 3. Número de sucesos aceptados por los cortes de selección en función de la máxima distancia transversa al vértice permitida para una traza en la TEC. El corte nominal es 5 mm. Se observa como el exceso de sucesos por encima de esta distancia es proporcional al corte representado, tal y como corresponde a un fondo de cósmicos.

3.3.2. Sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$

La única forma efectiva de reducir el fondo proveniente de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ es a través de un corte en energía. Se han generado sucesos de este tipo con el programa KORALZ[2] y simulado su comportamiento en el detector L3, de donde deducimos que suponen una contaminación de $(1.2 \pm 0.1)\%$ sobre el total de sucesos seleccionados. En la figura 4 se puede observar claramente su distribución en Pmax. Se ve también como el corte aplicado ha permitido eliminar gran parte de ellos, sin afectar prácticamente a la señal.

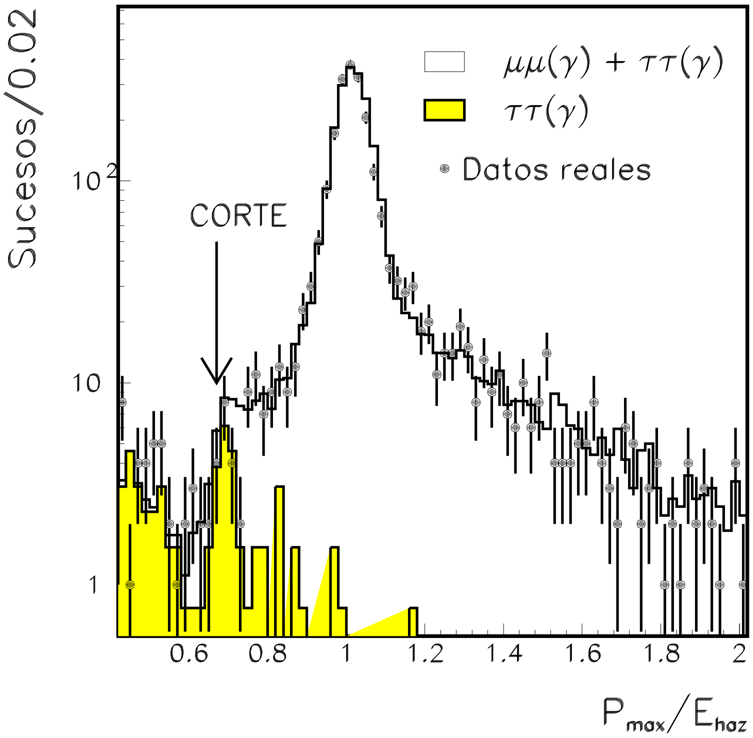


Figura 4. Distribución del momento máximo de un muón en sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$ a la energía $\sqrt{s}$ = 91.22 GeV, comparada con la predicción de la simulación Monte Carlo, que incluye también el fondo proveniente de $\tau^+\tau^-(\gamma)$. En la figura se han impuesto todos los cortes de selección, exceptuado el corte en momento.

3.3.3. Procesos de 4 fermiones

Los programas para generación de sucesos (KORALZ [2]) o ajuste de los datos (ZFITTER [3]) actualmente en uso asumen que el estado final es del tipo $f\overline{f}(n\gamma)$. Sin embargo, con los criterios de selección aplicados a los datos experimentales, puede haber quedado un resto de sucesos con 4 fermiones, que contribuyen al ruido de fondo en la muestra.

La contribución más importante en nuestro caso es la del proceso $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$. Para estudiarlo, hemos utilizado el programa de generación de sucesos DIAG36 [4], que incluye 4 tipos diferentes de diagramas, representados en la figura 5: multiperiféricos, conversión de dos fotones, aniquilación y "bremsstrahlung". El programa ha sido modificado con respecto a su versión original, de forma que incluye el intercambio de Z^0s como partículas virtuales.

Los procesos multiperiféricos dan lugar a una alta sección eficaz prácticamente constante en nuestro intervalo de energías por crecer logarítmicamente con $\sqrt{s}$ (es un proceso dominado por diagramas QED). Está muy concentrada para bajas energías del par $\mu^+\mu^-$, lo que explica que su contribución sea eliminada con los cortes aplicados a la muestra.

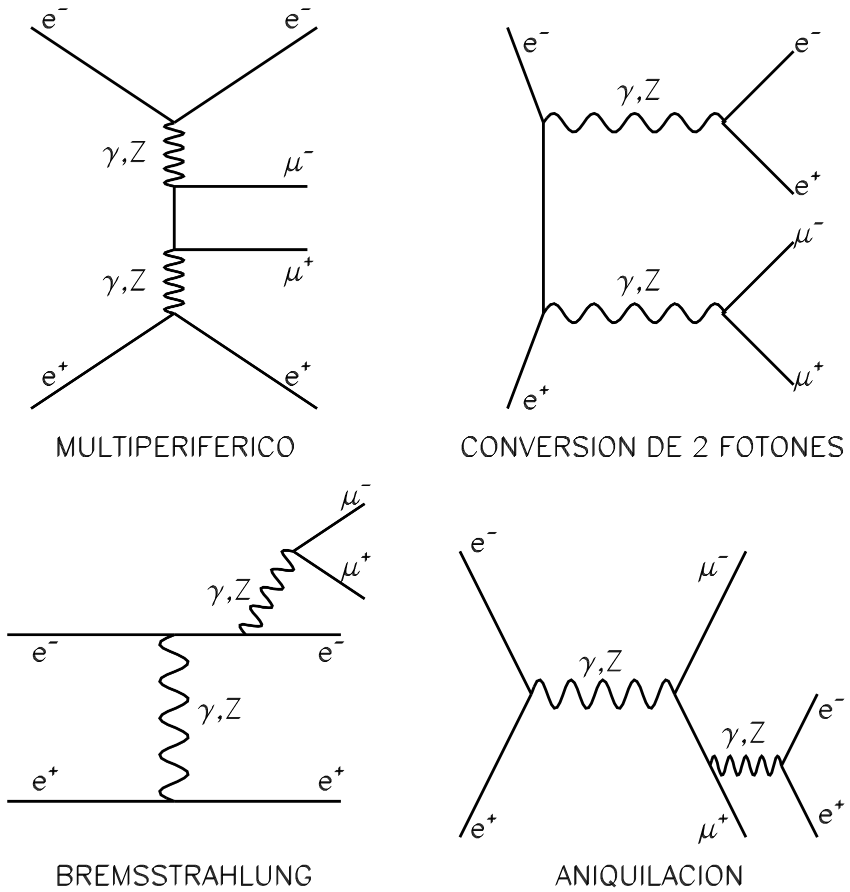


Figura 5. Diagramas de Feynman utilizados en el programa de generación de sucesos DIAG36. La contribución de Z^0s virtuales también es importante y ha sido incluida.

En la figura 6 se representa el momento máximo del muón en procesos multiperiféricos. El histograma corresponde a 50000 sucesos con muones generados dentro de la zona fiducial $35^\circ < \theta < 145^\circ$. La sección eficaz en esta región es 14.6 nb, que se debe comparar con la sección eficaz total $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, que varía entre los valores 0.2-1.1 nb. Ningún suceso pasa el corte en Pmax, y por tanto el fondo de procesos multiperiféricos es menor que 0.08% al 95% de nivel de confianza en el pico del Z^0, y menor que 0.4% en el punto de energía más desfavorable (88 GeV).

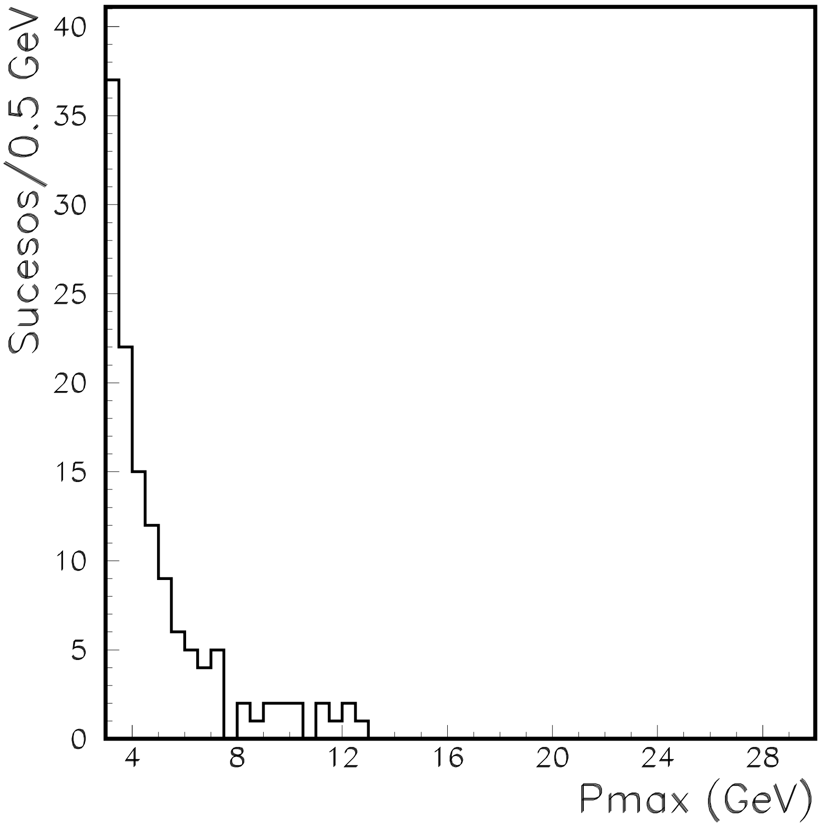


Figura 6. Distribución de la variable Pmax en sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ generados mediante DIAG36. Su contribución a la muestra es despreciable una vez aplicado el corte en Pmax.

El proceso de "bremsstrahlung" también resulta tener una contribución despreciable a la sección eficaz. Sin embargo, la contribución de los diagramas de aniquilación y conversión de dos fotones no es totalmente despreciable. Ambos procesos están dominados por el intercambio del Z^0 en el canal s [2] por lo que su contribución no será constante, sino proporcional a la sección eficaz observada. El resultado proveniente de DIAG36 da una contribución cercana al 4%, en la que la cinemática del suceso apenas cambia, por tratarse de producción de pares de electrones de baja energía.

Sin embargo este resultado conduce a falsas interpretaciones, pues DIAG36 solamente considera el caso de producción "real" de pares. De hecho, en el caso de radiación de pares e^+e^- en el estado final (aniquilación) esta contribución se anula prácticamente con correcciones virtuales del mismo orden, por lo que su efecto sobre la sección eficaz es nulo. En el caso de radiación de estado inicial (conversión de dos fotones) esta cancelación no se

[2] Los procesos de aniquilación se pueden ver como radiación de un par de electrones en el estado final mientras que los de conversión de fotones representan la radiación de dicho par en el estado inicial.

produce, y el efecto neto es del orden del $0.2 - 0.3\%$ [3], variando en función de $\sqrt{s}$ debido a la convolución con la radiación fotónica de estado inicial [5].

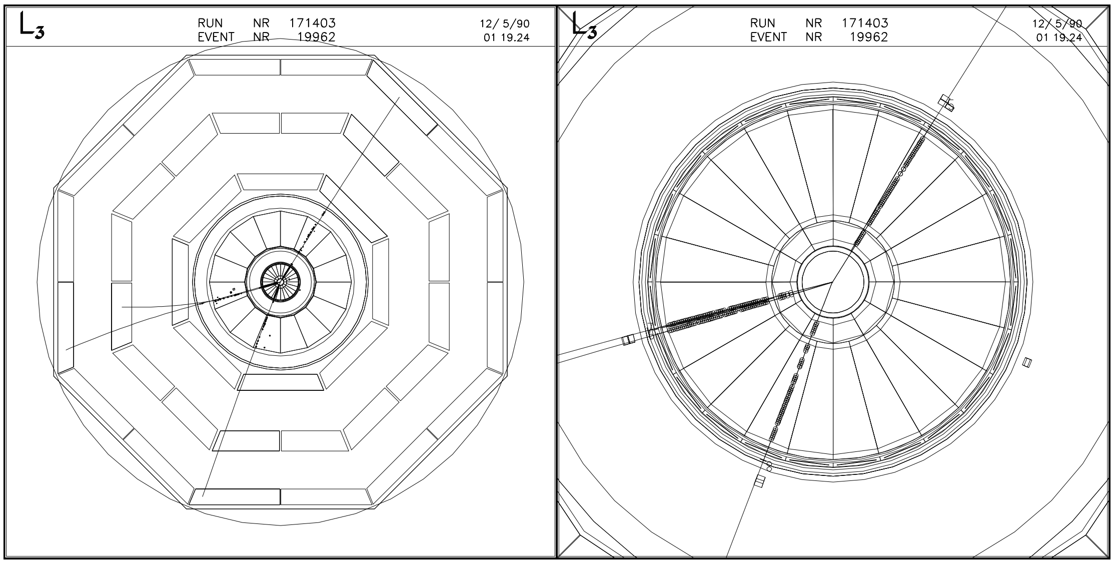


Figura 7. Suceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ en el detector L3. El suceso es compatible con el fondo esperado a 91 GeV.

En vista de que se trata de sucesos con una topología idéntica a la del estado final $\mu^+\mu^-$, de que afectan a la medida de la luminosidad y al resto de las secciones eficaces en los demás canales (en los que no han sido tenidos en cuenta), y de que involucran además correciones virtuales a la señal estudiada, adoptaremos la filosofía de que no son realmente un fondo, sino una contribución de orden superior a la sección eficaz, que deberá ser tenida muy en cuenta en el futuro, cuando los errores sistemáticos y estadísticos sean mucho más reducidos.

La contribución de procesos como $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ es unas 5 veces inferior a la de procesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, debido principalmente a la diferencia de masas entre el electrón y el muón [4]. En la muestra de 1990 existe un suceso de este tipo (figura 7). Los 4 muones poseen energías superiores a 3 GeV. La probabilidad de obtener un suceso con estas características es del orden del 0.1 por mil, esto es, 0.3 sucesos en la muestra, valor que es compatible con lo observado.

[3] El efecto es muy similar al que ocurre en el caso de radiación de fotones, en el que contribuciones reales y virtuales se compensan en el estado final, pero no en el inicial.

[4] La producción de pares reales está dominada por términos proporcionales a $\log^3(s/m_f^2)$, lo que permite estimar de forma simple la contribución de otro tipo de producción de pares de fermiones.

3.3.4. Sucesos hadrónicos

El corte en Pmax reduce la contribución de sucesos $e^+e^- \rightarrow hadrones$ a un 0.2%, que se elimina totalmente una vez que el corte en multiplicidad cargada en la TEC (corte 4) ha sido aplicado.

Otra manera alternativa de identificar sucesos hadrónicos es mediante un corte en número de acumulaciones energéticas en los calorímetros. Tiene el inconveniente de que estas estructuras son determinadas mediante algoritmos sofisticados de reconstrucción, que involucran a varios detectores, y son mucho más sensibles a problemas de ruido en los calorímetros. El uso de la TEC es, sin embargo, menos sensible a efectos sistemáticos o métodos de identificación. En la figura 8 se muestra como con cualquiera de estos cortes la separación entre sucesos hadrónicos y la muestra $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ es patente.

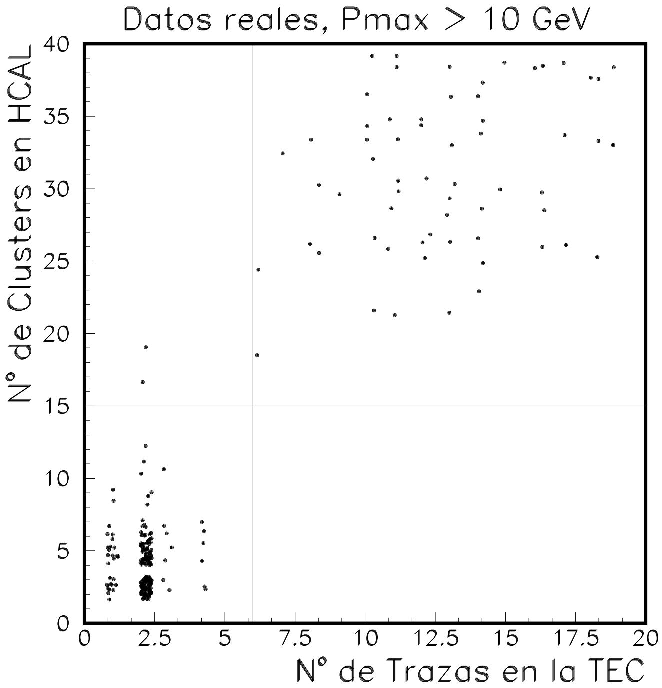
3.4. Determinación de la aceptancia

En el proceso de elaborar una muestra experimental lo más limpia posible se han podido perder buenos sucesos. En parte por ineficiencias, o en general funcionamiento no ideal del detector, en parte por los cortes aplicados en la fase de selección. El cociente entre el número de sucesos seleccionados y el número de sucesos producidos es lo que se define como aceptancia, y su conocimiento es fundamental a la hora de calcular secciones eficaces. En los apartados que siguen se describen los aspectos que hemos estudiado para determinar con precisión la aceptancia de nuestro detector en el canal de dimuones.

3.4.1. Ineficiencia de la TEC

Puesto que uno de los criterios de selección es que haya al menos una traza en la TEC, es preciso calcular el efecto de ineficiencias en la reconstrucción de trazas sobre nuestra muestra. La TEC carece intrínsecamente de zonas muertas, pero las regiones alrededor de los planos catódicos o anódicos son zonas de baja resolución; además, uno de los sectores estuvo desconectado la mayor parte del año 1990.

Una selección basada en los plásticos de centelleo permite estimar los efectos debidos a ineficiencias de la cámara de vértice. Ello es debido a que los pequeños huecos existentes entre centelleador y centelleador sólo coinciden angularmente con los planos de hilos de la TEC en el centro y borde de los octantes, zonas donde no hay detección de muones.



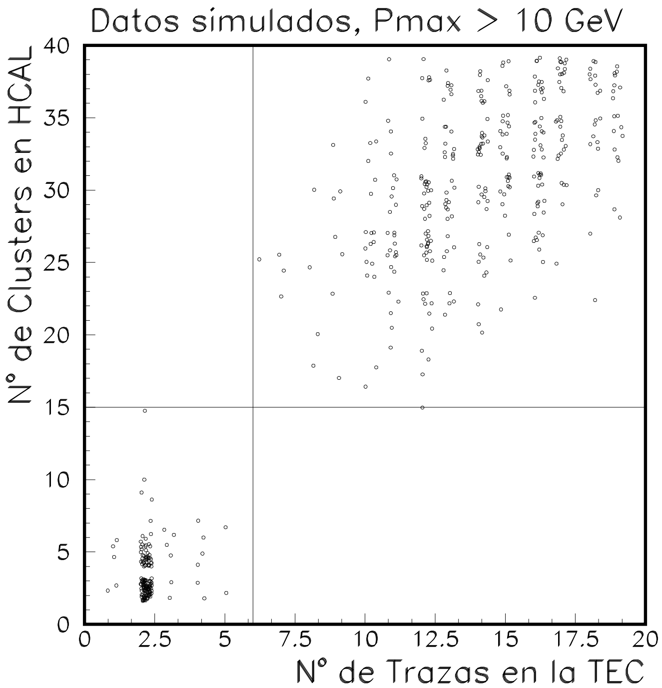


Figura 8. Número de trazas en la TEC frente al número de clusters en los calorímetros del detector. Sólo se han incluido sucesos que han pasado todos los cortes excepto el de multiplicidad cargada en la TEC y se ha relajado el corte en Pmax para observar con más estadística el comportamiento de los sucesos hadrónicos. Estos se hallan concentrados en la parte superior derecha de la gráfica. El resto de los sucesos son genuinos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$.

Hemos re-seleccionado la muestra requiriendo que los dos centelleadores del suceso estén en tiempo ($|t_1 - t_2| < 3.5$ ns). De los 2827 sucesos así seleccionados hemos encontrado 4 sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ que no pasan los cortes en la TEC. Tras examinarlos en detalle, se observa que no poseen ninguna traza reconstruida. En realidad son sucesos en los que la cámara de vértice tiene demasiadas señales debido a problemas electrónicos, de tal forma que el programa de reconstrucción decide en buena lógica no utilizarla. Con estos 4 sucesos determinamos que las pérdidas en nuestra muestra seleccionada, como consecuencia de ineficiencias en la TEC, son de un 0.15%.

3.4.2. Ineficiencia de los plásticos centelleadores

La exigencia $|t_{sc} - t_{tof}| < 3$ ns sobre al menos uno de los muones permite asegurar que el suceso coincide temporalmente con el cruce de los haces, reduciendo considerablemente la contaminación de rayos cósmicos. La resolución de 0.5 ns en estos contadores (ver capítulo 2) hace que las pérdidas en la muestra sean mínimas como se puede comprobar en la figura 10.

Hemos estudiado el efecto de posibles ineficiencias no incluidas en la simulación del detector. Para ello, hemos dividido los sucesos en diferentes categorías, según la calidad de las señales:

a. La diferencia de tiempos entre las señales de los centelleadores es compatible con la de un suceso real ($|t_1 - t_2| < 3.5$ ns): $N_a = 2827$ sucesos.

b. La diferencia de tiempos entre las señales de los centelleadores es incompatible con la de un suceso real ($|t_1 - t_2| > 3.5$ ns): $N_b = 76$ sucesos (de donde se debe sustraer la contribución de cósmicos anteriormente estimada, 6 sucesos).

c. Uno de los muones no tiene ninguna señal asociada en los plásticos: $N_c = 342$.

Los sucesos del tipo a suponen la mayor parte de la muestra, donde no hay comportamientos anómalos. La parte b incluye los sucesos con ineficiencias. Estas son debidas a la existencia de rayos γ provenientes del uranio que compone el calorímetro hadrónico, que son anteriores en tiempo al paso del muón, y pueden ser tratadas como un ruido aleatorio que afecta por igual a todos los contadores. Por último, la parte c se debe a la existencia de huecos en el barril de los contadores de tiempo de vuelo, principalmente cerca de $\phi = 0°, 180°$, y de sectores muertos en algunos períodos de toma de datos.

El único efecto que no está incluido en la simulación del detector es el que da lugar a N_b. Dado que el porcentaje de sucesos con un sólo centelleador es $P_1 = \frac{N_c}{N_a+N_b+N_c} = (10.5 \pm 0.5)\%$ y que la probabilidad de que un centelleador sea afectado por el ruido de uranio viene dada en una buena aproximación por $P_{\mathrm{U}} = \frac{1}{2}\,\frac{N_b}{N_a+N_b} = (1.20 \pm 0.15)\%$, las pérdidas debidas al requerimiento de un plástico en tiempo serán iguales al porcentaje de sucesos en los que ambos centelleadores han sido afectados por el ruido de uranio. Teniendo en cuenta que hay sucesos con una y con dos señales, las pérdidas no incluidas en la simulación serán:

$$(1 - P_1)P_{\mathrm{U}}^2 + P_1\ P_{\mathrm{U}} = (0.14\ \pm\ 0.02)\%$$

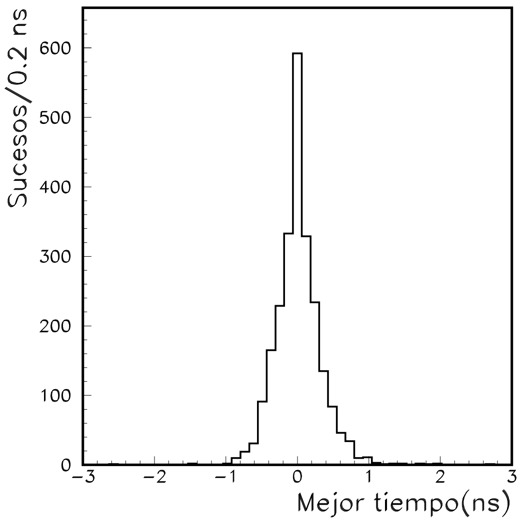


Figura 10. Distribución de la variable $|\,t_{\mathrm{sc}} - t_{\mathrm{tof}}\,|$ mínimo para sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$. Todos los cortes han sido aplicados excepto el de tiempo de los centelleadores.

3.4.3. Efecto de las celdas muertas en las cámaras de muones

Una de las posibles fuentes de pérdida de sucesos en el proceso de selección de la muestra $\mu\mu(\gamma)$ corresponde a la existencia de celdas de las cámaras de deriva que no dan señal cuando son atravesadas por los muones. Al referirnos a ellas hablaremos de celdas muertas. Tal y como se describe en el apéndice A, la reconstrucción de muones en L3 exige al menos 2 cámaras P con señal para dar una medida razonable del momento de la partícula. Es claro por ello que este tipo de celdas puede dar lugar a ineficiencias en la selección, principalmente en la zona $0.7 <|\cos\theta|< 0.8$, donde sólo existen dos niveles de cámaras para identificar el muón.

Las celdas muertas aparecen principalmente como consecuencia de que alguno de los hilos se rompe. Esto da lugar en numerosas ocasiones a la desconexión del plano asociado y, posiblemente, también de varios planos adyacentes. El problema se complica más aún por el hecho de que en ocasiones el hilo afectado no está roto, pero produce chispas a su tensión nominal y hay que bajar el voltaje a algún valor determinado para eliminarlas. Dependiendo del valor del voltaje al que se dejan estos planos, puede ocurrir que la celda en cuestión sea ineficiente. En principio, la información de las celdas muertas y los voltajes a que están conectados los planos está almacenada en la base de datos del detector de muones, que es consultada por el programa de reconstrucción. Sin embargo, a la hora de estimar cuál es el efecto que producen este tipo de celdas aparecen dos problemas bien diferenciados:

- Es preciso saber si la información de la base de datos es correcta, y aun en este caso, si es completa.
- No están definidos los criterios para saber si una celda será ineficiente o no.

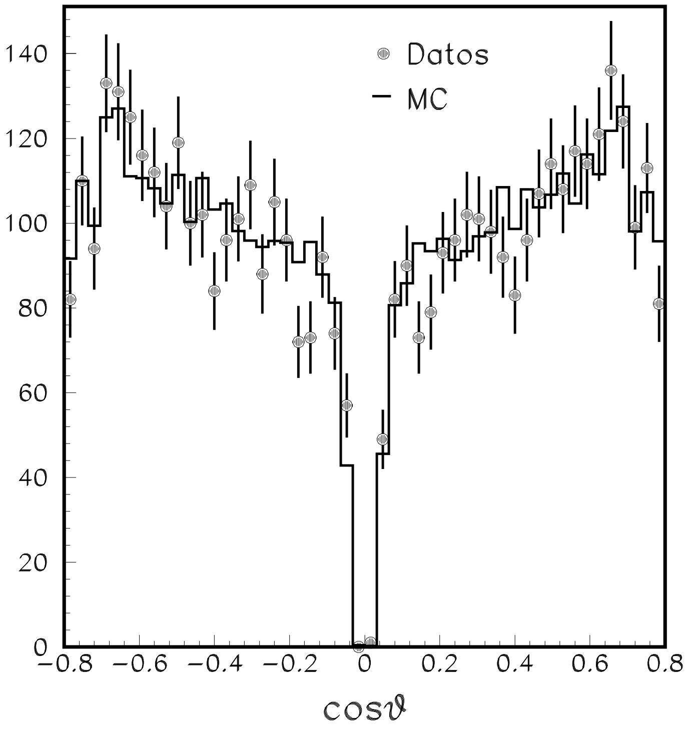


Figura 11. Distribución de los sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ según $\cos\theta$. Se observa un claro descenso de la eficiencia para valores $|\cos\theta| > 0.7$, debido a las celdas muertas existentes en el detector de muones.

Con el fin de resolver estos problemas hemos seleccionado aquellos sucesos que están perfectamente contenidos en la aceptancia para 3 cámaras, donde si se pierde una celda no se pierde el suceso. Sobre esta muestra, y utilizando la información de la base de datos, hemos intentado definir qué criterios son los que mejor explican las ineficiencias observadas. La consecuencias más relevantes del estudio son:

1) La información de la base de datos es correcta, pero incompleta. La información que falta fue añadida tras este estudio.

2) Los criterios finales que mejor se acercan a la realidad permiten predecir correctamente

las ineficiencias observadas. El error que induce sobre la medida de la aceptancia es inferior a un 0.3%.

3) La ineficiencia global para los datos de 1990 resulta ser de un 4.5% sobre la aceptancia medida dentro de la región fiducial $|\cos\theta| < 0.8$.

Como comprobación de su validez se han aplicado otros métodos aproximados, basados en los propios datos, con la hipótesis de que las ineficiencias están repartidas aleatoriamente en cada nivel de cámaras de muones. Los resultados así obtenidos son consistentes con los calculados mediante nuestro método. En la figura 11 se puede comprobar el acuerdo en la distribución de sucesos en $\cos\theta$ entre datos y simulación, una vez que el efecto de celdas muertas ha sido tenido en cuenta.

3.4.4. Ineficiencias del trigger

La selección de la muestra puede haber sido afectada por las ineficiencias en el sistema de trigger, de tal forma que un cierto porcentaje de sucesos haya desaparecido de la muestra "a priori". Hemos estudiado con sumo detalle la lógica y comportamiento del trigger de muones durante el año 1990. Describiremos aquí las conclusiones relevantes del estudio realizado [6].

En primer lugar se ha estudiado el nivel de ruido que ha afectado al trigger, comparando el número de señales recogidas por el trigger con el número de señales recogidas en el detector como válidas, llegando a la conclusión de que es despreciable, tras la eliminación de algunas señales sin sentido debido quizá a problemas electrónicos. Tampoco hemos observado pérdidas de ningún tipo.

En segundo lugar hemos buscado posibles inconsistencias en la lógica del trigger. Dentro de los datos recogidos por el detector, además de las señales recogidas, se encuentran los resultados correspondientes a pasos intermedios y finales en la decisión del trigger. Comparando estos resultados con los procedentes de una simulación de la lógica hemos observado ciertas discrepancias (que han dado lugar a correcciones en el código "online"), pero sin influencia alguna sobre la eficiencia final.[5]

Por último, se han simulado las condiciones de trigger de muones (que han sido definidas ya en el capítulo 2) sobre:

a) **Sucesos Monte Carlo.** La eficiencia del trigger sobre sucesos que ya han pasado los cortes de selección resulta ser de $(99.65 \pm 0.10)\%$.

[5] Se trata de 3 sucesos en los que los 2 muones no se encuentran en octantes opuestos en ϕ. Aparte de que se trata de un efecto reducido, dichos sucesos fueron seleccionados por el trigger de energía, al poseer un fotón duro dentro del detector.

b) **Datos reales.** En este caso es necesaria la existencia de un trigger externo al que estamos estudiando. Se han utilizado aquellos sucesos que, además de satisfacer los cortes de selección, han sido aceptados por el trigger de la TEC (ver capítulo 2). La eficiencia resulta ser en este caso $(99.60 \pm 0.12)\%$.

b) **Eficiencia real.** Sobre la misma muestra que en el caso anterior (esto es, requiriendo trigger de la TEC) hemos contado el número de sucesos que fueron en realidad disparados por el trigger de muones. La eficiencia es ahora: $(99.8 \pm 0.1)\%$.

El hecho de que la eficiencia no sea del 100% se debe a configuraciones extrañas en las que no se satisfacen los criterios del trigger, pero sí los de selección de la muestra. El número final para la eficiencia debe considerar todos los triggers que seleccionan la muestra. En nuestro caso los dos más importantes son el de muones y el de la TEC. Teniendo en mente posibles efectos de correlaciones angulares entre ambos detectores hemos estimado la eficiencia conjunta como mayor que 99.9%, lo cual nos permite obviar el sistema de trigger como una contribución a posibles ineficiencias.

3.4.5. Aceptancia global

La aceptancia ha sido calculada mediante simulación de la respuesta del detector a sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ generados con KORALZ[2]. La simulación usa el paquete de subrutinas GEANT [8], que reproduce con precisión los efectos de pérdida de energía, dispersión culombiana y otros tipos de interacciones con la materia.

Todas las ineficiencias existentes deben ser consideradas simultáneamente, dado que existen correlaciones entre ellas. Es por ello que la reconstrucción de los sucesos simulados tiene en cuenta la existencia de celdas ineficientes o desconectadas en el espectrómetro de muones.

La aceptancia dentro del volumen fiducial $|\cos\theta| < 0.8$ es $(78.3 \pm 0.3)\%$, siendo el error citado puramente estadístico. Las pérdidas se reparten aproximadamente como sigue: un 17% de la pérdidas son debidas a la aceptancia geométrica existente, un 4.5% corresponde a celdas muertas y menos de un 1% a los cortes de selección, principalmente el corte en Pmax.

REFERENCIAS

[1] L3 Collaboration, B. Adeva et al, Z. Phys. C51 (1991)179.

[2] R. Kleiss, en "Z Physics at LEP 1", Vol III CERN 89-08, página 69.
S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, CERN-TH-5994/91.

[3] D. Bardin et al, Zeuthen preprint PHE-89-19 (1989) enviado para su publicación en Nuclear Physics.
D. Bardin et al, Z. Physics C44 (1989), 493.
D. Bardin et al, Zeuthen preprint PHE 90-17 (1990) enviado a Physics Letters B.
M. Bilenky and A. Sazonov, JINR Dubna preprint E2-89-792 (1989) unpublished.

[4] F.A. Berends, P.H. Daverveldt and R. Kleiss, Nuclear Physics B253 (1985), 441.

[5] G. Burgers, "Polarization at LEP", CERN 88-06, vol. 1, pags. 127-128.
B.A. Kniehl et al, Physics Letters 209B (1988), 337.
E.A. Kuraev and V.S. Fadin, Soviet Journal of Nuclear Physics 41 (1985), 466.
F. A. Berends, G. Burgers, W. L. Van Neerven, Nuclear Physics B297 (1988), 429.

[6] J. Alcaraz and T. Dai, "Muon trigger efficiency for the $\mu\mu\gamma$ sample", L3 internal note no. 947.

[7] R. Brun et al, GEANT3 Users Guide, CERN/DD/EE/84.1.

CAPITULO 4

Medida de la sección eficaz y de la asimetría de carga

4.1. Introdución

En el capítulo anterior hemos explicado el procedimiento de selección de la muestra $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, estudiado las contaminaciones aceptadas por los cortes y estimado las ineficiencias que pueden afectar a la aceptancia de nuestro detector para este tipo de sucesos.

En este capítulo calcularemos los valores de la sección eficaz y de la asimetría en el proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, profundizando en los errores sistemáticos y en las correcciones que se deben aplicar antes de dar un resultado final. Es en esta parte del análisis cuando teoría y experimento tienen una mayor intersección, de tal forma que en ocasiones es obligado hacer hipótesis sobre el comportamiento de los datos experimentales con el fin de que el resultado teórico sea más correcto, hipótesis que deben ser justificadas mediante los propios datos siempre que sea posible. Finalmente, dedicaremos un apartado a comparar teoría y experimento en la parte de la muestra correspondiente a sucesos con producción real de fotones.

4.2. Sección eficaz

La sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ para cada punto de energía viene dada por:

$$\sigma = \frac{N_{\mu^+\mu^-}}{\epsilon\,\mathcal{L}}$$

donde $N_{\mu^+\mu^-}$ es el número de sucesos seleccionados, tras sustracción del fondo proveniente de otros procesos, $\mathcal{L}$ es la luminosidad integrada correspondiente (cuya determinación es descrita en el apéndice B) y ϵ es la aceptancia conjunta, que incluye la aceptancia geométrica y las eficiencias de selección y detección estudiadas en el capítulo anterior. La eficiencia del trigger ha sido obviada, por ser mayor que el 99.9%.

4.2.1. Extrapolación de la sección eficaz

La sección eficaz medida dentro del volumen fiducial es suficiente para cualquier cálculo de parámetros del modelo estándar. De hecho, la aceptancia calculada en el capítulo anterior, $(78.3\pm0.3)\%$, es referida al volumen fiducial $|\cos\theta| < 0.8$. Sin embargo, para poder comparar con los resultados de otros experimentos, cuyas regiones fiduciales son en general diferentes, hemos extrapolado esta sección eficaz medida a la sección eficaz total.

Para la extrapolación de la sección eficaz hemos empleado nuevamente el programa KORALZ [1]. Se han generado 100.000 sucesos en cada punto de energía, para los parámetros $M_Z = 91.18$ GeV, $m_t = 150$ GeV, $M_H = 100$ GeV y $\alpha_s = 0.12$, si bien su valor exacto no tiene influencia en los resultados que se obtienen. La aceptancia relativa $\sigma(|\cos\theta| < 0.8)/\sigma_{\mathrm{total}}$ se encuentra en la tabla 1 junto con el error estadístico correspondiente. Su valor es máximo para el pico del Z^0 y mínimo en los puntos extremos, con variaciones de hasta 2% en valor absoluto. El error sistemático es en principio nulo si suponemos que KORALZ carece de errores teóricos. Hemos estudiado las diferencias entre las extrapolaciones que dan KORALZ y ZFITTER[2] para cortes permitidos por este último, y los valores coinciden dentro de un 0.3%. Dado que las diferencias son pequeñas y compatibles con los errores estadísticos (0.2%) y teóricos (0.1%) esperados, supondremos que el cálculo con KORALZ es correcto con un error sistemático del 0.2%.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma(\mid\cos\theta\mid < 0.8)/\sigma_{\mathrm{total}}$
88.22	0.7072 ± 0.0014
89.22	0.7165 ± 0.0014
90.22	0.7224 ± 0.0014
91.22	0.7248 ± 0.0014
92.22	0.7266 ± 0.0014
93.22	0.7177 ± 0.0014
94.22	0.7129 ± 0.0014

Tabla 1. Valores de la aceptancia calculada con KORALZ dentro de la región $\mid\cos\theta\mid < 0.8$. Los errores citados son puramente estadísticos.

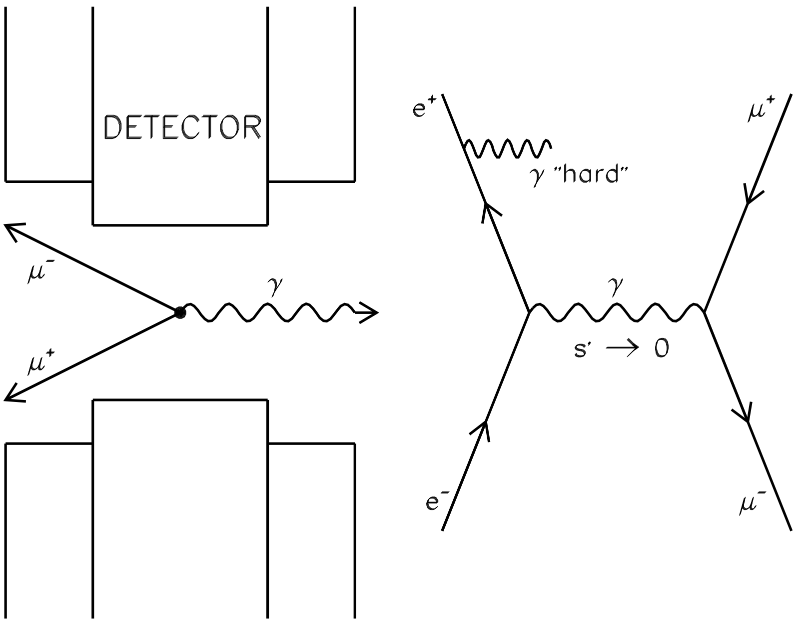


Figura 1. Emisión de fotones duros en el estado inicial del proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. La mayor parte de este tipo de sucesos escapa a la detección, por tener la cinemática mostrada en la figura. Su sección eficaz es prácticamente constante en el intervalo de energías estudiado, por lo que su contribución relativa es diferente alrededor de la resonancia. Como consecuencia de ello, la aceptancia tiene una ligera dependencia con $\sqrt{s}$.

Es posible explicar cualitativamente por qué hay variaciones con $\sqrt{s}$ en la aceptancia del detector. El efecto se debe a la emisión de fotones de muy alta energía y está esquematizado en la figura 1. Cuando estos fotones son emitidos por alguno de los electrones del estado inicial, la masa invariante disponible para la aniquilación en dos muones es prácticamente nula, por lo que se aniquilarán con más probabilidad a través de un fotón virtual. Este proceso tiene características singulares. En primer lugar, es un proceso QED, por lo que su valor es esencialmente constante alrededor del Z^0, y en segundo lugar, todas las partículas del estado final tienden a escaparse por el tubo del haz sin ser detectadas, dado que el fotón formará un ángulo muy pequeño con respecto a los electrones, y los muones deben cancelar el alto momento de dicho fotón permaneciendo a bajo ángulo. La contribución relativa de estos sucesos es sin embargo diferente en cada punto de energía, pues la sección eficaz total varía considerablemente a lo largo de la resonancia. En definitiva, las pérdidas relativas son mínimas en el pico y máximas en los puntos extremos, que es lo observado. Una forma de comprobar este hecho es recalculando $\sigma(|\cos\theta| < 0.8)/\sigma_{\rm total}$ con un corte en energía máxima del fotón de $0.9E_{\rm haz}$. La aceptancia así obtenida es constante dentro de un 0.4% en la zona de energías estudiada.

El número de sucesos seleccionados a cada energía, sus luminosidades integradas y las secciones eficaces correspondientes dentro del volumen $|\cos\theta| < 0.8$ (sin extrapolar) y extendidas a todo el ángulo sólido (extrapolada) aparecen en la tabla 2. En la obtención de los valores de las secciones eficaces se ha tenido en cuenta la contaminación existente en la muestra. En la figura 2 se presenta la sección eficaz extrapolada en función de $\sqrt{s}$. La curva que está superpuesta a los datos experimentales es la predicción del modelo estándar.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$N_{\rm sucesos}$	$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	$\sigma_{\rm no\ extr}$ (nb)	$\sigma_{\rm extr}$ (nb)
88.224	56	379.0	0.186 ± 0.024	0.263 ± 0.035
89.227	91	419.2	0.273 ± 0.028	0.381 ± 0.040
90.227	196	359.9	0.687 ± 0.049	0.951 ± 0.068
91.222	2388	2812.9	1.072 ± 0.022	1.479 ± 0.030
92.217	257	387.9	0.837 ± 0.052	1.152 ± 0.071
93.221	144	503.1	0.361 ± 0.030	0.503 ± 0.042
94.215	113	484.4	0.293 ± 0.027	0.411 ± 0.038

Tabla 2. Secciones eficaces con y sin extrapolación para la reacción $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. Los errores citados son sólo estadísticos.

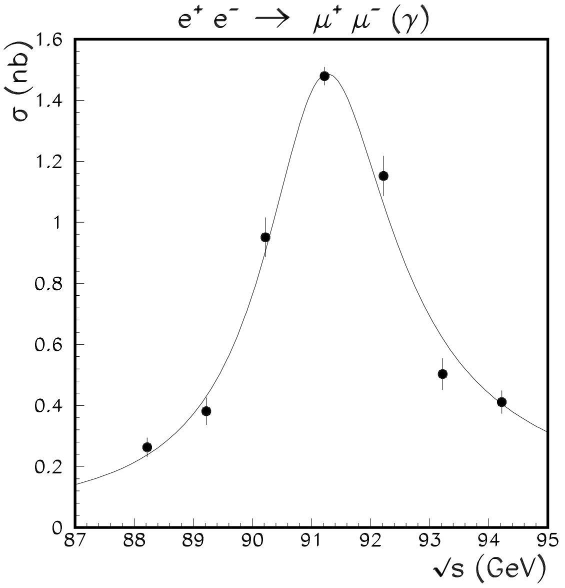


Figura 2. Sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ en función de $\sqrt{s}$. La curva superpuesta es la predicción del modelo estándar para M_Z = 91.18 GeV, m_t = 150 GeV, M_H = 100 GeV y $\alpha_s = 0.12$.

4.2.2. Errores sistemáticos

Una posible fuente de errores sistemáticos es la debida a un mal funcionamiento del detector, en su conjunto o alguna parte específica, durante un determinado periodo de tiempo. Si ese funcionamiento irregular tiene influencia en los datos relevantes para el análisis en cuestión, y no ha sido convenientemente reseñado, puede afectar a los resultados que se obtengan. En nuestro caso, hemos estudiado detalladamente, y día a día, la información disponible de cada subdetector, buscando posibles problemas. Cada problema encontrado ha sido clasificado, según la zona del detector afectada, y el correspondiente periodo de toma de datos invalidado caso de que pudiera influenciar nuestro análisis. Es una tarea no trivial, aunque dada la gran cantidad de comprobaciones realizadas en diferentes muestras de datos podemos asegurar que los errores debidos a irregularidades del sistema son reducidos.

La fuente más común de errores sistemáticos nace en el desconocimiento del funcionamiento exacto del detector. Se manifiesta en que la simulación Montecarlo no reproduce de forma totalmente correcta el comportamiento de los datos reales. El procedimiento que hemos seguido es el de variar los cortes aplicados en la muestra y ver cómo esto afecta a los resultados obtenidos. Esto es, aplicando nuevos cortes a los datos, así como a sucesos Montecarlo con simulación del detector, tanto dimuones como sucesos de contaminación (cósmicos y $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$), obtenemos un nuevo valor de la sección eficaz, que debe diferir de la hallada con los cortes iniciales, pero dentro de los errores estadísticos debidos a la variación de la muestra. Cualquier desviación de este comportamiento puede ser reflejo de problemas sistemáticos.

De los cortes realizados en el proceso de selección de la muestra, hemos comprobado que el más importante con gran diferencia, en cuanto a fuente de errores sistemáticos, es el corte en Pmax, tal y como se muestra en la figura 3. Variando este corte estimamos un error sistemático del 0.5%. Las principales razones de esta discrepancia entre datos y Monte Carlo provienen de las diferencias aún no entendidas entre el comportamiento real y la simulación ideal del detector de muones. El hecho de cambiar los cortes de selección también introduce un cambio en la contaminación proveniente de otros procesos, pero, tal y como se explica en el capítulo anterior, la incertidumbre en la determinación de esta contaminación supone un 0.1% de error sistemático.

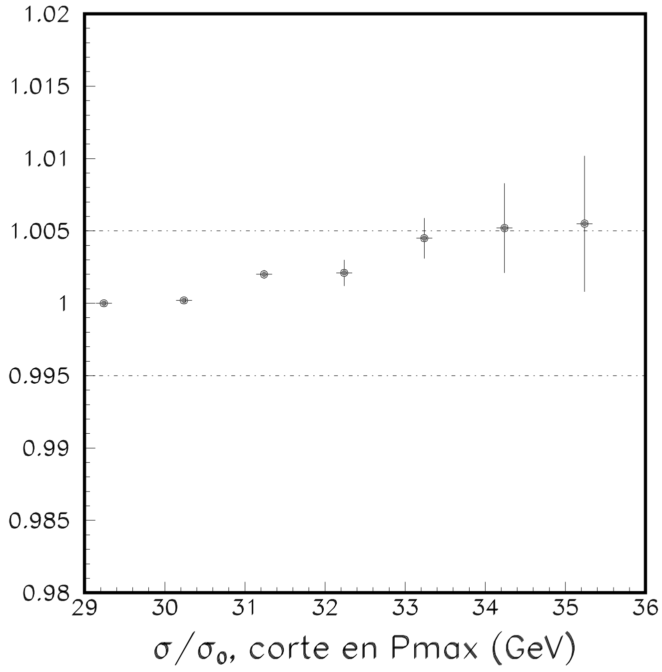


Figura 3. Variaciones de la sección eficaz en función del corte aplicado en Pmax. Los errores representados corresponden a la variación estadística con respecto al corte nominal, que aparece sin error.

A continuación hemos estudiado los posibles problemas en la aceptancia geométrica. La variación relativa en la sección eficaz debida al corte en $\cos\theta$ se representa en la figura 4. donde el punto de referencia corresponde al corte nominal y los errores en los puntos restantes son debidos a la variación estadística de la muestra. Se observa que dentro de los errores todos los valores son consistentes. Un efecto sistemático hubiera indicado por ejemplo la posibilidad de que las correcciones aplicadas por celdas muertas, que afectan principalmente a la zona $0.7 < |\cos\theta| < 0.8$, no fueran válidas.

En el detector existen huecos en los octantes en la proyección XY, por lo que hemos estudiado también si la simulación y los datos reales coinciden en los bordes de las zonas activas. La figura 5 estudia las variaciones relativas en la sección eficaz cuando se cambian los cortes fiduciales en ϕ. Las variaciones observadas son del orden del 0.5%, pero compatibles con los errores estadísticos.

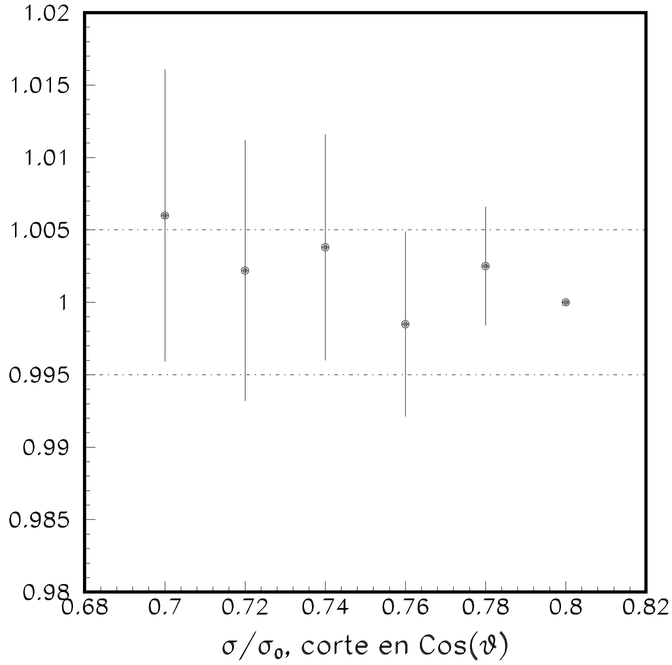


Figura 4. Variaciones de la sección eficaz calculada en función del corte aplicado en $\cos\theta$. Los errores corresponden a la variación con respecto al corte nominal, que aparece sin error.

También existen huecos en la proyección RZ, cerca de $Z = 0$ (separación entre las ferris wheels). Realizando cortes del tipo $|\cos\theta| > \cos_{\mathrm{corte}}$ hemos repetido el procedimiento anterior, no observando ninguna sistemática relevante. Basados en todo lo anterior hemos estimado, de forma conservadora, un error del 0.5% en el conocimiento de la aceptancia.

El hecho de que nuestra estadística Montecarlo ha sido limitada contribuye también a los errores sistemáticos con un 0.4%. Asimismo, consideraremos un error sistemático del 0.2% debido a incertidumbres teóricas y al error estadístico cometido en la extrapolación de la sección eficaz con KORALZ.

La medida de la luminosidad, tal y como se explica en el Apéndice B, aporta un error sistemático adicional del 0.9. Teniendo en cuenta todos los efectos, hemos estimado un error sistemático en la medida de la sección eficaz del orden del 1.2%. En la tabla 3 se detallan las distintas contribuciones estudiadas.

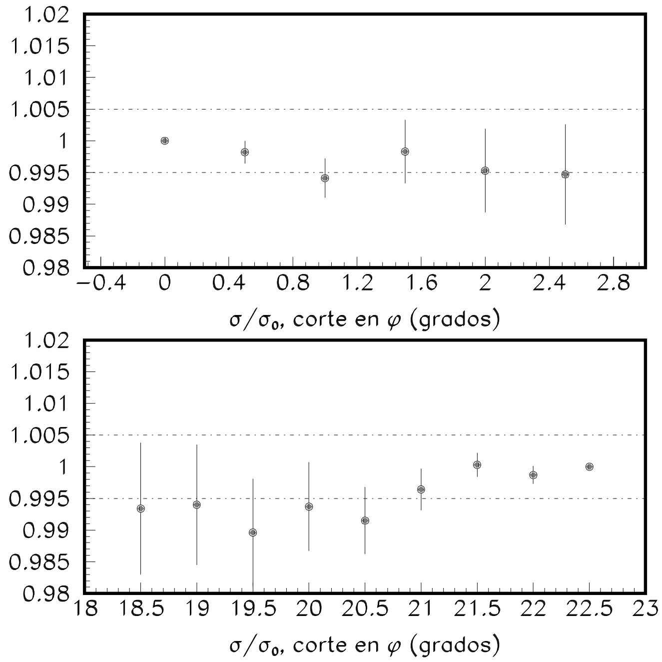


Figura 5. Variaciones de la sección eficaz calculada en función del corte fiducial en ϕ. El plano correspondiente al hueco central en un octante es lo que definimos como $\Phi = 0$, mientras que el borde de un octante está situado en $\Phi = \pm 22.5^\circ$. La figura superior corresponde a la sección eficaz calculada sólo con los dimuones que cumplen $\mid \Phi \mid > \Phi_{\text{corte}}$. La figura inferior usa sólo los muones con $\mid \Phi \mid < \Phi_{\text{corte}}$. Los errores representados corresponden a la variación estadística con respecto a los cortes nominales, que aparecen sin error.

Fuentes de error sistemático	Contribución en %
Selección de la muestra	0.5
Contaminación de procesos físicos	0.1
Aceptancia geométrica	0.5
Estadística Monte Carlo	0.4
Incertidumbres teóricas (KORALZ)	0.2
Medida de la luminosidad	0.9
Error sistemático total	1.2

Tabla 3. Diferentes contribuciones al error sistemático en el cálculo de la sección eficaz $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$.

4.3. Asimetría de carga A_{fb}

Definimos la asimetría de carga, A_{fb}, como:

$$A_{fb} \equiv \frac{\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)}{\sigma(\cos\theta > 0) + \sigma(\cos\theta < 0)}$$

donde θ es el ángulo que forma el μ^- con respecto al e^- del haz incidente. Para la medida de esta asimetría, también llamada "forward-backward", hemos añadido un criterio adicional en la selección de la muestra:

a) Los 2 muones en el suceso deben tener carga opuesta, puesto que hemos de distinguir entre μ^+ y μ^-.

La muestra así obtenida consta de 3145 sucesos.

4.3.1. Cálculo de A_{fb}

En el apartado donde describíamos la extrapolación de la sección eficaz se explicaba cómo sucesos con producción de fotones de muy alta energía en el estado inicial que escapan a la detección son los responsables de la variación de la aceptancia con $\sqrt{s}$. También tienen influencia en el valor medido de A_{fb}. Por tratarse de sucesos con alta acolinealidad y una sección eficaz concentrada para bajos ángulos, se pueden extraer dos consecuencias importantes:

A) El detector elimina sucesos con alta acolinealidad ($> 100^\circ$ para fotones que escapan por el tubo del haz), por lo que la asimetría experimentalmente medida posee un corte implícito en acolinealidad, no muy bien definido.

B) Los sucesos con alta acolinealidad no poseen la dependencia angular:

$$\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta) + A_{fb}\cos\theta$$

Existen diversas formas de solventar los problemas que supone la radiación energética de estado inicial. Una de ellas consiste en fijar un corte en acolinealidad, con el fin de que A_{fb} en los programas de ajuste (que generalmente admiten cortes en acolinealidad) y la asimetría experimentalmente medida sean equivalentes. Tras este corte la distribución angular se adecúa con muy buena aproximación a la distribución angular en aproximación Born. Este método es el que hemos usado en L3 [3] hasta la fecha, con un corte en acolinealidad de 15°.

En esta memoria utilizaremos un procedimiento alternativo. Se basa en el hecho de que en el sistema CM de los dos muones la distribución Born es una muy buena aproximación, independientemente de que se hayan emitido o no fotones duros en el estado inicial. Este ángulo θ_{CM} puede ser calculado en función de los ángulos de ambos muones θ_1 y θ_2, si se supone que la radiación es colineal con los electrones incidentes:

$$\cos\theta_{\mathrm{CM}} = \frac{\cos\left(\frac{\theta_1+\pi-\theta_2}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\theta_1-\pi+\theta_2}{2}\right)}$$

En este contexto hemos calculado la asimetría para cada punto de energía mediante un ajuste por máxima verosimilitud de los datos a la función:

$$L \equiv \prod_i \left(\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta^i_{\mathrm{CM}}) + A_{fb}\cos\theta^i_{\mathrm{CM}}\right)$$

Este método es independiente del valor de la aceptancia como función de θ_{CM} , siempre que esta sea la misma para muones positivos y negativos. Esto se comprueba por el hecho de que si introducimos una aceptancia simétrica $\epsilon(\cos\theta) = \epsilon(-\cos\theta)$ la función de verosimilitud se modifica como sigue:

$$L_\epsilon \equiv \prod_i \left(\frac{\epsilon(\cos\theta_i)}{\int_{-1}^{1}\epsilon(c)\frac{3}{8}(1+c^2)dc}\right)\left(\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta_i) + A_{fb}\cos\theta_i\right)$$

En definitiva, hemos añadido un factor multiplicativo independiente de A_{fb}, y por tanto sin influencia alguna en el resultado final. Los sucesos con radiación de alta energía presentan una sección eficaz simétrica [4], por lo que su ausencia en la muestra es equivalente a una variación simétrica de la aceptancia, y por tanto sin efecto sobre el valor final de A_{fb}. Los estudios teóricos realizados sobre el uso de θ_{CM} muestran que el error cometido en la determinación de la asimetría no es superior a 0.001 [5].

Los resultados obtenidos con este método para cada una de las energías estudiadas se encuentran en la tabla 4. La figura 6 presenta los valores de A_{fb} obtenidos y muestra la predicción del modelo estándar.

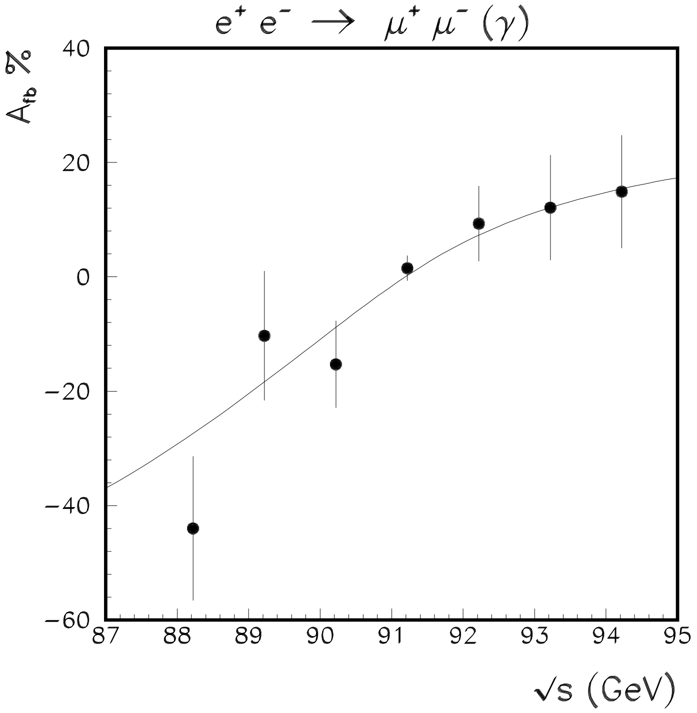


Figura 6. Asimetría de carga del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ en función de $\sqrt{s}$.

Otra forma de calcular A_{fb} es contando el número de sucesos con el μ^- en el hemisferio anterior $(Z > 0)$ o posterior $(Z < 0)$ del detector. Siguiendo los razonamientos anteriormente expuestos, hemos suprimido los efectos debidos a fotones de alta energía seleccionando sólo aquellos sucesos con acolinealidad menor que 15°. Los valores así obtenidos deben ser corregidos por la aceptancia y eficiencia del detector, la cual varía considerablemente en función de θ, y además el resultado debe extenderse a todo el ángulo sólido:

$$A_{fb}(|\cos\theta| < 1) = \frac{3 + c_0^2}{4c_0}\, A_{fb}(|\cos\theta| < c_0)$$

donde se ha utilizado la dependencia Born en $\cos\theta$. En nuestro caso $c_0 = 0.8$. Los resultados obtenidos están en razonable acuerdo con los del método de verosimilitud, y también se presentan en la tabla 4, donde los errores citados son estadísticos.

$\sqrt{s}$ (GeV)	A_{fb} (Contaje)	A_{fb} (Max. verosimilitud)
88.224	-0.405 $\pm$ 0.127	-0.440 $\pm$ 0.126
89.227	-0.020 $\pm$ 0.115	-0.103 $\pm$ 0.113
90.227	-0.136 $\pm$ 0.076	-0.153 $\pm$ 0.076
91.222	0.014 $\pm$ 0.022	0.015 $\pm$ 0.022
92.217	0.100 $\pm$ 0.066	0.093 $\pm$ 0.066
93.221	0.031 $\pm$ 0.090	0.121 $\pm$ 0.092
94.215	0.122 $\pm$ 0.098	0.149 $\pm$ 0.099

Tabla 4. Asimetría de carga para el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Los errores citados son sólo estadísticos. El error sistemático absoluto estimado para el método de verosimilitud es 0.3%.

Podemos también obtener una estimación de la validez de la aproximación Born comparando las distribuciones angulares con la expresión $\sigma(\frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + A_{fb}\cos\theta)$, donde σ y A_{fb} son las predicciones del modelo estándar dadas por ZFITTER para $\mathrm{M}_Z = 91.18$ GeV, $\mathrm{m}_t = 150$ GeV, $\mathrm{M}_H = 100$ GeV, $\alpha_s = 0.12$ y acolinealidad menor que 15°. La figura 7 muestra la distribución en el pico, y la figura 8 los puntos de energía anterior (90.22 GeV) y posterior (92.22 GeV), respectivamente. El acuerdo es muy razonable, aun cuando la estadística fuera del pico del Z° es más reducida.

4.3.2. Errores sistemáticos en la medida de A_{fb}

A partir del número de sucesos en los que los dos muones tienen la misma carga deducimos que un muón tiene medida su carga incorrectamente en un $(1.2 \pm 0.2)\%$ de los casos. Esta cantidad es comúnmente denominada confusión de carga. En principio, la probabilidad de que la carga sea confundida debido a la resolución intrínseca del espectrómetro de muones viene dada por:

$$\int_{-\infty}^{0} \frac{1}{\sigma_{1/p}\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(\frac{1}{p} - \mid \frac{1}{p_\circ} \mid)^2}{2\sigma_{1/p}^2}\right) d(\frac{1}{p})$$

dado que la distribución de momentos observados es una gaussiana en $1/p$, con media $1/p_\circ$ y varianza $\sigma_{1/p}$. En el caso más desfavorable, para la zona $\mid\cos\theta\mid > 0.7$, con una resolución media del 30% a 45 GeV, esto es, $\sigma_{1/p} = \frac{0.3}{45} = 0.0067$ GeV^{-1} y $p_\circ = 45$ GeV, la confusión de carga sería del 0.4 por mil. Esto significa que la confusión realmente medida proviene de problemas aislados y no de la resolución de las cámaras de muones. La figura 9 muestra este hecho; los sucesos con confusión de carga aparecen muy alejados de la mayoría de los sucesos.

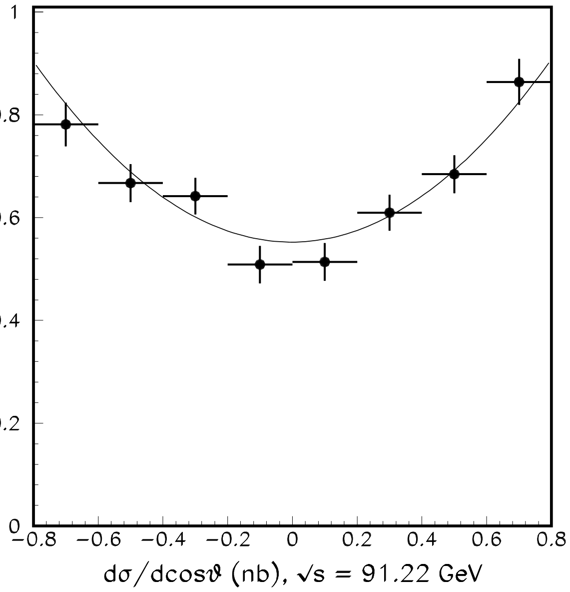


Figura 7. Sección eficaz diferencial en funcion de $\cos\theta$ para $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.

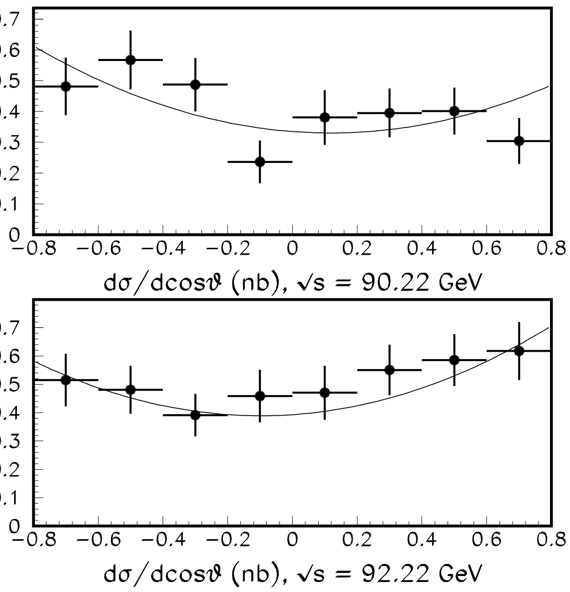


Figura 8. Sección eficaz diferencial en funcion de $\cos\theta$ para $\sqrt{s} = 90.2$ GeV y $\sqrt{s} = 92.2$ GeV.

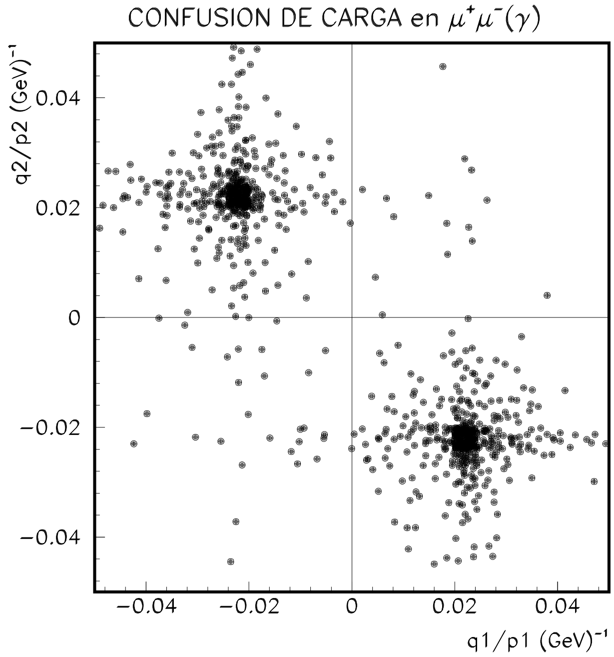


Figura 9. Histograma doble en el que se puede apreciar cuál es la confusión de carga y el efecto de la resolución en momento para la muestra $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. Los sucesos con confusión de carga aparecen en los cuadrante superior derecho e inferior izquierdo, respectivamente. El hecho de que estos sucesos estén muy alejados del resto demuestra que la resolución del espectrómetro de muones no es la causa de la confusión existente.

Hemos estudiado cuál es el comportamiento de la confusión de carga en diferentes zonas del detector. En particular, la confusión de carga para muones medidos con sólo 2 cámaras P (dobletes) es del 2.5%, mientras que en el caso de muones medidos por 3 cámaras (tripletes) es sólo del 0.5%. La mayor parte de los problemas corresponden a comportamientos anómalos ($t_o s$ mal medidos, alteraciones en los voltajes, etc), hecho que afecta más a los dobletes, que basan la reconstrucción en la diferencia de pendientes en las 2 cámaras utilizadas. Parece en principio que estos problemas son identificables, dado que una de las trazas siempre es de mala calidad (el χ^2 del ajuste es excesivamente grande, la distancia al vértice de la traza es exageradamente grande, etc) y la otra no. Para confirmar ésto hemos aplicado algunos criterios simples intentando reconocer este tipo de trazas en todos los sucesos de la muestra. A cada traza identificada se le imponía la carga del muón opuesto. Este simple ejercicio permitió reducir la confusión de carga a la mitad, y además ningún suceso con cargas correctas resultó modificado. Hemos decidido sin embargo no aplicar estas nuevas condiciones en la medida de la asimetría porque la estadística adicional que supone es muy pequeña. Sólo uno de los sucesos de la muestra tiene dos trazas de mala calidad, lo que confirma que la probabilidad de que dos cargas sean confundidas al mismo tiempo es despreciable, así como el error sistemático introducido en la medida de la asimetría.

La utilización del método de máxima verosimilitud descrito con anterioridad elimina la dependencia sistemática en el conocimiento de la aceptancia, siempre que esta sea independiente de la carga. Hemos investigado posibles fuentes que violen esta hipótesis:

- Las celdas muertas en los bordes de la aceptancia pueden contribuir a que la aceptancia para μ^+ y μ^- sean diferentes en la misma región θ ϕ. No hemos encontrado evidencia de ello dentro de los errores de la estadística Monte Carlo existente.

- Un error sistemático en la reconstrucción del momento de la partícula puede ser dependiente de la carga y de la región del detector. Una comparación de las distribuciones en momento para muones positivos y negativos en $\cos\theta > 0$ y $\cos\theta < 0$ muestra que no hay asimetrías evidentes con la estadística disponible. Podemos poner una cota de error máximo en la determinación la asimetría de 0.002 debido a este efecto.

Hemos estudiado otros métodos alternativos para determinar A_{fb}. Una posibilidad es la de efectuar el ajuste a la distribución analítica correcta del modelo estándar, pero esto supone, además de trabajar con expresiones mucho más complejas, conocer a priori los valores de M_Z, m_t, por lo que hay que emplear un método iterativo. Dado que las discrepancias con respecto a la fórmula Born son muy pequeñas en comparación con el error estadístico para cada punto de energía, hemos preferido el ajuste a la distribución Born, que es el método utilizado por la mayor parte de los experimentos.

La contribución de los rayos cósmicos en la medida de A_{fb} es inferior al 1 por mil, dado que presentan una asimetría muy pequeña en nuestro detector y son el 2 por mil de la muestra seleccionada. Como hemos explicado en el capítulo anterior, el único fondo apreciable proviene de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, pero su existencia no produce ningún efecto sistemático, debido a que su asimetría es idéntica a la de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$.

Teniendo en cuenta todas las contribuciones anteriores estimamos un error sistemático absoluto de 0.003 en la medida de la asimetría de carga en sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, error que hoy por hoy está muy por debajo de los errores estadísticos.

4.4. Sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$

Una parte de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ contienen emisión real de fotones visibles en el detector. El estudio de este tipo de sucesos es particularmente importante por dos razones:

a) Dado que su contribución a la muestra no es despreciable (un 15% de los sucesos poseen una acumulación electromagnética de más de 1 GeV en el BGO) es importante comprobar que la muestra y la simulación Monte Carlo coinciden en sus predicciones.

b) Representa por sí mismo un estudio QED.

En la figura 10 se muestra el espectro de energías de los “clusters” electromagnéticos en la muestra seleccionada, donde se han escogido todos aquellos con $E_{\mathrm{cluster}} > 1\mathrm{GeV}$. Se puede observar un acuerdo razonable entre datos y MC (KORALZ+GEANT), así como la inexistencia de picos notables en la distribución, lo cual permite establecer, dada la buena resolución del BGO, límites superiores a la probabilidad de producción de resonancias a través de la reacción $Z^0 \to X\ \gamma \to \mu^+\mu^-\gamma$ [6].

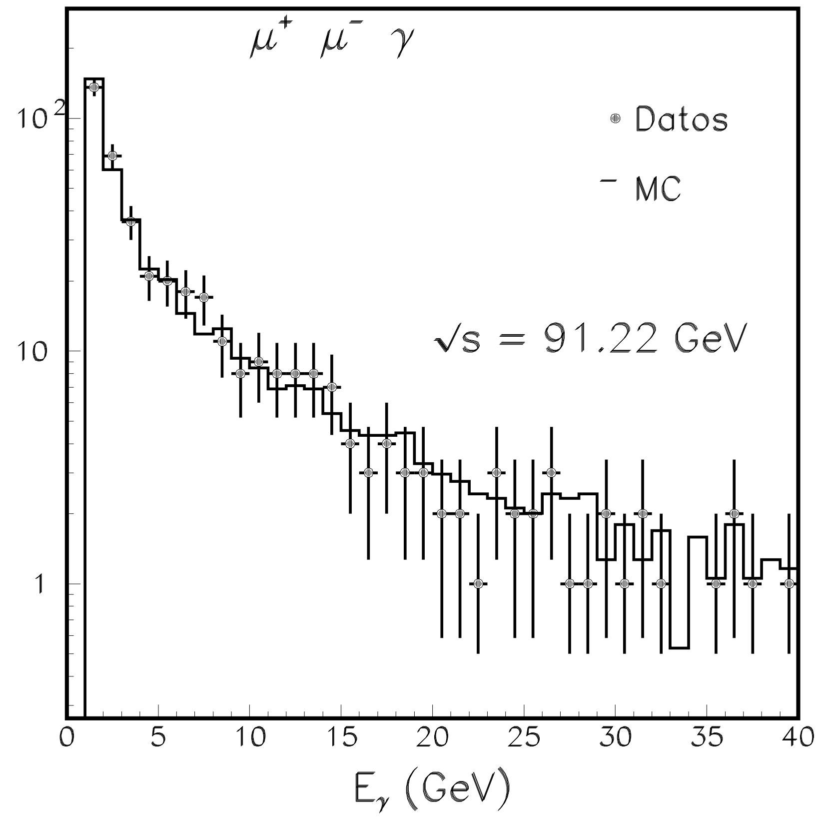


Figura 10. Espectro de la distribución en energías de fotones en sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. Se observa buen acuerdo entre datos y simulación Monte Carlo (KORALZ+GEANT).

Por ser KORALZ un generador de orden α en el estado final los sucesos con 2 fotones presentes en la simulación sólo pueden aparecer por dos razones:

1. Uno de los fotones ha sido emitido por el estado inicial. Este hecho es bastante improbable, dado que el ángulo mínimo que debe formar con las partículas del haz es de unos 42° (que es el ángulo a partir del cual existe detección electromagnética).

2. Uno de los fotones proviene de la interacción del muón con el BGO. Este tipo de sucesos representan casi la totalidad de los sucesos con 2 fotones en la simulación. Si bien pueden ser eliminados mediante cortes angulares con respecto al muón, ello

representaría la pérdida de la mayor parte de la estadística disponible, por tratarse de radiación de estado final.

El número de sucesos con dos fotones observado en los datos es claramente superior a la predicción proveniente de la simulación (KORALZ+GEANT), tal y como se muestra en la figura 11. La variable utilizada en la comparación es :

$$E_\gamma^* = E_{\mathbf{haz}}\ (1 - s'/s) = E_\gamma - E_{\mathbf{haz}}\ \frac{M_\gamma^2}{s}$$

siendo $\sqrt{s'}$ la masa invariante del par de muones y E_γ, M_γ la energía y masa invariante, respectivamente, del sistema formado por todos los fotones del suceso. En el caso de un sólo fotón la expresión anterior se reduce a $E_\gamma^* = E_\gamma$.

La mayor parte de las fórmulas analíticas disponibles hasta orden α^2 están dadas en función de s y s'. El hecho de que la variable anterior pueda ser expresada en función de ellas y de que en la selección de fotones no existan cortes angulares con respecto al muón nos permite realizar correcciones a la simulación y poner a prueba las predicciones QED de orden α^2 en teoría de perturbaciones.

La expresión utilizada para corregir los datos es:

$$\frac{dN_{\mu^+\mu^-}}{d(s'/s)} = N_{\mu^+\mu^-}\ \delta_2^{H_2}\ (\ L(s', m_\mu^2),\ \epsilon,\ s'/s)$$

donde $\delta_2^{H_2}\ (\ L(s, m_e^2),\ \epsilon,\ s'/s)$ es la corrección relativa a la sección eficaz por producción de 2 fotones "hard" de estado inicial, siendo $L(s, m^2) = log(\frac{s}{m^2})$ y $\epsilon E_{\mathbf{haz}}$ la mínima energía que debe tener un fotón para ser considerado como "hard" (1 GeV en nuestro caso). Esta corrección ha sido tomada explícitamente de la referencia [7].

En esencia lo que se ha hecho es sustituir la expresión exacta para δ^{H_2} en el estado final por la expresión de estado inicial, pero evaluada a una escala diferente. Esto es, los logaritmos dominantes son $L' \equiv log(\frac{s'}{m_\mu^2})$, en lugar de $L \equiv log(\frac{s}{m_e^2})$. Esta sustitución tiene en cuenta correctamente los términos logarítmicos dominantes, por lo que se desprecian únicamente términos no significativos [8]. El número de muones usado en esta comparación, $N_{\mu^+\mu^-}$, corresponde a aquellos sucesos dentro de la aceptancia del calorímetro ($|\cos\theta| < 0.7$), con el fin de asegurar que la práctica totalidad de los fotones de estado final han sido registrados por el detector.

En la figura 11 se observa con claridad como los datos tienden a satisfacer preferentemente las predicciones α^2, una vez que la corrección ha sido aplicada, y se comprueba que las interacciones del muón con la materia son predichas convenientemente por el programa de simulación GEANT.

Por último es conveniente remarcar que el efecto de la falta de sucesos con 2 fotones en la simulación Monte Carlo no introduce ningún efecto sistemático en la selección de la muestra. En primer lugar, la mayor parte de ellos son colineales con los muones producidos y por tanto no alteran los ángulos en el suceso. En segundo lugar, sólo exigimos un corte en momento sobre uno de los muones del suceso, por lo cual sólo sucesos en los que se han producido dos fotones de muy alta energía (ambos de más de 15 GeV para el corte $P_{\max} = 30$ GeV) son eliminados de la muestra, lo cual supone un porcentaje despreciable.

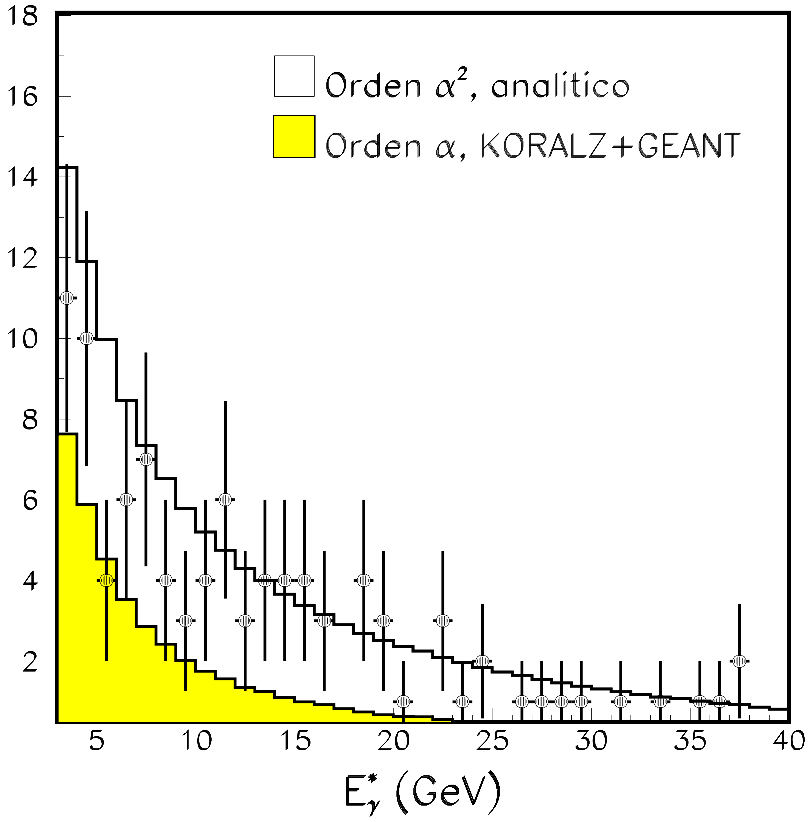


Figura 11. Espectro de energías en la variable E^*_γ para sucesos $\mu^+\mu^-\ \gamma\gamma$. Se observa un buen acuerdo entre datos y simulación cuando se añaden las predicciones analíticas de orden α^2. Sólo se muestran sucesos con $E^*_\gamma > 3$ GeV para evitar la zona afectada por el corte aplicado en la energía mínima del fotón.

REFERENCIAS

[1] R. Kleiss, en “Z Physics at LEP 1”, Vol III CERN 89-08, página 69.
S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, CERN-TH-5994/91.

[2] D. Bardin et al, Zeuthen preprint PHE-89-19 (1989) enviado para su publicación en Nuclear Physics.
D. Bardin et al, Z. Physics C44 (1989), 493.
D. Bardin et al, Zeuthen preprint PHE 90-17 (1990) enviado a Physics Letters B.
M. Bilenky and A. Sazonov, JINR Dubna preprint E2-89-792 (1989) unpublished.

[3] L3 Collaboration, B. Adeva et al, Z. Phys. C51 (1991)179.

[4] G. Passarino, Nucl. Phys. B204 (1982)237.

[5] S. Jadach and Z. Was, MPI-PAE/Pth 33/89.

[6] L3 Collaboration, B. Adeva et al, Phys. Lett. B262 (1991)155.

[7] F. A. Berends, G. Burgers, W. L. Van Neerven, Nuclear Physics B297 (1988), fórmula 2.28, página 439.

[8] O. Nicrosini, L. Trentadue, Z. Phys. C39(1988) 479.

CAPITULO 5

Análisis de los resultados

5.1. Introducción

En este capítulo utilizaremos las medidas de la sección eficaz y asimetría del proceso $\mu^+\mu^-(\gamma)$ para extraer consecuencias físicas dentro del marco del modelo estándar, así como buscar posibles desviaciones de él. Para ello supondremos como cierta la hipótesis de universalidad, esto es, que los acoplos con el Z^0 son idénticos para todos los leptones.

En pricipio la sección eficaz muónica nos permite medir la masa y anchura del Z^0, así como la achura de desintegración leptónica Γ_l. Sin embargo, dado que el canal $e^+e^- \to$ *hadrones* es estadísticamente mucho más significativo (su sección eficaz es unas 20 veces mayor) este puede ser utilizado para fijar con gran precisión la masa y la anchura del Z^0. De esta forma la anchura de desintegración Γ_l es determinada con menor error si ajustamos conjuntamente hadrones y muones. El procedimiento de medida de la sección eficaz hadrónica en L3 es descrito con más detalle en el apéndice C, en el cual también se detallan los resultados obtenidos y el error sistemático considerado, que es de un 0.4%.

Además de lo anterior, podemos utilizar la asimetría de carga en $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, A_{fb}, para calcular los parámetros ρ_l y $\sin^2\theta_l$ o, equivalentemente, los valores efectivos de las constantes de acoplo vectorial (g_v) y axial (g_a) a energías del Z^0.

Por último, es posible utilizar, junto con la información anterior, las secciones eficaces y asimetrías de los procesos $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$. Este caso se encuentra descrito en la referencia [1]. Los resultados así obtenidos son consistentes con la hipótesis de universalidad aquí utilizada.

5.2. Expresiones teóricas para σ y A_{fb}

Para el cálculo preciso de la sección eficaz y asimetría teóricas hemos diseñado un programa (ver apéndice D) que depende mínimamente de los condicionantes del modelo electrodébil. En esencia el programa supone como conocidas las contribuciones QED, virtuales y reales, mientras que las corrientes acopladas con el Z^0 se describen mediante la dependencia Born mejorada descrita en el capítulo 1. La precisión que se alcanza es mejor que el 2 por mil, según comparaciones realizadas con otros programas de precisión similar.

Recordaremos con más detalle las expresiones utilizadas. La sección eficaz Born mejorada para el proceso $e^+e^- \to f\overline{f}$ es:

$$\sigma_f^0(s) = \frac{4\pi\ N_{cf}\ Q_f^2\alpha^2(s)}{3s} + \frac{12\pi\Gamma_e^*\Gamma_f^*}{\mathrm{M}_Z^2}\frac{s}{(s-\mathrm{M}_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/\mathrm{M}_Z^2} + I(s) \qquad [1]$$

donde M_Z, Γ_Z son la masa y anchura del Z^0 y Q_f, N_{cf} son la carga y número de colores asociados al fermión f. En dicha expresión $\alpha(s)$ es la constante de acoplo electromagnética a la escala s, $\Gamma_f^* = \frac{\Gamma_f}{(1+\delta_{QED})\,(1+\delta_{QCD})}$ es la anchura parcial del Z^0 desintegrándose en el fermión f sin tener en cuenta las correcciones QED y QCD en el estado final y $I(s)$ es el término proveniente de la interferencia $\gamma - Z^0$. Estos términos se pueden expresar explícitamente en función de constantes de acoplo efectivas $\overline{g}_v$, $\overline{g}_a$:

$$\begin{aligned}
\Gamma_e^* &= \frac{\sqrt{2}G_\mu \mathrm{M}_Z^3}{12\pi}\ \left(\overline{g}_{ve}^{\,2} + \overline{g}_{ae}^{\,2}\right) \\
\Gamma_f^* &= \beta\ \ \frac{\sqrt{2}G_\mu \mathrm{M}_Z^3}{12\pi}\ N_{cf}\ \left((\frac{3-\beta^2}{2})\ \overline{g}_{vf}^{\,2} + \beta^2\ \overline{g}_{af}^{\,2} \right) \\
I(s) &= -\ \frac{\sqrt{2}G_\mu \mathrm{M}_Z^2 (s-\mathrm{M}_Z^2)}{3((s-\mathrm{M}_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/\mathrm{M}_Z^2)}\ N_{cf}\ Q_f\ \alpha(s)\ \overline{g}_{ve}\ \overline{g}_{vf}
\end{aligned}$$

siendo G_μ la constante de desintegración del muón ($1.166389\ 10^{-5}$ GeV^{-2}) y $\beta = \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{s}}$ introduce en Γ_f unas correcciones de masa, que son sólo importantes en el caso del quark "b". Alternativamente, estas constantes de acoplo pueden ser expresadas en función de los parámetros efectivos ρ_f, $\sin^2\theta_f$, a través de las relaciones:

$$\begin{aligned}
\overline{g}_{vf} &= \sqrt{\rho_f}\ (\ T_{3f} - 2\ Q_f\ \sin^2\theta_f\ ) \\
\overline{g}_{af} &= \sqrt{\rho_f}\ T_{3f}
\end{aligned}$$

donde T_{3f} es la tercera componente de isospín del fermión f. Finalmente la sección eficaz total viene dada en muy buena aproximación por:

$$\sigma_f = F_f \int_{z_0}^{1} G_\sigma(z,s)\ \sigma_f^0(zs)\ dz\ ; \quad z_0\ \geq\ \frac{4m_f^2}{s}$$

$$\begin{aligned}
F_f &= (1+\delta_{QED})\ (1+\delta_{QCD}) \\
\delta_{QED} &= \frac{3\alpha}{4\pi}\ Q_f^2 \\
\delta_{QCD} &= \begin{cases} 0 & (leptones) \\ \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.405\ (\frac{\alpha_s}{\pi})^2 & (hadrones) \end{cases}
\end{aligned}$$

El factor $G_\sigma(z,s)$ es la función de radiación de estado inicial, que incluye términos hasta orden α^2, y F_f son las correcciones de estado final. Sus expresiones han sido ya presentadas en el capítulo 1. Debemos hacer notar nuevamente que las correcciones QCD únicamente factorizan la sección eficaz total en el caso del canal $e^+e^- \to hadrones$. En el caso de medidas exclusivas para un sólo quark (física del "b", por ejemplo) existen correcciones dependientes del valor de m_t y de la masa del quark en cuestión, que intervienen de forma diferente en los acoplos vectoriales y axiales y, por tanto, no factorizan la sección eficaz. Estas correcciones se cancelan aproximadamente entre quarks de tipo "down" y "up", lo que da validez a dicha factorización en el caso de medidas inclusivas hadrónicas.

La asimetría de carga viene dada en muy buena aproximación por:

$$A_{fb} = (\sigma_f)^{-1}\ F_f^a \int_{z_0}^{1} \frac{4z}{(1+z)^2}\left(G_\sigma(z,s) + G_{FB}(z,s)\right)\ \sigma^0_{FB\ f}(zs)\ dz$$

donde F_f^a es un factor QCD de estado final [2], significativamente distinto de 1 sólo para quarks pesados y $G_{FB}(z,s)$ es una contribución adicional en la función de radiación del estado inicial, específica para la asimetría (que también ha sido ya introducida en el capítulo 1). El factor $\frac{4z}{(1+z)^2}$ se debe a la existencia de un "boost" para pasar del ángulo θ_{CM} (donde es válida la aproximación Born) a θ_{LAB}, habiéndose emitido un fotón casi colineal con las partículas del haz. Por último, $\sigma^0_{FB\ f}$ está relacionada con la parte asimétrica en $\cos\theta$ de la sección eficaz:

$$\sigma^0_{FB\ f}(s) = \int_0^1 \frac{d\sigma_f^0}{dc} - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma_f^0}{dc} = \beta^2 \frac{\sqrt{2}\ G_\mu\ \mathrm{M}_Z^2}{(s-\mathrm{M}_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/\mathrm{M}_Z^2}\ \overline{g}_{ae}\ \overline{g}_{af}$$

$$\left(\sqrt{2}\ G_\mu\ \mathrm{M}_Z^2\ s\ \overline{g}_{ve}\ \overline{g}_{vf} - \frac{Q_f}{2}\ Real\left[\ \alpha(s)\ (s - \mathrm{M}_Z^2 - i\ s\ \Gamma_Z/\mathrm{M}_Z)\ \right]\right)$$

donde en $\alpha(s)$ se ha incluido la parte imaginaria, que da una contribución a $A_{fb}^{\mu^+\mu^-}$ de -0.2% para $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$.

En los ajustes que involucren secciones eficaces usaremos la expresión [1] para determinar los valores de M_Z, Γ_Z, Γ_e, Γ_f. Dicha expresión es mínimamente dependiente de los condicionantes impuestos por el modelo estándar: el primer término es una contribución QED pura, mientras que el segundo supone la existencia de la resonancia del bosón Z^0 sin ninguna hipótesis sobre el origen de Γ_e, Γ_f, Γ_Z con respecto a modelos teóricos. La única dependencia se encuentra en la existencia del término $I(s)$, pero es mínima, debido a que se anula para $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$ y a que la constante de acoplo vectorial efectiva del electrón tiene un valor muy reducido. En la práctica, para valores razonables de $\sin^2\theta_e$, $\sin^2\theta_f$ su contribución a la sección eficaz es inferior al 1% [3].

En el caso de que tratemos simultáneamente con asimetrías y secciones eficaces es claro que todo puede ser expresado en términos de M_Z, Γ_Z y de las constantes de acoplo efectivas de electrón y fermión producido. Si bien este esquema ya hace hipótesis sobre la forma de las corrientes en la teoría, casi todas las alternativas propuestas se limitan a predecir desviaciones de estos parámetros de acoplo [4], lo que justifica su utilización.

5.3. Procedimiento de ajuste

Para el ajuste de los datos hemos definido un χ^2 que tiene en cuenta errores sistemáticos y estadísticos. La expresión que se minimiza es, en notación compacta:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n}\left(\Delta x_i \; V_{ij}^{-1} \; \Delta x_j\right)$$

En esta expresión Δx_i representa la diferencia entre el valor experimentalmente medido x_i (secciones eficaces o asimetrías para cada punto de energía) y el valor teórico predicho x_i^{teo} (el cual guarda la dependencia en los parámetros que deseamos determinar) , y V_{ij} es el elemento de la matriz de varianza que correlaciona los puntos Δx_i y Δx_j. En concreto:

$$\begin{aligned}\Delta x_i &= x_i - x_i^{\mathrm{teo}} \\ V_{ij} &= <\Delta x_i \; \Delta x_j> - <\Delta x_i><\Delta x_j>\end{aligned}$$

siendo $< x >$ el valor medio de la variable x. En el caso más general las variables x_i estarán afectadas por errores relativos: $x_i \to x_i * \mathrm{R}$, o errores absolutos $x_i \to x_i + \mathrm{A}$. En el caso de que el mismo error relativo afecte simultáneamente a los puntos x_i y x_j (sin correlación en ausencia de errores), se puede comprobar que:

$$V_{ij} = <x_i><x_j> (<\mathrm{R}^2> - <\mathrm{R}>^2) \equiv <x_i><x_j> (\mathrm{Error\ en\ R})^2$$

Cuando se trate de errores absolutos la expresión es semejante:

$$V_{ij} =< \mathrm{A}^2 > - < \mathrm{A} >^2 \equiv (\text{Error en A})^2$$

Por último, en el caso de que varios errores afecten simultáneamente a x_i y x_j, bastará con sumar las diferentes contribuciones a V_{ij} (siempre que no exista correlación alguna entre dichos errores).

Es importante reseñar que la matriz de covariancia y los errores en el cálculo deben ser tomados de la mejor estimación existente sobre los valores $< x_i >$, y no del valor x_i medido. Esta estimación puede consistir en los valores x_i^{teo} provenientes de un primer ajuste, para ser incluida en un segundo ajuste, que será el definitivo. Por ejemplo, en el caso de secciones eficaces el error estadístico es $n^{\frac{1}{2}}$. Este error será menor cuanto menor sea n, de tal forma que estaremos pesando las secciones eficaces de forma asimétrica alrededor del valor central, con un sesgo claro hacia valores bajos. Una forma de evitarlo es tomar el error como $(\sigma^{\mathrm{teo}}\ \epsilon\ \mathcal{L})^{\frac{1}{2}}$, siendo σ^{teo} la mejor estimación disponible, y ϵ, $\mathcal{L}$ la aceptancia del proceso y la luminosidad recogida, respectivamente. Si bien en el límite en que $n \to \infty$ el efecto es despreciable, no lo es para estadísticas reducidas. Una consecuencia típica de no tener en cuenta este efecto es la tendencia de Γ_l hacia valores bajos frente a Γ_{had}, dada la diferencia estadística de ambas muestras.

Desde el punto de vista práctico, tendremos en cuenta en el ajuste los siguientes tipos de incertidumbres:

Errores estadísticos. Modifican V_{ii}, por el hecho de afectar únicamente al punto x_i. Dichos errores han sido ya presentados en el capítulo 4.

Errores sistemáticos. Afectan únicamente a V_{ij}, siendo i, j miembros del mismo canal y cantidad física determinada (por ejemplo: todas las asimetrías del canal $\mu^+\mu^-$, o todas las secciones eficaces del canal $e^+e^- \to hadrones$). En el caso de que x_i sea una sección eficaz el error será relativo, (0.8% para el canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ y 0.4% para el canal $e^+e^- \to hadrones$) y en el caso de asimetrías consideraremos errores absolutos (0.003 en el canal muónico).

Error en la luminosidad. Afecta a V_{ij}, siendo x_i y x_j secciones eficaces. Todos los puntos (incluso a diferentes energías) son afectados por el mismo error relativo (0.9%), dado que la incertidumbre en la luminosidad de L3 es debida a efectos sistemáticos.

Por otra parte la incertidumbre en el conocimiento de la energía de los haces en LEP no puede ser ignorada, dado el tamaño de los errores experimentales. Estas son las contribuciones más importantes:

a) El error en la escala absoluta de energías es de 20 MeV, determinado a partir de calibraciones con protones. Estos son inyectados en LEP a una energía cercana a 20 GeV, a la cual puede determinarse su velocidad y, por tanto, su momento, que coincidirá con el de los electrones en la etapa de inyección. El momento final tras la cadena de aceleración se determina a partir de las diferencias en el campo magnético medido entre 20 y 45 GeV [5]. Este error afecta directamente al valor medido de M_Z.

b) El haz tiene una distribución energética de unos 35 MeV de anchura alrededor de $\sqrt{s}/2$. El efecto que provoca en la medida de la sección eficaz se observa con claridad en la figura 1. El parámetro M_Z es prácticamente insensible a este efecto, pero no así las anchuras. En concreto, para Γ_Z se observa un incremento de unos 5 MeV. El efecto sobre la asimetría de carga es despreciable.

c) Las variaciones relativas entre punto y punto de energía, debidas a la no linealidad de la escala o a la no reproducibilidad de los parámetros del acelerador ($\sim$ 10 MeV). Tras simulación del efecto se comprueba que su influencia sobre los parámetros ajustados se traduce únicamente en un incremento en el error asociado de unos 4-6 MeV para la masa y la anchura [6],

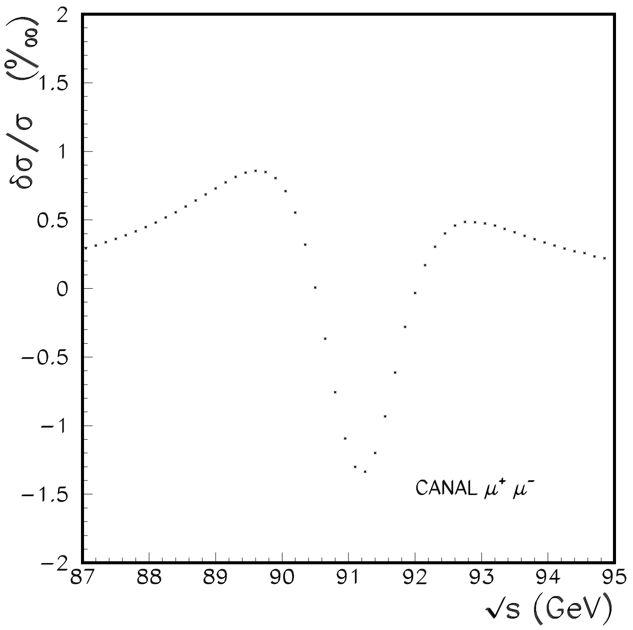


Figura 1. Diferencias entre el caso ideal de haces con dispersión en energías nula y el caso real de haces con una anchura de 35 MeV. En la figura se representa el cociente $(\sigma_{\text{real}} - \sigma_{\text{ideal}})/\sigma_{\text{ideal}}$. La sección eficaz de hadrones presenta un comportamiento idéntico al aquí observado.

Estas contribuciones deben ser tenidas en cuenta a la hora de calcular los errores finales de M_Z y Γ_Z. El error en la escala absoluta de energías se incluye como una incertidumbre adicional de 20 MeV en la masa del Z^0. La dispersión energética del haz se incluye antes del ajuste, como una corrección a la sección eficaz medida dependiente de $\sqrt{s}$ tal y como se deduce de la figura 1 (la dependencia en $M_Z, \Gamma_Z, ...$ es despreciable, dada la magnitud del efecto). La tabla 1 muestra en concreto las correcciones aplicadas. El único punto en el que la corrección supera el 0.1% es 91.22 GeV.

$\sqrt{s}$ (GeV)	Factor corrector para σ
88.22	0.9995
89.22	0.9992
90.22	0.9995
91.22	1.0013
92.22	0.9998
93.22	0.9995
94.22	0.9997

Tabla 1. Factores correctores para la sección eficaz debido al la dispersión energética de los haces en LEP. En nuestro caso hemos usado una anchura de 50 MeV en la variable $\sqrt{s}$. La sección eficaz experimentalmente obtenida debe ser multiplicada por estos factores antes de ser introducida en los programas de ajuste.

5.4. Ajuste de la sección eficaz de muones

A partir de un ajuste de los datos de la sección eficaz $\mu^+\mu^-(\gamma)$ deducidos en el capítulo anterior y usando las expresiones descritas anteriormente se obtienen los resultados de la tabla 2. El resultado del ajuste se puede observar en la figura 2, superpuesto a los datos experimentales.

Parámetro	Ajuste A	Ajuste B
M_Z (GeV)	91.172 ± 0.059	91.172 ± 0.059
Γ_Z (GeV)	2.45 ± 0.10	2.45 ± 0.10
$\sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$ (MeV)	82.6 ± 3.0	-
$\Gamma_Z / \sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$	-	29.73 ± 0.38

Tabla 2. Ajustes a la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. En el ajuste A determinamos M_Z, Γ_Z, $\sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$. Dado que la mayor parte de la estadística se encuentra en $\sqrt{s} \sim M_Z$, $\Gamma_Z / \sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$ es una cantidad más precisamente determinada que $\sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$ ó Γ_Z por separado, como se comprueba en el ajuste B. En M_Z se debe incluir un error adicional de 20 MeV debido a la incertidumbre en la escala absoluta de energías en LEP.

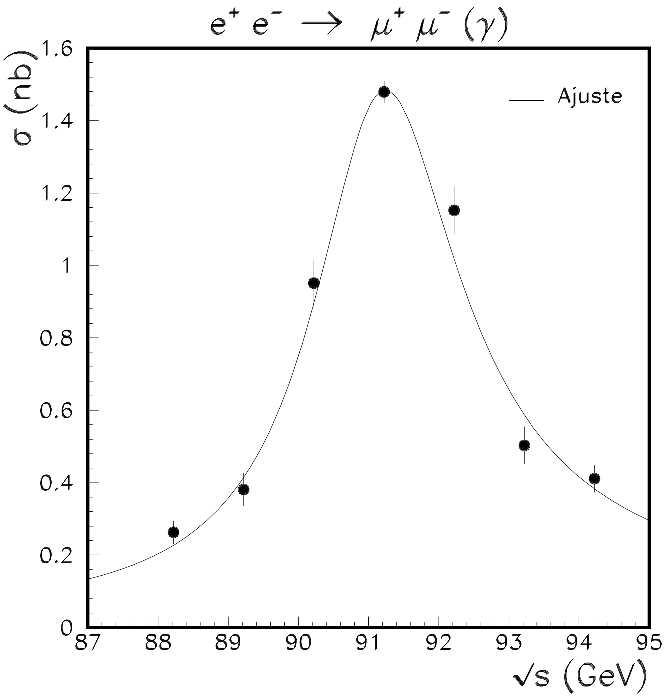


Figura 2. Resultado del ajuste de los datos de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Los parámetros que determinan la curva son M_Z, Γ_Z y $\sqrt{\Gamma_e \ \Gamma_\mu}$. Los datos se presentan con su error estadístico. El error sistemático es del 1.2%, que incluye los errores en la determinación de la luminosidad y en la selección de la muestra.

5.4.1. Determinación del número de neutrinos ligeros

Es posible determinar el número de familias de neutrinos ligeros ($M_\nu \ll \mathrm{M}_Z/2$) en los que se puede desintegrar el Z^0 a partir de la anchura invisible $\Gamma_{\mathbf{inv}}$, que satisface la siguiente igualdad:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\mathbf{inv}}}{\Gamma_\nu} = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}\left(\frac{\Gamma_Z - \Gamma_{\mathbf{had}} - 3\Gamma_l}{\Gamma_l}\right)$$

Si asumimos universalidad, el valor de $\Gamma_Z/\sqrt{\Gamma_e\Gamma_\mu} \equiv \Gamma_Z/\Gamma_l$ puede ser usado en la determinación de N_ν:

$$N_\nu = \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}\right)^{\mathrm{teor,SM}}\left[\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_l}^{\mathrm{medida}} - \frac{\Gamma_{\mathbf{had}}}{\Gamma_l}^{\mathrm{teor,SM}} - 3\right]$$

La ventaja de esta expresión con respecto al uso directo de Γ_Z es que las cantidades $\Gamma_l/\Gamma_\nu = 0.502$, $\Gamma_{\mathbf{had}}/\Gamma_l = 20.8 \pm 0.2$ son esencialmente constantes dentro del modelo estándar. La única incertidumbre significativa se encuentra en $\Gamma_{\mathbf{had}}/\Gamma_l$, que incluye conservadoramente, además de variaciones de m_t entre 50 y 300 GeV, el error en el conocimiento de α_s ($\alpha_s = 0.115 \pm 0.009$ (L3)). El resultado es:

$$N_\nu = 2.98 \pm 0.19(\mathrm{exp.}) \pm 0.10(\mathrm{teor.})$$

del cual se deduce que la posibilidad de que el número de neutrinos ligeros sea 4 se encuentra a unas 5 desviaciones estándar de la medida dada por el canal muónico de L3. La figura 3 muestra, superpuesta sobre los datos, la forma de la sección eficaz correspondiente a 2, 3, ó 4 neutrinos ligeros para $\mathrm{M}_Z = 91.180$ GeV, $\mathrm{m}_t = 150$ GeV y $\mathrm{M}_H = 100$ GeV. Se observa con claridad que el punto a la energía $\sqrt{s} \simeq \mathrm{M}_Z$ es determinante en la medida realizada, siendo prácticamente insensible a los valores concretos de m_t, M_H.

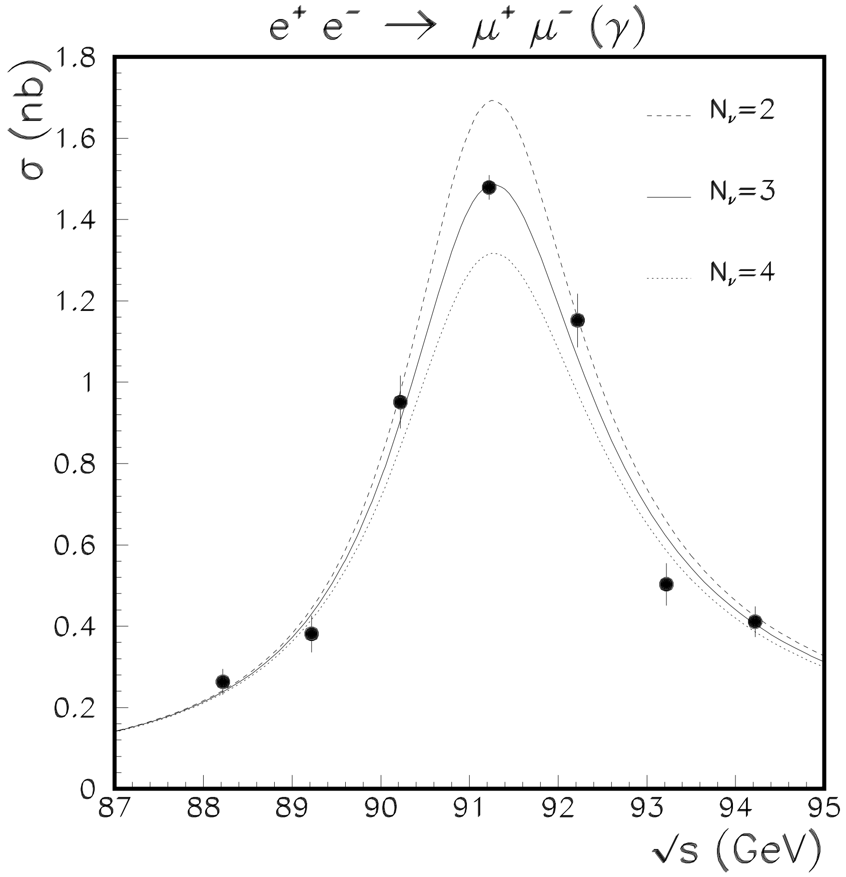


Figura 3. "Line shapes" del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ para M$_Z$ = 91.180 GeV, m$_t$ = 150 GeV, M$_H$ = 100 GeV y diferentes valores del número de familias de neutrinos ligeros, comparadas con los puntos experimentalmente obtenidos. Es claro que el punto más sensible a una variación en el número de familias es el cercano a $\sqrt{s}$ = M$_Z$, y que $N_\nu = 3$ es la opción preferida por los datos.

5.4.2. Determinación de $\frac{\Gamma_{\rm had}}{\Gamma_l}$

Si se impone la condición $N_\nu = 3$, $\frac{\Gamma_{\rm had}}{\Gamma_l}$ puede ser determinado dentro del modelo estándar como:

$$R_{\rm had} \equiv \frac{\Gamma_{\rm had}}{\Gamma_l} = \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_l}^{\rm medida} - 3\,\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}^{\rm teor,SM} - 3 = 20.75 \pm 0.38$$

que es perfectamente compatible con el valor esperado de $R^{\rm SM}_{\rm had} = 20.8 \pm 0.2$. De manera equivalente, podemos realizar una estimación indirecta del valor de $\alpha_s({\rm M}_Z)$, a partir de la expresión:

$$R_{\text{had}}^{\text{medido}} = R_{\text{had}}^{\text{SM},\alpha_s=0} \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.405 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2\right)$$

siendo $R_{\text{had}}^{\text{SM},\alpha_s=0} = 20.0 \pm 0.1$. El resultado es $\alpha_s = 0.11 \pm 0.05$. En la figura 4 se puede observar la diferencia entre las predicciones del modelo estándar con $\alpha_s(\mathrm{M}_Z) = 0$ y $\alpha_s(\mathrm{M}_Z) = 0.115$, para los mismos parámetros que en el apartado anterior. Nuevamente el valor en el pico es esencialmente insensible a variaciones en m_t y M_H.

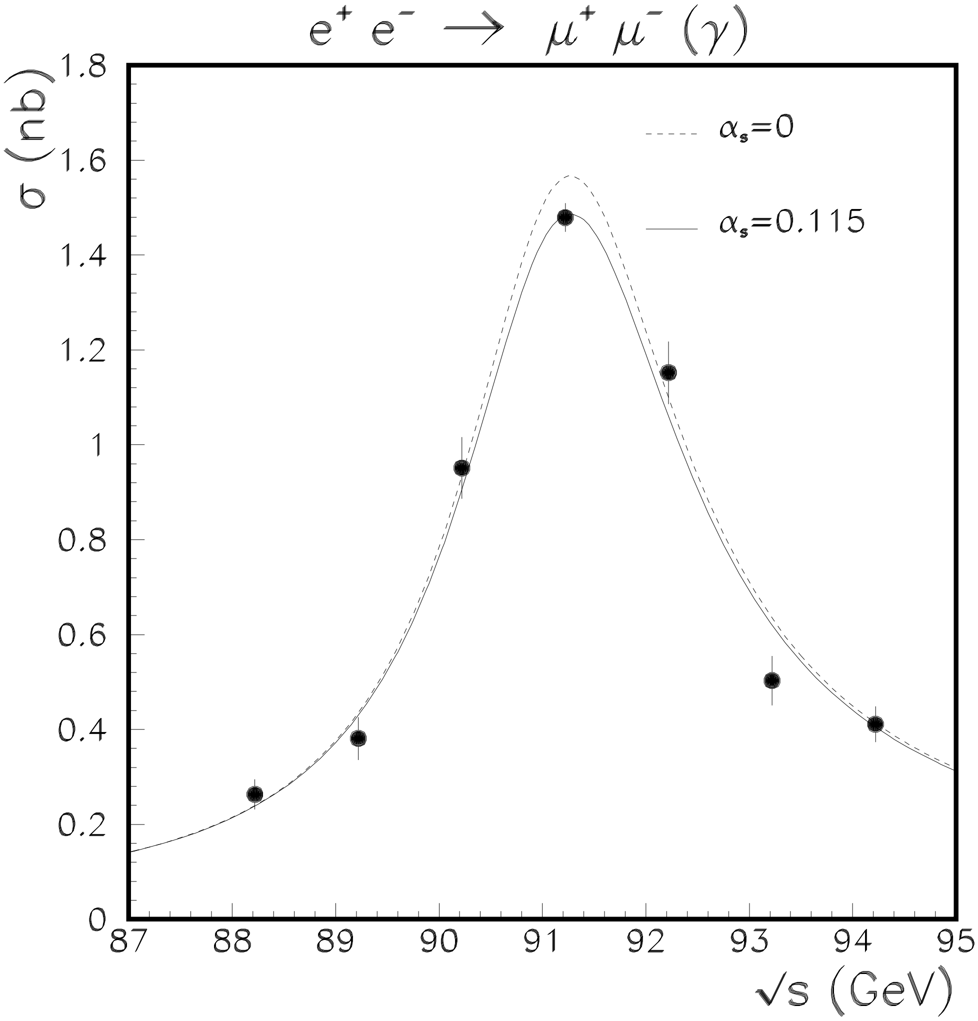


Figura 4. "Line shapes" del proceso $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ para $N_\nu = 3$, $\mathrm{M}_Z = 91.180$ GeV, $\mathrm{m}_t = 150$ GeV, $\mathrm{M}_H = 100$ GeV y diferentes valores de α_s. Es claro que $\alpha_s = 0$ no es la opción preferida por los datos, y que el punto más sensible a una variación en esta variable es el cercano a $\sqrt{s} = \mathrm{M}_Z$, punto que es casi insensible a variaciones en m_t.

5.5. Ajuste conjunto a las secciones eficaces de muones y hadrones

Combinando la información del canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ con la de $e^+e^- \to hadrones$ se pueden obtener valores más precisos de la masa y anchura del Z^0, así como de Γ_l. Los resultados aparecen ahora en la tabla 3

Parámetro	Ajuste A	Ajuste B
M_Z (GeV)	91.180 ± 0.010	91.180 ± 0.010
Γ_Z (GeV)	2.488 ± 0.017	2.488 ± 0.017
Γ_l (MeV)	83.5 ± 1.0	-
Γ_{had} (MeV)	1730 ± 23	-
$R_{\mathrm{had}} \equiv \Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l$	-	20.71 ± 0.42
$\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_l \equiv (\Gamma_Z - \Gamma_{\mathrm{had}} - 3\Gamma_l)/\Gamma_l$	-	6.09 ± 0.21

Tabla 3. Ajuste combinado de las secciones eficaces $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to hadrones$ suponiendo universalidad ($\Gamma_l = \Gamma_e = \Gamma_\mu$). En el ajuste A determinamos M_Z, Γ_Z, Γ_{had}, Γ_l. En el ajuste B, en lugar de Γ_{had}, Γ_l, se determinan R_{had} y $\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_l$, cantidades de las que se pueden extraer de forma inmediata α_s y N_ν, respectivamente. En M_Z se debe incluir un error adicional de 20 MeV debido a la incertidumbre en la escala absoluta de energías en LEP. El χ^2 del ajuste es 11.5 para 10 grados de libertad.

A partir de $\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_l$ deducimos, de forma semejante a la empleada en el apartado anterior:

$$N_\nu = \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}\right)^{\mathrm{teor,SM}} \left(\frac{\Gamma_{\mathrm{inv}}}{\Gamma_l}\right)^{\mathrm{medida}} = 3.06 \pm 0.11$$

y, a partir de $\Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l$:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.10 \pm 0.06$$

donde el error es ligeramente superior al obtenido sólo con la sección eficaz de muones debido a que $\Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l$ en este caso es una medida directa, afectada por los errores experimentales.

Con el fin de mejorar este error se puede repetir el ajuste imponiendo $N_\nu = 3$, esto es, fijando el valor de $\Gamma_{\rm inv}/\Gamma_l$:

$$\frac{\Gamma_{\rm inv}}{\Gamma_l} = \frac{\Gamma_{\rm inv}}{\Gamma_\nu}\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l} = \frac{3}{0.502} = 5.976$$

El resultado del ajuste es $\frac{\Gamma_{\rm had}}{\Gamma_l} = 20.85 \pm 0.32$, que corresponde a un valor de α_s:

$$\alpha_s(\mathrm{M}_Z) = 0.12 \ \pm \ 0.04$$

5.6. Uso de la asimetría de carga en $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$

Un ajuste combinado a las secciones eficaces de muones y hadrones y asimetría en $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ nos permite determinar los parámetros de acoplo leptónicos a estas energías. Los resultados se presentan en la tabla 4.

Parámetro	Ajuste A	Ajuste B
M_Z (GeV)	91.180 ± 0.010	91.180 ± 0.010
Γ_Z (GeV)	2.488 ± 0.017	2.488 ± 0.017
$\Gamma_{\rm had}$ (MeV)	1730 ± 23	1730 ± 23
ρ_l	0.998 ± 0.014	-
$\sin^2\theta_l$	$0.228^{+0.013}_{-0.008}$	-
$\overline{g}_{vl}^2$	-	$0.00185^{+0.00159}_{-0.00153}$
$\overline{g}_{al}^2$	-	0.2495 ± 0.0034

Tabla 4. Ajuste conjunto de la sección eficaz $e^+e^- \to$ *hadrones* y de la sección eficaz y asimetría de carga en $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ asumiendo universalidad ($\Gamma_l = \Gamma_e = \Gamma_\mu$). En el ajuste A determinamos las constantes ρ_l y $\sin^2\theta_l$. El ajuste B es un ajuste equivalente en el que se determinan los cuadrados de las constantes de acoplo vectorial y axial. En M_Z se debe incluir un error adicional de 20 MeV debido a la incertidumbre en la escala absoluta de energías en LEP. El χ^2 del ajuste es 15 para 16 grados de libertad.

La información disponible no nos permite determinar los signos de las constantes de acoplo $\overline{g}_{vl}$ y $\overline{g}_{al}$. La razón es simple: en el caso de secciones eficaces, el ajuste es sensible a Γ_l, que es proporcional a $\overline{g}_{vl}^{\,2} + \overline{g}_{al}^{\,2}$, mientras que los términos en la parte asimétrica de la sección eficaz son proporcionales a $\overline{g}_{al}^{\,2}$ y $\overline{g}_{vl}^{\,2}\,\overline{g}_{al}^{\,2}$, respectivamente. Es por ello que dichos signos han de imponerse a través de otras medidas experimentales [7], resultando que ambas constantes han de ser negativas. En definitiva:

$$
\begin{aligned}
\overline{g}_{vl} &= -\,0.043\ ^{+0.024}_{-0.017} \\
\overline{g}_{al} &= -\,0.4995 \pm 0.0034
\end{aligned}
$$

En la figura 5 mostramos este resultado, así como los contornos correspondientes a una y dos desviaciones estándar con respecto a la medida presentada.

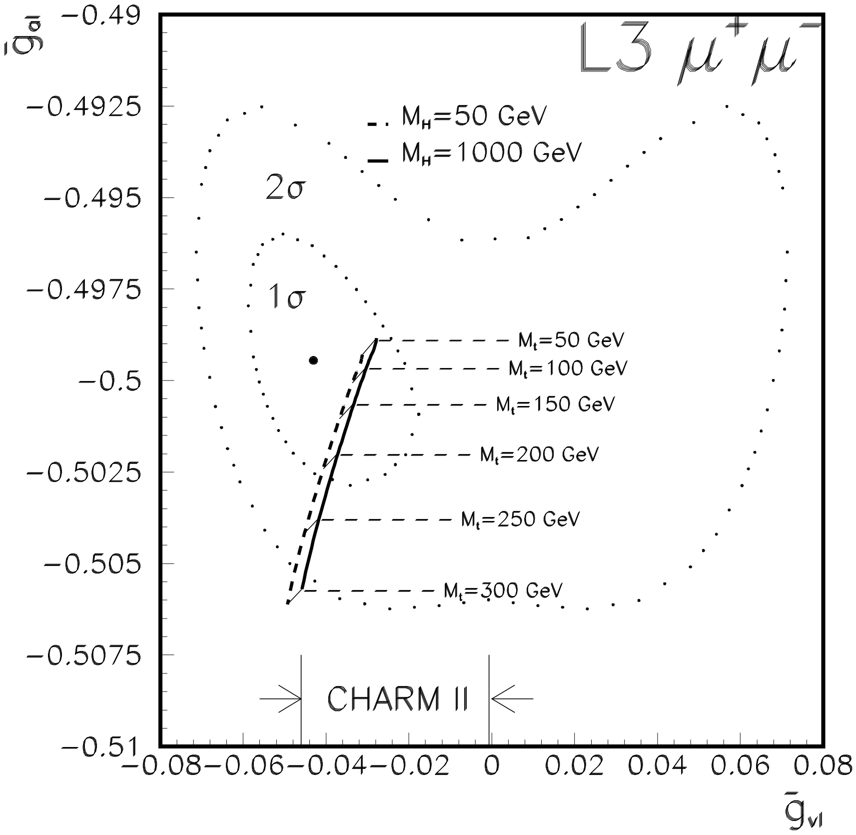


Figura 5. Valores de las constantes de acoplo leptónicas usando los canales $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to$ *hadrones* en L3. Se representan asimismo los contornos correspondientes a 1 y 2 desviaciones estándar con respecto a la medida central, la predicción del modelo estándar y una de las medidas más precisas fuera del marco de LEP, la del cociente g_v/g_a por el experimento CHARM II [7].

5.7. Interpretación de los resultados dentro del modelo estándar

Suponiendo que los valores de las masas fermiónicas (excepto la del quark top), α, G_μ y α_s son conocidos, los únicos parámetros relevantes del modelo estándar que se pudieran considerar desconocidos son M_Z, m_t y M_H. La masa del Z^0 es determinada con muy buena precisión: $\mathrm{M}_Z = 91.180 \pm 0.010 \pm 0.020(\mathrm{LEP})\ GeV$, por lo que queda por estudiar qué valores imponen nuestros datos experimentales sobre m_t, M_H.

Las últimas búsquedas directas de la partícula Higgs han dado límites inferiores a su masa cercanos a los 50 GeV [8], por lo cual un efecto directo en las secciones eficaces debido a la producción real de $Hf\overline{f}$ no es apreciable (lo sería si M_H fuera menor que 10 GeV [9]). Siempre que M_H no sea demasiado grande, su influencia en las correcciones radiativas es mínima. Por ejemplo, variaciones de M_H entre 50 y 1000 GeV se traducen en una variación muy reducida en los parámetros ajustados: $\Delta\Gamma_Z = 10$ MeV, $\Delta\Gamma_{\mathrm{had}} = 8$ MeV, $\Delta\Gamma_l = 0.2$ MeV, $\Delta\rho_l = 0.002$, $\Delta \sin^2\theta_l = 0.002$. Además de ello, el hecho de que los efectos dependientes de m_t sean mayores contribuye a complicar las predicciones sobre M_H. Si bien recientemente se han puesto límites superiores a su masa utilizando todos los datos disponibles de LEP ($<$ 300 GeV al 68% de nivel de confianza [10]), es también claro que cualquier error sistemático que afecte conjuntamente a todas las medidas puede cambiar críticamente estas predicciones. Dado que hay efectos de este tipo aún no incluidos o en estudio (producción de pares en el estado inicial, contribuciones de α_s para valores altos de m_t, uso de programas de análisis muy similares o idénticos, precisión de los generadores Monte Carlo, incertidumbre común en la energía de los haces en LEP, errores teóricos en la luminosidad,...) no consideraremos la posibilidad de extraer predicciones sobre M_H.

El valor óptimo de m_t se puede deducir a partir de un ajuste conjunto a todos los datos disponibles (secciones eficaces y asimetrías) dentro del modelo estándar. Sin embargo, antes de ello estudiaremos por separado los distintos parámetros sensibles a variaciones en m_t:

- El hecho de separar distintas contribuciones permite comprobar si todas ellas dan resultados comparables o existen discrepancias significativas que pudieran invalidar la validez de un ajuste global.

- No sólo permite una estimación de m_t, sino también una comprobación de las predicciones del modelo estándar.

La primera medida que nos proporciona información sobre m_t es el valor de la masa del Z^0, combinada con las medidas de $\mathrm{M}_W/\mathrm{M}_Z$ en los colisionadores $\overline{p}p$, en las que se cancelan la mayor parte de los errores sistemáticos debidos al desconocimiento de la escala de energías (por afectar igualmente a las medidas de M_W y de M_Z). Utilizaremos el promedio dado en la referencia [11]: $\mathrm{M}_W/\mathrm{M}_Z = 0.8806 \pm 0.0034$.

En la figura 6 representamos $\sin^2\theta_w$ en función de m_t. Dado que M_W/M_Z proporciona una medida directa de $\sin^2\theta_w$, aparece como una banda horizontal, independiente del valor de la masa del quark top. En el caso de la medida de M_Z, $\sin^2\theta_w$ depende del valor concreto de m_t utilizado (y de M_H, que ha sido incluido como una pequeña contribución adicional a la anchura de esta franja). Ambas bandas, representando el 68% de nivel de confianza, se cruzan en una zona limitada, correspondiente a valores de m_t entre 100 y 200 GeV.

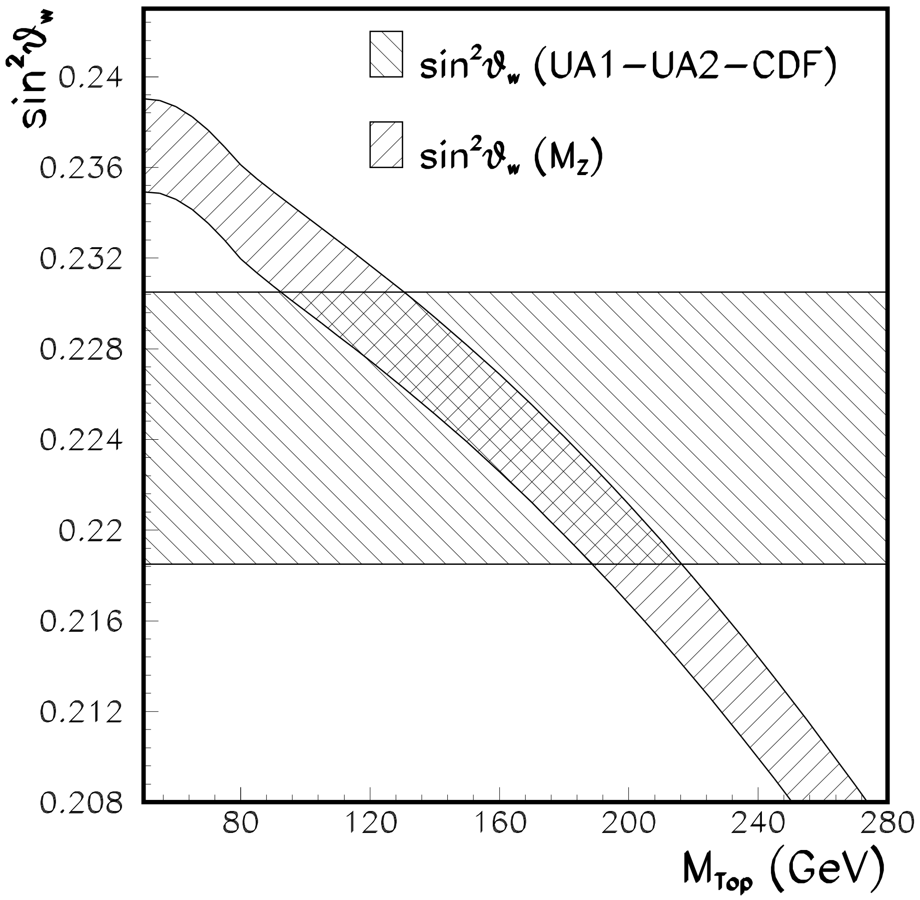


Figura 6. Representación de $\sin^2\theta_w$ en función de la masa del quark t, proveniente de dos fuentes diferentes: la medida de M_Z dada por L3 y la medida combinada de M_W/M_Z de los experimentos *UA*1, *UA*2 y *CDF*.

La segunda medida, poco correlacionada con la anterior, es la anchura total del Z^0, Γ_Z [1]. En la figura 7 representamos el valor medido, $\Gamma_Z = 2.484 \pm 0.017$ GeV, a la vez que la predicción del modelo estándar en función de m_t para $M_Z = 91.180 \pm 0.022$ GeV. Las dos bandas, al igual que en el caso anterior, se cruzan dentro de una desviación estándar en el intervalo $m_t \in [50, 200]$ GeV.

[1] La correlación entre M_Z y Γ_Z es de un 6% solamente, según el ajuste realizado

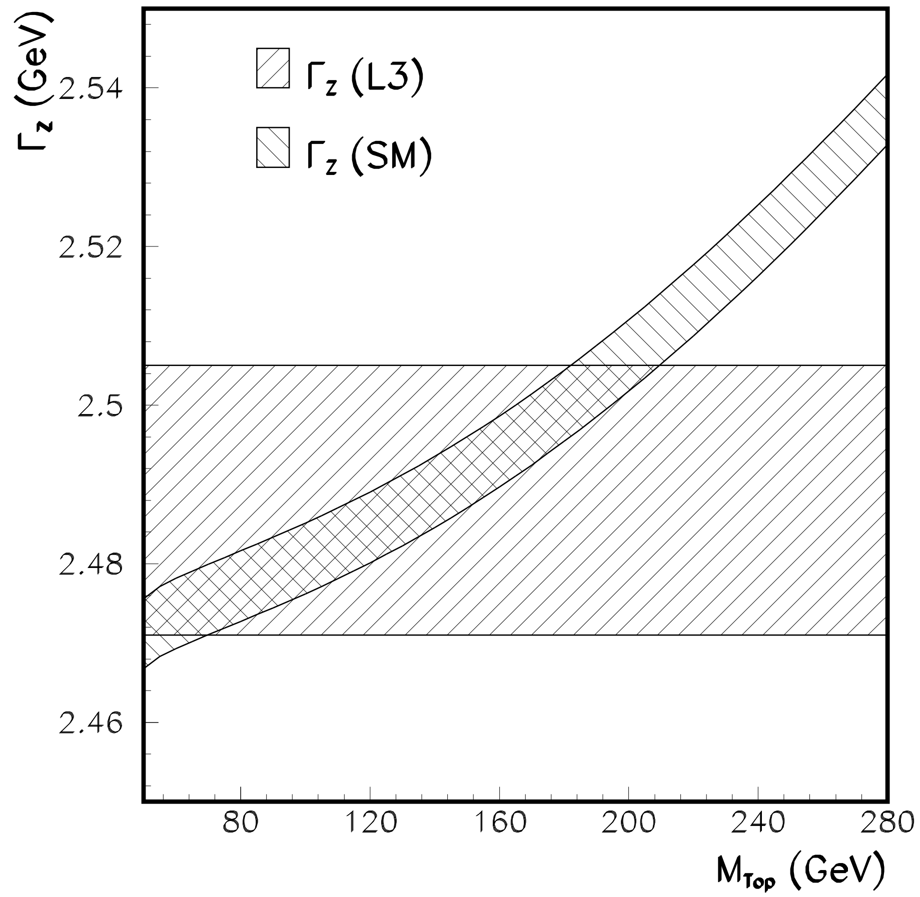


Figura 7. Estimación de m_t a partir de la medida de Γ_Z y el valor esperado de Γ_Z dentro del modelo estándar. La anchura de esta última banda se debe al error en el valor de M_Z.

Sin embargo, existe una cierta correlación entre los parámetros Γ_Z y Γ_l, obtenidos mediante ajuste de las secciones eficaces de muones y hadrones. Esta correlación (de un 47%) puede observarse en la figura 8, junto con la predicción del modelo estándar para diferentes valores de m_t y M_H. Dentro de una desviación estándar teoría y experimento están en acuerdo, para masas del top comprendidas entre 50 y 200 GeV. También es clara la poca sensibilidad de la medida en M_H.

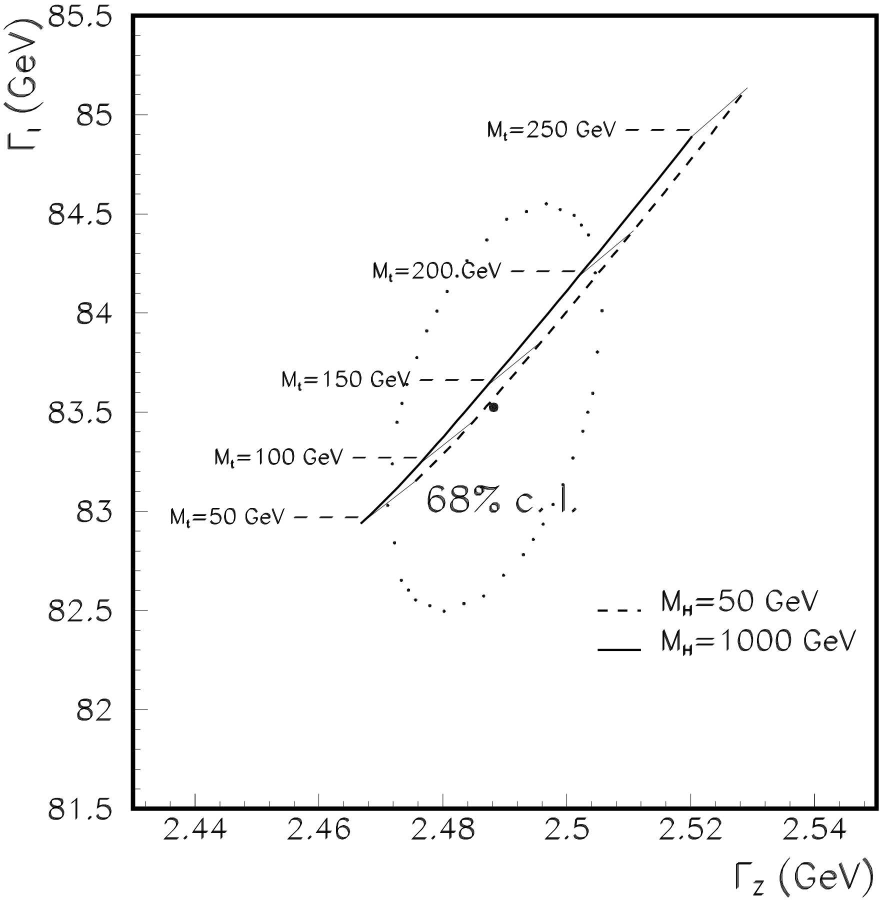


Figura 8 Predicción del modelo estándar para Γ_Z y Γ_l en función de m$_t$ y M$_H$, comparada con el contorno correspondiente al 68% de nivel de confianza proveniente del ajuste a las secciones eficaces de muones y hadrones en L3.

Por último, los valores de las constantes de acoplo ρ_l y $\sin^2\theta_l$ son también sensibles a variaciones en m$_t$, como se comprueba en la figura 9. [2] La correlación con el valor obtenido a través de Γ_Z y Γ_l no es en este caso despreciable, dado que ρ_l es casi equivalente a una medida de Γ_l. El acuerdo con el modelo estándar es también razonable, con predicciones para m$_t$ entre 50 y 200 GeV.

[2] Se pueden utilizar equivalentemente las variables $\overline{g}_{vl}$ y $\overline{g}_{al}$ (figura [5]). Las variables ρ_l y $\sin^2\theta_l$ son sin embargo más utilizadas por los teóricos, debido a que son parámetros de acoplo prácticamente independientes del canal de desintegración analizado (tal y como hemos comentado en el capítulo 1) cuyo contenido "universal" es interesante, tanto dentro como fuera del modelo estándar.

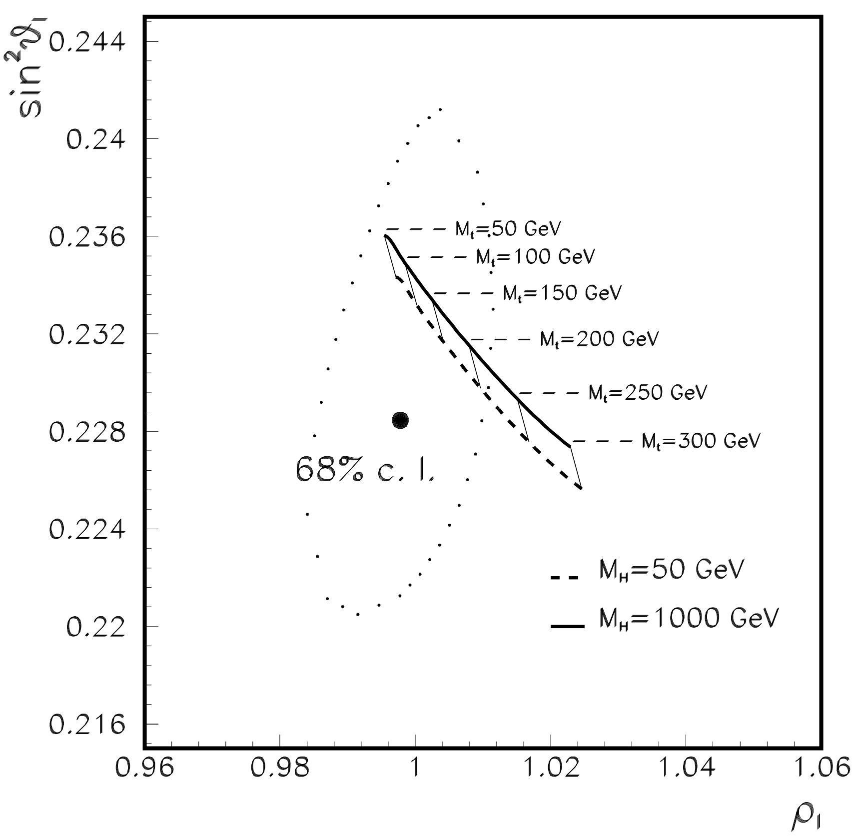


Figura 9 Predicción del modelo estándar para ρ_l y $\sin^2\theta_l$ en función de los distintos valores que m_t y M_H pueden tomar, comparada con la medida realizada mediante ajuste a la asimetría y las secciones eficaces de muones y hadrones en L3 (al 68% de nivel de confianza).

Dado que todas las diferentes fuentes de medida de m_t dan valores compatibles y consistentes con el modelo estándar hemos realizado un nuevo ajuste conjunto a secciones eficaces y asimetrías. En este caso los únicos parámetros libres son M_Z, m_t y M_H. Para ello hemos utilizado el paquete de subrutinas DIZET [12] (utilizadas también por el programa de ajuste ZFITTER), que permite determinar, a partir de dichos parámetros, las variables usadas en el formalismo aquí utilizado: Γ_Z, Γ_{had}, Γ_l, ρ_l, $\sin^2\theta_l$, $\overline{g}_{vl}$, $\overline{g}_{al}$.

Además de lo anterior se han tenido en cuenta las ligaduras experimentales existentes sobre α_s y M_W/M_Z ($\alpha_s(M_Z) = 0.115 \pm 0.009$ (L3)) y $M_W/M_Z = 0.8806 \pm 0.0034$ ($\overline{p}p$)). Para evitar divergencias en el ajuste debidas a la poca sensibilidad en M_H en la región de interés físico [13] el ajuste se ha realizado fijando M_H a dos valores diferentes, 50 y 1000 GeV. El resultado final, mostrado en la tabla 5, corresponde al promedio de estos dos casos y las variaciones entre ellos han sido incluidas como un error adicional. El error en la determinación de la energía de LEP también induce un pequeño error de unos 3 GeV en m_t, debido a que estamos utilizando M_W/M_Z, cantidad que no se ve afectada por la incertidumbre en M_Z.

Parámetro	Ajuste
M_Z (GeV)	$91.181 \pm 0.010(\mathrm{L3}) \pm 0.020(\mathrm{LEP})$
m_t (GeV)	$159^{+38}_{-43}(\mathrm{est.}) \pm 16(M_H) \pm 3(\mathrm{LEP})$

Tabla 5. Ajuste de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow hadrones$ y de la sección eficaz y asimetría de carga en $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ dentro del modelo estándar. El valor central de m_t corresponde a $M_H = 300$ GeV. Se han tenido en cuenta posibles variaciones de M_H en el rango $(50, 1000)$ GeV y la incertidumbre en la energía absoluta de los haces en LEP. El χ^2 del ajuste es 15 para 20 grados de libertad.

A través del ajuste anterior también hemos intentado dar un límite al valor máximo permitido para m_t. Hemos obtenido, para $M_H = 1000$ GeV (caso más desfavorable), y al 95% de nivel de confianza:

$$m_t < 245 \text{ GeV } (95\% \; c.l.)$$

5.8. Desviaciones del modelo estándar

Dada la magnífica consistencia entre los datos experimentales y las predicciones del modelo estándar es obvio que no hay señal clara de existencia de desviaciones. Sin embargo es interesante poner límites a posibles efectos provenientes de nueva física. Recientemente ha sido propuesto un grupo de variables que representan un conjunto conveniente para describir desviaciones del modelo estándar [14][15]. Utilizaremos las variables de la referencia [15], ϵ_1 y ϵ_3, definidas como:

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= \rho_l - 1 \\ \epsilon_3 &= \cos^2\theta_{w0}\,(\rho_l - 1) + \left(\cot^2\theta_{w0} - 1\right)\left(\sin^2\theta_l - \sin^2\theta_{w0}\right)\end{aligned}$$

siendo ρ_l y $\sin^2\theta_l$ las constantes de acoplo efectivas leptónicas ya descritas con anterioridad, y θ_{w0} el ángulo de Weinberg corregido únicamente por QED a la energía M_Z, esto es:

$$\sin^2\theta_{w0}\cos^2\theta_{w0} = \frac{\pi\alpha(M_Z)}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2}$$

La variable ϵ_3 está relacionada con correcciones radiativas que conservan la invariancia bajo isospín, mientras que ϵ_1 corresponde a aquellas en que esta invariancia es rota [14]. La dependencia cuadrática de las correcciones en el modelo estándar en la masa del top es absorbida en la variable ϵ_1 [3] mientras que en la variable ϵ_3 las dependencias son de tipo logarítmico, y por tanto muy débiles. Hemos realizado un nuevo ajuste a secciones eficaces y asimetrías, pero sustituyendo ρ_l y $\sin^2\theta_l$ por los parámetros ϵ_1 y ϵ_3. El resultado es:

Parámetro	Ajuste
$\epsilon_1 =$	$(-0.2 \pm 1.4)\%$
$\epsilon_3 =$	$(-0.9 \pm 2.8)\%$

La predicción del modelo estándar (basada en los cálculos de la librería DIZET), para $\mathrm{M}_Z = 91.180$ GeV, $\mathrm{m}_t = 150$ GeV, $\mathrm{M}_H = 100$ GeV, $\alpha_s = 0.115$ es: $\epsilon_1 = 0.4\%$, $\epsilon_3 = 0.5\%$, compatible con los resultados del ajuste. Dada la cantidad de modelos propuestos como desviaciones del modelo estándar, y las complicaciones intrínsecas de cada modelo, no entraremos en detalles sobre las implicaciones o predicciones que suponen estos valores sobre nuevas teorías, algunas de las cuales pueden son discutidas en las referencias citadas en este apartado ([14], [15]).

Por otro lado, podemos deducir límites inferiores a las masas de partículas que se acoplen al Z^0. En concreto, podemos determinar (a través del ajuste con secciones eficaces en el que calculamos $\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_l$):

$$N_\nu \equiv \frac{\Gamma_{\mathrm{inv}}}{\Gamma_\nu} < 3 + 0.27 \text{ (95\% c.l.)}$$

En el caso de producción de fermiones con masa, el exceso de anchura invisible que suponen vendrá dado con muy buena aproximación por:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_\nu} = \beta_f N_{cf} K_{QCD} \left((3 - \beta_f^2)(T_{3f} - 2Q_f \sin^2\overline{\theta}_w)^2 + \frac{\beta_f^2}{2} \right)$$

[3] Una forma de verlo es que esta contribución proviene de la diferencia de masas entre los quarks “top” y “bottom”, que pertenecen al mismo doblete de isospín, por lo que se trata de una corrección debida a la falta de simetría dentro del doblete.

siendo $\beta_f = \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{s}}$ y K_{QCD} una corrección QCD que es significativa sólo en el caso de quarks cerca del umbral de producción ($m_f \simeq \sqrt{s}/2$) [16]. La expresión tiene una mínima dependencia en m_t y M_H, al haberse cancelado las correcciones universales dominantes, provenientes del factor ρ, y por ser $\sin^2\overline{\theta}_w = 0.231 \pm 0.005(\mathrm{SM})$ prácticamente constante dentro del modelo estándar. Es simple resolver para cada tipo de fermión cuál es el valor de β_f que corresponde al máximo valor de $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_\nu}$ permitido (0.27 al 95% de nivel de confianza):

T_3	Q	N_{cf}	Tipo de fermión	Masa (95% c.l.)
+1/2	0	1	ν'	> 43 GeV
-1/2	-1	1	l'	> 27 GeV
+1/2	+2/3	3	t'	> 44 GeV
-1/2	-1/3	3	b'	> 46 GeV

El método anterior también permite poner límites a partículas que no sean fermiones de Dirac. Por ejemplo, en el caso de neutrinos de tipo Majorana:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_\nu} = \beta_f^3$$

de donde se deduce que la masa de este tipo de partículas debe ser superior a 35 GeV (95% c. l.) según nuestras medidas del modelo estándar. Por último, en el caso de partículas supersimétricas la sección eficaz de s-fermiones "left" y "right" viene dada por:

$$\frac{\Gamma_f^{\mathrm{left}}}{\Gamma_\nu} = 2\beta_L^3 N_{cf} K_{QCD}\,(T_{3f} - Q_f \sin^2\overline{\theta}_w)^2$$
$$\frac{\Gamma_f^{\mathrm{right}}}{\Gamma_\nu} = 2\beta_R^3 N_{cf} K_{QCD}\,(Q_f \sin^2\overline{\theta}_w)^2$$

En realidad únicamente somos sensibles a las masas supersimétricas "left", debido al reducido valor de $\sin^2\overline{\theta}_w$. La siguiente tabla expresa los resultados obtenidos:

Tipo de s-fermión	Masa (95% c.l.)
$\tilde{\nu}$	> 26 GeV
$\tilde{l}_L$	SIN LIMITE
$\tilde{u}_L$	> 35 GeV
$\tilde{d}_L$	> 38 GeV

Todos estos límites son rigurosos e independientes de los valores concretos de m_t y M_H siempre que la partícula buscada no suponga una contaminación visible del canal de muones o del canal de hadrones, que son los usados en el análisis. Esto puede no ser cierto en el caso de quarks pesados y s-quarks, o en el caso de muones pesados y s-muones, de tal forma que se cumpla $\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_\nu = 3$.

En el caso hadrónico, el ajuste a las secciones eficaces con la ligadura $\Gamma_{\mathrm{inv}}/\Gamma_\nu = 3$ da un límite $\Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l < 21.35$ (95% c.l.). Dado que $(\Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l)^{\mathrm{SM}} = 20.8 \pm 0.2$ tomaremos conservadoramente el caso más desfavorable, $(\Gamma_{\mathrm{had}}/\Gamma_l)^{\mathrm{SM}} = 20.6$. A partir de ello y de la relación $\Gamma_l/\Gamma_\nu = 0.502$ obtenemos:

$$\frac{\Delta\Gamma_{\mathrm{had}}}{\Gamma_\nu}\ (95\%\ \mathrm{c.l.}) < 0.37$$

Suponiendo que todo el exceso proviene de nuevas partículas con interacción fuerte obtenemos:

Partícula	Masa (95% c.l.)
Quark top, t'	> 42 GeV
b'	> 46 GeV
$\tilde{u}_l$	> 32 GeV
$\tilde{d}_L$	> 36 GeV

de donde deducimos que nuestros datos experimentales limitan el intervalo posible de masas del quark top:

$$42\ \mathrm{GeV} < \mathrm{m}_t < 245\ \mathrm{GeV}\ (95\%\ c.l.)$$

En el caso leptónico la situación es diferente, dado que en los ajustes estamos utilizando la misma Γ_l para los estados inicial y final del proceso. Si alguna partícula con interacciones de tipo muónico se encuentra en la muestra, cambiará la contribución al estado final, pero $\Gamma_l \equiv \Gamma_e$ se verá inalterada en el estado inicial. Además de ello, en este caso podremos utilizar la asimetría de carga $A_{fb}^{\mu^+\mu^-}$ para mejorar los límites obtenidos. Hemos repetido el ajuste a secciones eficaces y asimetría con parámetros libres M_Z, Γ_Z, Γ_{had} y $m_{\mu'}$, admitiendo la posibilidad de otro muón pesado en la muestra. Para ello hemos fijado las constantes de acoplo leptónicas dentro del modelo estándar a través de Γ_l, siendo ésta fijada a su vez mediante Γ_Z y Γ_{had} de forma que sólo dependamos nuevamente del parámetro $\sin^2\overline{\theta}_w$. Explícitamente, la expresiones necesarias son:

$$
\begin{aligned}
\Gamma_Z &= \Gamma_{\mathbf{had}} + 3\Gamma_l + 3\Gamma_\nu = \Gamma_{\mathbf{had}} + 3\Gamma_l(1 + \frac{1}{0.502}) \\
\Gamma_l &= \frac{\sqrt{2}G_\mu \mathrm{M}_Z^3}{12\pi} \; (\overline{g}_{vl}^{\,2} + \overline{g}_{ae}^{\,2}) \\
\overline{g}_{vl} &= \overline{g}_{al}(1 - 4\sin^2\overline{\theta}_w)
\end{aligned}
$$

Con ello obtenemos $\mathrm{m}_{\mu'} > 44$ GeV (95% c.l.), en el caso de que nuestra aceptancia para este tipo de sucesos sea idéntica a la aceptancia muónica, lo cual se puede cumplir en el caso de un nuevo muón pesado. En el caso de muones excitados, la aceptancia será menor para masas cercanas a 45 GeV, debido a que estas partículas se producirán esencialmente en reposo, desintegrándose en cualquier dirección del espacio en muón y fotón con momentos opuestos. En este caso la aceptancia será cercana al 50% de la aceptancia para dimuones, lo cual supone un límite: $\mathrm{m}_{\mu'} > 42$ GeV (95% c.l.), consistente con los resultados obtenidos mediante búsqueda directa [17].

No pondremos límites en el caso de s-muones, dado que la sección eficaz y la asimetría de carga han sido calculadas a partir de la hipótesis de que la distribución angular Born tiene la forma $A(1+\cos^2\theta) + B\cos\theta$, hecho que no es cierto en el caso de s-fermiones (es proporcional a $\sin^2\theta$).[4]

[4] En el caso de leptones masivos existe también un término dependiente de la masa proporcional a $\overline{g}_{vl}^2(1-\beta_f^2)\sin^2\theta$ (ver capítulo 1), pero que puede ser despreciado debido al valor sumamente reducido de la constante de acoplo $\overline{g}_{vl}$.

REFERENCIAS

[1] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Z. Phys. C51(1991) 179.

[2] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. **B161** (1979) 349.
B. Anderson et al., Phys. Rep. **C97** (1983) 33.

[3] M. Martínez et al., "Model independent fitting to the Z line shape", CERN-PPE/90-109.

[4] G. Burgers, F. Jegerlehner, "Extensions of the Standard Model", CERN Yellow Report 89-08, Vol I, pag. 75.

[5] R. Bailey et al., "2^{nd} European Particle Accelerator Conference" (Nice, June 1990), CERN SL/90-95.

[6] M. Diemoz, E. Longo, L3 internal note No. 887.

[7] F. Avignone et al., Phys. Rev. **D16** (1977) 2383.
U. Amaldi et al., Phys. Rev. **D36** (1987) 1385.
CHARM Collaboration, J. Dorenbosch et al., Z. Phys. **C41** (1989) 567.
K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1709.
CHARM II Collaboration, D. Geiregat et al., CERN-PPE/91-15 (1991).
ALEPH collaboration, D. Decamp et al., CERN-PPE/91-94 (1991).

[8] L3 collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B257(1991) 450.
ALEPH collaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B246(1990) 306.
DELPHI collaboration, P. Abreu et al., Nucl. Phys. B342(1990) 1.
OPAL collaboration, M.Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B253(1991) 551.

[9] J. Finjord, Physica Scripta. Vol.21(1980) 143.
F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B260**(1985). 32

[10] J. Ellis, "Status of the electroweak interaction", Plenary talk at the HEP-LP conference, Geneva 1991.

[11] H. Plothow-Besch, "Review of recent results on the IVB production and decay. properties at the CERN and FNAL $\overline{p}p$ colliders", CERN-PPE/90-168.

[12] D. Y. Bardin et al. Comp. Phys. Comm. **59**(1990) 303.

[13] J. Ellis, G. L. Fogli, CERN-TH 5817/90.

[14] D. C. Kennedy, P. Langacker, Phys. Rev. Lett. 65 (1990).
A. Ali, G. Degrassi, DESY 91-035 (1991).

M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 964.

[15] G. Altarelli, R. Barbieri, S. Jadach, CERN-TH 6124/91.

[16] N. Novikov et al., Phys. Rep. C41 (1978) 1.

[17] L3 collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B247(1990) 177.

CONCLUSIONES

En esta memoria se presenta el estudio de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ registrados en el detector L3 durante el año 1990, del cual el autor ha sido responsable, así como un análisis comparativo entre los resultados de ajustes mínimamente dependientes del modelo escogido y las predicciones del modelo estándar, utilizando sólamente la información del canal muónico o combinándola con la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow hadrones$. La sencillez del canal de desintegración estudiado, así como el buen conocimiento de los aspectos teóricos que lo rodean lo convierten en un elemento único para relizar este tipo de análisis.

En concreto se han estudiado y justificado con detalle cuáles son los criterios utilizados en la selección de la muestra $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, así como cuáles son las contaminaciones, ineficiencias y aceptancia. También se han planteado extensamente los procedimientos de medida de la sección eficaz y de la asimetría de carga y los posibles efectos sistemáticos que pueden sesgarlas, que estimamos como un error relativo del 0.8% (1.2% si se incluye el error en la determinación de la luminosidad por L3) en el caso de la sección eficaz y como un error absoluto de 0.003 en la asimetría.

Encontramos un razonable acuerdo entre el espectro de producción de fotones en sucesos simulados a través del detector utilizando como generador KORALZ y el espectro experimentalmente obtenido en el canal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Sin embargo, dado que KORALZ es un generador de un único fotón en el estado final observamos dicrepancias claras en el espectro de sucesos con 2 fotones. Corrigiendo el espectro en la simulación mediante fórmulas analíticas teóricas observamos un buen acuerdo con las observaciones experimentales. Esto supone una comprobación de la validez de QED en orden α^2.

Usando únicamente la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ observamos un buen acuerdo con el modelo estándar. En particular el número de neutrinos resulta ser:

$$N_\nu \;=\; 2.98 \;\pm\; 0.19(\text{exp.}) \;\pm\; 0.10(\text{teor.})$$

que se encuentra a unas 5 desviaciones estándar del caso $N_\nu = 4$.

Combinando las secciones eficaces hadrónica y muónica, determinamos los siguientes parámetros:

Parámetro	Valor
$\mathrm{M}_Z(GeV)$	91.180 ± 0.010
$\Gamma_Z(GeV)$	2.488 ± 0.017
$\Gamma_l(MeV)$	83.5 ± 1.0
$\Gamma_{\mathbf{had}}(MeV)$	1730 ± 23
$R_{had} \equiv \Gamma_{\mathbf{had}}/\Gamma_l$	20.71 ± 0.42
N_ν	3.06 ± 0.11

Fijando el número de neutrinos a 3, determinamos un nuevo valor de $R_{had} = 20.85 \pm 0.32$, que equivale a una medida de la constante de acoplo fuerte:

$$\alpha_s = 0.12 \pm 0.04$$

independiente de hipótesis sobre m_t o M_H.

Usando además la asimetría de carga A_{fb} del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ hemos determinado las constantes de acoplo leptónicas a estas energías, con el resultado:

Parámetro	Valor
$\overline{g}_{vl}$	$-0.043^{+0.024}_{-0.017}$
$\overline{g}_{al}$	-0.4995 ± 0.0034
ρ_l	0.998 ± 0.014
$\sin^2\theta_l$	$0.228^{+0.013}_{-0.008}$

en buen acuerdo con las predicciones del modelo estándar.

Hemos contrastado estos resultados con las predicciones del modelo estándar teniendo en cuenta las correlaciones existentes entre ellos, comprobando que existe un buen acuerdo y que los datos son consistentes en los valores que sugieren para m_t, M_H. Es por esto que hemos realizado un ajuste conjunto a secciones eficaces y asimetrías (incluyendo la medida $M_W/M_Z = 0.8806 \pm 0.0034$ proveniente de los colisionadores $p\overline{p}$), a partir del cual podemos determinar:

$$m_t = 159^{+38}_{-43}(\mathrm{est.}) \pm 16(M_H) \pm 3(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV}$$

Finalmente, hemos determinado los valores de ciertas constantes teóricas útiles para estudiar desviaciones del modelo estándar, así como puesto límites a la masa de nuevas partículas acopladas al Z^0 a través del máximo valor de su sección eficaz que permiten los datos experimentales. Los límites obtenidos resultan ser del orden de $40 - 45\ GeV$ en la mayor parte de los casos, independientes de m_t, M_H. Combinando el límite inferior a m_t obtenido mediante este procedimiento con el límite superior obtenido a través del ajuste a secciones eficaces y asimetrías deducimos:

$$42\ \mathrm{GeV} < m_t < 245\ \mathrm{GeV}\ (95\%\ c.l.)$$

APENDICE A

Reconstrucción de muones en L3

A.1. Introducción

El proceso que permite extraer, a partir de las señales proporcionadas por los diferentes subdetectores que componen L3, la información relevante, esto es momentos, energías, etc, para el posterior análisis físico de los sucesos, es lo que se denomina "reconstrucción". Para nuestro caso, por estar interesados en sucesos del tipo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, la parte fundamental del proceso de reconstrucción es la que se ocupa de identificar y caracterizar muones. En este apéndice explicamos cómo se reconstruyen las trazas en el detector de muones y cómo a partir de ahí se obtiene el momento en el vértice de interacción y la carga de cada muón. Esencialmente, la reconstrucción consta de las siguientes etapas:

a) Preprocesado de la información.

b) Creación de las estructura básicas en la reconstrucción: segmentos P y segmentos Z.

c) Formación de trazas.

d) Correcciones de alineamiento y reajustes finales.

e) Extrapolación de los parámetros y errores de la traza hasta el vértice de interacción.

A.2. Preprocesado de la información

La información proveniente del sistema de adquisición de datos de L3 viene dispuesta como una sucesión lineal de bancos de datos, cada uno de ellos con una parte concreta de la información del suceso. En el caso del detector de muones, esta información corresponde a los pulsos generados en cada hilo anódico de las celdas de deriva (P ó Z). Son particularmente importantes el tiempo de comienzo de dicho pulso ("leading edge"), que determina el tiempo de deriva, y el final del pulso ("trailing edge"), que permite determinar la anchura de la señal ("trailing-leading"). Estos tiempos están especificados en cuentas de TDC (Time to Digital Converter) y están referidos a una dirección geográfica de la electrónica. Una vez decodificada esta información, se crean los bancos de datos preprocesados. Estos bancos poseen ya la siguiente información por pulso registrado:

- El identificador "físico" (no "electrónico") del hilo que registró el pulso.

- El tiempo "0" para el ánodo en cuestión, es decir, el tiempo de llegada de una señal que se encontrara a una distancia nula del hilo, que es en general no nulo debido a la configuración de la electrónica y cables asociados. Estos tiempos, comúnmente llamados "t_0", son determinados mediante calibraciones periódicas y almacenados en la base de datos, de dónde se leen cuando se procesa el programa de reconstrucción.

- El tiempo de llegada de la señal, ya en nanosegundos y tras haber sustraído el t_0

correspondiente.

- La anchura del pulso, también en nanosegundos.

A.3. Procedimiento de reconstrucción

Un muón que atraviesa un octante del espectrómetro debe dejar a su paso (en un recorrido ideal):

- 16 señales en una cámara MI.
- 24 señales en una cámara MM.
- 16 señales en una cámara MO.
- 4 señales en las cámaras II, IM, que cubren la cámara MI.
- 4 señales en las cámaras OM, OO, que cubren la cámara MO.

Cada uno de estos grupos de señales constituye un bloque fácilmente identificable mediante algoritmos de reconstrucción. Se pueden interpretar como conjuntos de puntos con una posición y dirección determinadas en el espacio, por lo que son denominados "segmentos". En las figuras 1 y 2 se pueden observar dichas estructuras tras el proceso de reconstrucción, tal y como son mostradas por el programa de visualización de sucesos de L3.

La ventaja adicional que presentan estos segmentos es que se puede asegurar que cada uno de ellos pertenece a un único muón, y como están separados entre sí por distancias del orden de 1 m, se convierten de forma natural en componentes básicos estructurales del proceso de reconstrucción. La reconstrucción de trazas se reduce pues al ajuste de unos pocos segmentos P y Z, en lugar de un ajuste a un número ingente de puntos en el espacio.

La mayor parte de los muones recogidos por el detector se encuentran contenidos en un único octante del espectrómetro. Por tanto la reconstrucción se suele realizar en el sistema llamado "local" o "propio" de un octante: el eje X corresponde a la dirección de deriva electrónica en las cámaras P, la coordenada Y señala la altura a que se encuentra cada nivel de cámaras, y Z es el eje en que se produce la deriva para las cámaras Z.

Una vez finalizada la reconstrucción se realiza un giro global para dar los parámetros finales. Este sistema de referencia es tal que:

- El error en la medida sólo afecta a las coordenadas X y Z, lo que permite ajustes simples en los planos XY y YZ (de otra manera deberíamos tener en cuenta los errores en ambas coordenadas, complicando la estructura de las expresiones matemáticas).

- La mayor parte de las correcciones de alineamiento son referidas al octante en su sistema de referencia propio.

- Las características más relevantes de la traza, carga y curvatura, son invariantes con respecto a rotaciones alrededor del eje Z, que son precisamente las que llevan un octante desde su sistema de referencia propio al sistema global y viceversa.

A.3.1. Segmentos P

Los segmentos en el plano XY no son en realidad líneas rectas, sino arcos de circunferencia, debido a que el campo magnético en L3 actúa en la dirección Z. La ecuación de esta circunferencia puede ser expresada de la siguiente forma:

$$C\left[(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2\right] = 2\alpha(X - X_0) + 2\beta(Y - Y_0)$$

donde la interpretación de los parámetros es la siguiente: (X_0, Y_0) es cualquier punto de la circunferencia, $\alpha = \frac{dY}{dl}\mid_{(X_0,Y_0)}$ y $\beta = -\frac{dX}{dl}\mid_{(X_0,Y_0)}$ son los cosenos directores ($\alpha^2+\beta^2$=1) de la trayectoria en el punto (X_0, Y_0), de tal forma que la pendiente viene dada por $m = \frac{dX}{dY} = -\frac{\beta}{\alpha}$. Finalmente, $C = \frac{q}{R}$ es el valor de la curvatura $\frac{1}{R}$ multiplicado por la carga del muón. El centro de la circunferencia se encuentra en el punto $\mathbf{R} = (R_X, R_Y) = (X_0 + \frac{\alpha}{C}, Y_0 + \frac{\beta}{C})$.

Debido a que, en el rango de energías de los muones que queremos detectar, el valor de C es muy pequeño (la curvatura de un muón de 45 GeV en un campo de 0.5 T es de (300 m)$^{-1}$ la expresión anterior se puede aproximar mediante una parábola:

$$2\alpha(X - X_0) + 2\beta(Y - Y_0) \simeq C\left[\frac{1}{\alpha^2}\,(Y - Y_0)^2\right] + ...O\,(C^2(Y - Y_0)^3)$$

donde los términos despreciados representan correcciones inferiores a 1 μm para las longitudes típicas de un segmento ($|\,Y - Y_0\,| \sim 0.2$ m).

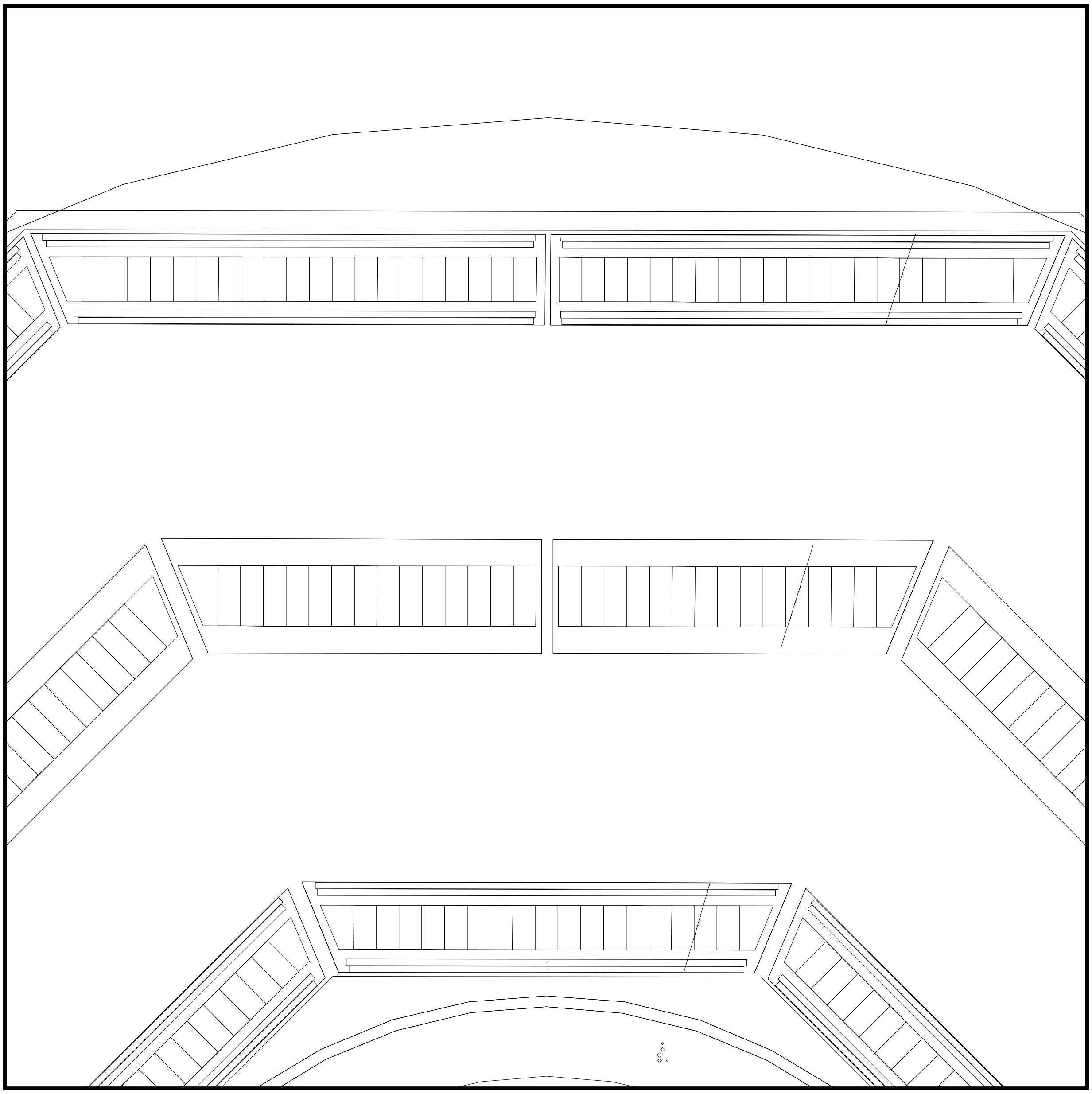


Figura 1. Visualización gráfica de los segmentos que forman una traza muónica en el detector L3 (proyección XY).

La búsqueda de segmentos P se realiza celda por celda, utilizando un método de histogramación. Para cada dos señales de hilos correlativos en Y, se calcula su pendiente y su intercepto a la altura media de la cámara. En esta primera aproximación se utiliza una relación de deriva simple, y se tiene en cuenta el hecho de que, en presencia de un campo magnético perpendicular (en Z) las líneas de campo eléctrico de deriva poseen un cierto ángulo (llamado de Lorentz) con respecto a la trayectoria en ausencia de campo. En concreto, y para las condiciones de nuestras cámaras, este ángulo es $\alpha_L \simeq 18^\circ$ y es efectivo para distancias superiores a 3.5 mm del hilo anódico:

$$
\begin{aligned}
X &= \pm\, v_{\text{deriva}}\; t_{\text{deriva}} \\
Y &= Y_{\text{hilo}} \pm \tan\alpha_L\; \theta(|\,X\,| - 3.5\text{mm})
\end{aligned}
$$

En X se debe admitir en principio una ambigüedad izquierda-derecha. Las pendientes así obtenidas son distribuidas en 30 canales desde -1.5 hasta 1.5, esto es, con una resolución de 0.1, mientras que los interceptos, que pueden adquirir valores X_0 entre -100 mm y +100 mm (respecto al plano de hilos) se distribuyen en 50 canales, o sea con precisión de 4 mm. A partir de los canales más poblados se consigue una identificación y aislamiento claro de los distintos segmentos que una celda pueda contener, optimizando el tiempo de procesado.

Una vez que las señales han sido asociadas a un segmento, se realiza el ajuste a una parábola del tipo reseñado anteriormente, con el fin de extraer C, α y β. En esta fase se utiliza una parametrización de la relación espacio-tiempo de deriva mucho más compleja, que tiene en cuenta la presión, ángulo de incidencia del muón, valor del campo magnético, etc, con el fin de obtener la mejor resolución posible. Detalles concretos sobre la relación espacio-tiempo en las cámaras P y el comportamiento de la señal en este tipo de celdas se pueden encontrar en [1].

A.3.2. Segmentos Z

En el caso de la coordenada Z, la trayectoria es prácticamente una línea recta en el plano YZ (en realidad sólo lo es en el plano rZ). En este caso el número de señales asociadas a un segmento es más reducido (3 ó 4), por lo que no es conveniente un método de histogramación, sino que es necesario ajustar a una recta todas las combinaciones posibles entre las señales producidas en cada 4 planos, seleccionando en base a un corte en χ^2 el mejor ajuste. Los segmentos creados a partir de los 4 planos situados a la altura de la cámara MI (cámaras Z II e IM) se denominan de tipo "bottom", mientras que los situados a la altura de la cámara MO (cámaras OM y OO) se denominan de tipo "top". La parametrización empleada en la relación espacio-tiempo de deriva de las cámaras Z fue obtenida en diversos estudios que realizamos con prototipos en uno de los "test beams" del Area Oeste del CERN. Una descripción más detallada puede encontrarse en [2].

Debido a que la mayor parte de los muones se encuentran contenidos en un mismo octante, se intentan formar trazas Z en el espectrómetro con segmentos "top" y "bottom". En el caso de que el muón haya cruzado dos octantes, resulta siempre posible asociar segmentos de diferentes octantes entre sí. En definitiva, esta estructura modular facilita enormemente la labor de reconstrucción, incluso en configuraciones complicadas, sin que la precisión se vea mermada.

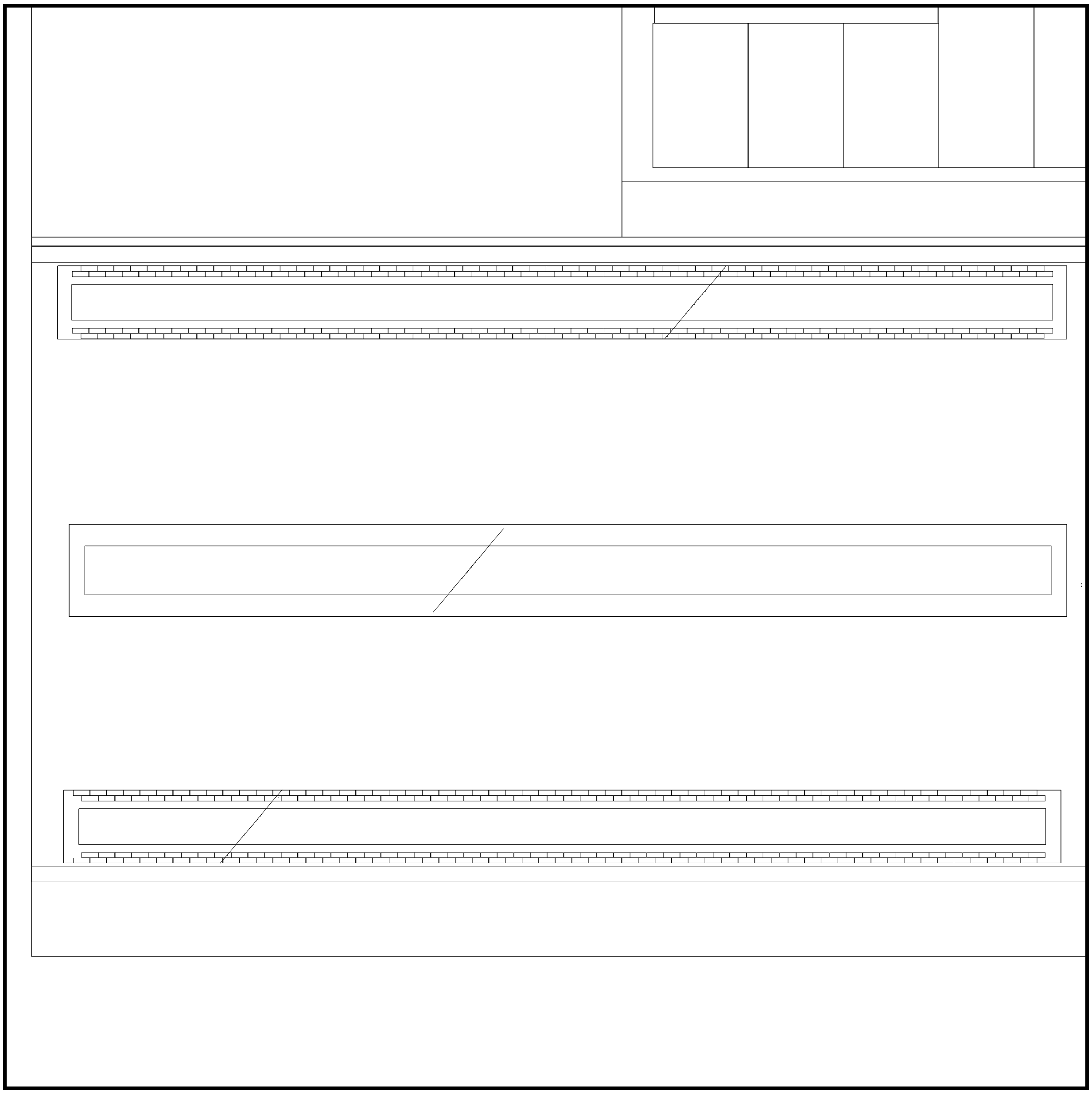


Figura 2. Visualización gráfica de los segmentos que forman una traza muónica en el detector L3 (proyección YZ).

A.4. Formación de trazas

Tras la etapa anterior, en la que se han creado nuevos bancos de datos conteniendo las características que identifican a cada segmento, aún no existe ninguna conexión entre los segmentos P que componen una misma traza, ni se conoce la coordenada Z asociada, por ser ambos subdetectores independientes. Es por tanto necesario realizar dicha conexión, esto es, crear estructuras de datos compuestas por los segmentos P y Z que correspondan a una única traza.

Es importante hacer notar que, en el momento de la creación de un segmento P, no se sabe cuál es el tiempo de vuelo del muón desde el origen hasta la celda en cuestión, por ser desconocida la coordenada Z que le corresponde. El problema se resuelve asignando una pendiente media en el plano rZ a cada segmento P ($\frac{dZ}{dr} = 0.4$), siendo $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, y suponiendo una trayectoria recta desde el origen, a la espera de utilizar la coordenada Z correcta. Es pues necesario realizar todas la combinaciones posibles entre trazas Z y segmentos P dentro de un octante. El procedimiento es el siguiente:

1) Dada una hipótesis de traza Z y un conjunto de segmentos P, los parámetros de estos últimos son recalculados teniendo en cuenta que el tiempo de vuelo del muón y la relación espacio-tiempo son cantidades dependientes de la coordenada Z y la pendiente en el plano $r\theta$.

2) Se intenta inicialmente formar trazas con 3 segmentos P ("tripletes"). Para ello se calcula el siguiente χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{Nseg=1}^{3} \left[\frac{(s_i - s_i^0)^2}{\sigma_s^2} + \frac{(c_i - c^0)^2}{\sigma_c^2} \right]$$

donde s_i y c_i son la pendiente y curvatura, respectivamente, del segmento i, y c^0, s_i^0, son la curvatura y pendientes deducidas a partir de los 3 puntos de referencia (X_i, Y_i) [1] de dichos segmentos. Una traza es aceptada como válida si el χ^2 no supera cierto valor. Finalmente, $\sigma_s = 0.003$ y $\sigma_c = (6.67\mathrm{m})^{-1}$ son los errores utilizados en el cálculo.

3) Con todos los segmentos que no han conseguido formar parte de un "triplete", se intentan construir "dobletes". En este caso el χ^2 es diferente:

$$\chi^2 = \frac{(c_1' - c_2')^2}{2\sigma_c'^2} + \sum_{Nseg=1}^{2} \frac{(c_i - c^0)^2}{\sigma_c^2}$$

donde c_i y σ_c poseen el mismo significado que en el caso anterior, pero $c^0 = (c_1' + c_2')/2$, siendo c_i' la curvatura calculada a partir de los dos puntos de referencia (X_1, Y_1), (X_2, Y_2) y la pendiente local del segmento i. El error asignado a c_i' es $\sigma_c' = (167\ \mathrm{m})^{-1}$.

4) Los segmentos que han quedado sin asociar se promueven de todas formas a la categoría

[1] El punto (X_i, Y_i) es el punto de paso del segmento P a la altura media de la cámara, por lo que puede interpretarse como su posición de referencia en el espacio.

de trazas, si bien hay que tener en cuenta que la medida de la curvatura no es muy precisa en estos casos.

Una vez que la traza ha sido identificada, los parámetros relevantes de la trayectoria se determinan como sigue:

- En el caso de tripletes P, toda la información es calculada a partir de los 3 puntos de referencia existentes. Dichos puntos determinan automáticamente la curvatura c^0 y el ángulo ϕ local.
- En el caso de dobletes P, la curvatura es la que aparece en el χ^2 para dobletes antes descrito, calculada a partir de los 2 puntos de referencia y sus respectivas pendientes locales. Esta curvatura c^0 y dichos puntos de referencia son suficientes para identificar la circunferencia de la trayectoria.
- En el caso de singletes P los parámetros de la circunferencia son obviamente deducidos de su ajuste a una parábola.
- En el caso de que la traza posea 2 segmentos Z el ángulo θ de la trayectoria puede ser determinado a partir de la relación existente en una hélice: $\tan\theta = \frac{\Delta r}{\Delta Z}$, es decir, a partir de las posiciones Z de referencia de ambos segmentos y la longitud de arco recorrida en el plano XY, también conocida. En el caso de que sólo exista un segmento Z, el ángulo θ es hallado directamente a partir de la pendiente de dicho segmento en el plano $r\theta$.

A.5. Correcciones de alineamiento y reajustes finales

La traza ajustada teniendo en cuenta las correcciones de tiempo de vuelo es una primera aproximación al resultado final. Para obtener la máxima precisión que el detector de muones de L3 puede proporcionar es preciso realizar correcciones de alineamiento. Ello se debe a que la posición de los hilos está sujeta a pequeñas, pero importantes dado el nivel de precisión en el que nos movemos, variaciones en el tiempo como consecuencia de múltiples factores. No debe olvidarse, por ejemplo, que la posición relativa en X de las tres capas de cámaras P debe ser conocida con un error inferior a 30 μm). Es por ello que existe un sofisticado sistema de monitoraje y control funcionando periódicamente, e introduciendo en la base de datos del detector de muones toda la información necesaria para poder determinar en todo momento la posición de los hilos con la precisión requerida. Los detalles del sistema y todos los parámetros críticos que controla pueden encontrarse en [3]. Baste aquí decir que el bloque más importante de correcciones, llamadas "de alineamiento", que son tenidas en cuenta en esta fase de la reconstrucción, incluyen:

- Correcciones de alineamiento en Y.

- Correcciones de alineamiento en X.

- Correcciones debidas a torsiones en el octante.

- Correcciones debidas a la sagita gravitacional que sufren los hilos anódicos debido a su propio peso y longitud.

Estas correcciones dan lugar a unas nuevas posiciones de deriva, que modifican los parámetros de cada uno de los segmentos de la traza y, consecuentemente, la curvatura y demás parámetros de la hélice.

El hecho de que en la determinación de la curvatura se obvien las curvaturas locales de los segmentos P, sugiere la idea de reajustar cada uno de ellos a una parábola en la que dichas curvaturas locales estén fijadas al valor global, determinado con mucha mejor precisión. Este nuevo reajuste da lugar a nuevos parámetros de la hélice.

Por último debe ser tenido en cuenta el hecho de que el campo magnético en el interior del detector de muones presenta ligeras variaciones. Este paso final utiliza un complejo paquete de subrutinas, GEANE [4], que permite esencialmente la propagación de errores y parámetros a lo largo de la trayectoria de la partícula, teniendo en cuenta los materiales atravesados y las pérdidas energéticas promedio. Mediante este procedimiento, se pueden determinar los parámetros y errores a que dan lugar cada uno de los segmentos en un único punto de referencia, lo cual permite a su vez definir un χ^2 que, minimizado, da lugar a un nuevo conjunto de parámetros. El procedimiento se reitera dos veces más , con el fin de asegurar precisión y convergencia.

A.6. Extrapolación de la traza al vértice de interacción

La información final que debe ofrecer el programa de reconstrucción de cara al análisis de sucesos no es la curvatura y ángulos dentro del espectrómetro, sino el valor de dichos parámetros en el vértice de la interacción. Esta transformación se realiza mediante el paquete GEANE, citado en el apartado anterior. La propagación de errores requiere una sucesión de planos (hasta 11) desde la parte interior de las cámaras de muones hasta el vértice, de forma que las variaciones de los parámetros entre plano y plano sean mínimas, y la aproximación infinitesimal utilizada por dicho paquete sea válida. Como resultado final se obtiene:

- El momento del muón y su carga: q_μ, P_μ.

- Las coordenadas de mínima distancia transversa al vértice de la interacción: X_v, Y_v, Z_v.

- Los ángulos ϕ y θ en este punto.

- Los errores en la determinación de todos los parámetros anteriores.

Esta extrapolación se realiza, en un primer paso, teniendo en cuenta únicamente la información del espectrómetro de muones y la cantidad y características del material encontrado en su camino desde el vértice. Es, sin embargo, conveniente tener en cuenta la información disponible en otras zonas del detector, lo cual se realiza en una segunda etapa de reconstrucción conjunta a través de todo el detector, teniendo en cuenta los siguientes hechos:

- Sólo pueden ser extrapoladas al vértice aquellas trazas muónicas con al menos 2 segmentos P. La razón es que es necesaria una medida de la curvatura, que no es fiable en el caso de singletes P.

- Los calorímetros, y en especial el hadrónico, dan lugar en el caso de muones a depósitos de energía claramente localizados en el espacio. Sus posiciones (junto con su error) pueden ser utilizados para mejorar el conocimiento de la trayectoria, y por tanto de los parámetros del muón. La energía hadrónica depositada no es sin embargo de mucha utilidad, por estar determinada con peor precisión que la anchura de la distribución teórica de pérdida de energía.

- El muón deja en la cámara de vértice de L3 una traza cargada. La extrapolación de la traza muónica al punto de interacción puede ser combinada con los parámetros de la traza en la TEC. La resolución en el momento es mejorada sólo ligeramente, por estar dominada por la resolución del detector de muones. Sin embargo, la mejora en la posición del punto de mínima distancia al vértice y en los ángulos de producción es notable, ya que ambos aspectos están completamente dominados por la resolución espacial de la TEC [2].

- Tras la reconstrucción en el detector de muones puede ocurrir que existan varias trazas ambiguas [3], entre las cuales no ha sido posible distinguir cuál es la correcta. Con ayuda de las deposiciones energéticas en el filtro de muones, en el calorímetro hadrónico, y con las trazas de la TEC, resulta simple discernir en la mayor parte de los casos cuál es la traza correcta, siendo marcada su ambigua como no válida.

---

[2] Durante el año 1990 el "matching" TEC-MUON fue opcional en el programa de reconstrucción, estando suprimido por defecto.

[3] Estas ambigüedades se suelen deber a diversos factores: ruido electrónico, existencia de 2 muones en un mismo octante y ambigüedades intrínsecas izquierda-derecha en la posición de paso con respecto a los hilos anódicos.

REFERENCIAS

[1] J. Onvlee, "The behaviour of the L3 muon chambers in a magnetic field", Tesis Doctoral, Universidad de Amsterdam (1989).
L. Martínez, " Estudio y análisis de los parámetros de cámaras de deriva", Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1988).

[2] J. Alcaraz et al., " Note on the Z-layer cell-map parametrization", L3 Muon Chamber internal report L3/M/88-01 (1988).
J. Alcaraz et al., " Ensayos sobre prototipos de cámaras de deriva", CIEMAT 639, Madrid (1989).

[3] E. González, " Medida precisa de muones con el detector L3 de LEP", Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1990).

[4] V. Innocente et al., " GEANE, average tracking and error propagation package", L3 Report 572 (1988).

APENDICE B

Medida de la luminosidad

B.1. Introducción

La luminosidad está relacionada con el número de colisiones que por unidad de tiempo y de superficie transversa tienen lugar en el vértice de interacción del detector. La integral de esta cantidad en un intervalo determinado de tiempo es lo que se conoce como "luminosidad integrada", L. La relación entre L y la sección eficaz de un proceso concreto, σ, viene dada por la expresión:

$$N = L\,\epsilon\,\sigma$$

donde N es el número de sucesos correspondientes al proceso en cuestión, aceptados por el detector, y ϵ es la aceptancia para ese tipo de sucesos. Por tanto, una vez conocido el valor de la luminosidad, se puede calcular la sección eficaz de cualquier proceso: basta con determinar la aceptancia correspondiente a ese proceso y contar el número de sucesos de ese tipo que han sido detectados.

En el caso de colisionadores e^+e^-, se determina generalmente la luminosidad a partir de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a muy bajo ángulo con respecto a los haces. La sección eficaz de este proceso (σ_L) se supone bien conocida ya que está dominada casi en su totalidad por diagramas QED. Hemos pues calculado L a partir de:

$$L = \frac{N}{\epsilon_L\ \sigma_L}$$

donde ahora ϵ_L representa la aceptancia para estos sucesos "Bhabha" de bajo ángulo.

B.2. Selección de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a bajo ángulo

Tal y como ha sido mencionado en el capítulo 2, el detector L3 cuenta con dos calorímetros electromagnéticos de cristales de BGO similares a los existentes en la zona central, cubriendo las regiones 24.93 mrad $< \theta <$ 69.94 mrad y 24.93 mrad $< \pi - \theta <$ 69.94 mrad, respectivamente, y con una resolución energética del 2% a 45 GeV.

Los sucesos utilizados para la medida de la luminosidad son seleccionados por tres diferentes "sub-triggers":

a) **Trigger "back-to-back"**. Se requieren deposiciones de energía superiores a 15 GeV en ambos calorímetros, en cuadrantes opuestos en la proyección $r\phi$.

b) **Trigger asimétrico**. Se requieren también dos deposiciones, de más de 25 GeV en un calorímetro y de al menos 5 GeV en el opuesto.

c) **Trigger "single tag"**. En este caso sólo se requiere la presencia de un depósito superior a 30 GeV en cualquiera de los calorímetros. Dada la cantidad de sucesos espúreos aceptados por este criterio se puede llegar a saturar el trigger del experimento. Por ello, este trigger sólo es utilizado en modo de "muestreo". Su objetivo es hacer posible el cálculo de las eficiencias de los otros dos "sub-triggers".

La energía y ángulos de las deposiciones energéticas reconstruídas en los calorímetros. son determinados mediante un ajuste a la distribución teórica esperada en cascadas electromagnéticas. Una vez hecho ésto la selección de sucesos Bhabha a bajo ángulo se realiza del siguiente modo:

1) Con el fin de reducir los efectos de borde en la aceptancia, se realiza un corte fiducial en uno de los dos calorímetros, de forma que se asegure que una de las deposiciones esté completamente contenida en el detector:

$$30.92 \text{ mrad} < \theta < 64.41 \text{ mrad} \quad y \quad |\cos\phi| > 0.195$$

2) La energía debe ser superior a 0.8 E_{haz} en uno de los calorímetros, y no inferior a 0.4 E_{haz} en el lado opuesto.

3) La acoplanaridad entre los dos depósitos ha de ser menor que 10°:

$$|\Delta\phi - 180^\circ| < 10^\circ$$

Los cortes asimétricos aplicados reducen enormemente el error sistemático producido por desalineamientos relativos entre calorímetros y vértice de interacción (corte fiducial) o a la existencia de cristales ineficientes (corte en energía). Por otra parte, el corte en acoplanaridad permite eliminar la mayor parte del fondo, como puede verse en la figura 1. La diferencia entre el número de sucesos recogido y el predicho por la simulación Monte Carlo fuera de la zona del corte permite estimar la contaminación en la muestra final, que resulta ser de un 0.2%, y se debe principalmente a interacciones haz-gas.

Hemos estimado, a partir de los sucesos provenientes del trigger "single-tag", la eficiencia del trigger para los sucesos $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ a bajo ángulo seleccionados. El valor que hemos obtenido para dicha eficiencia es de un $(99.9 \pm 0.1)\%$.

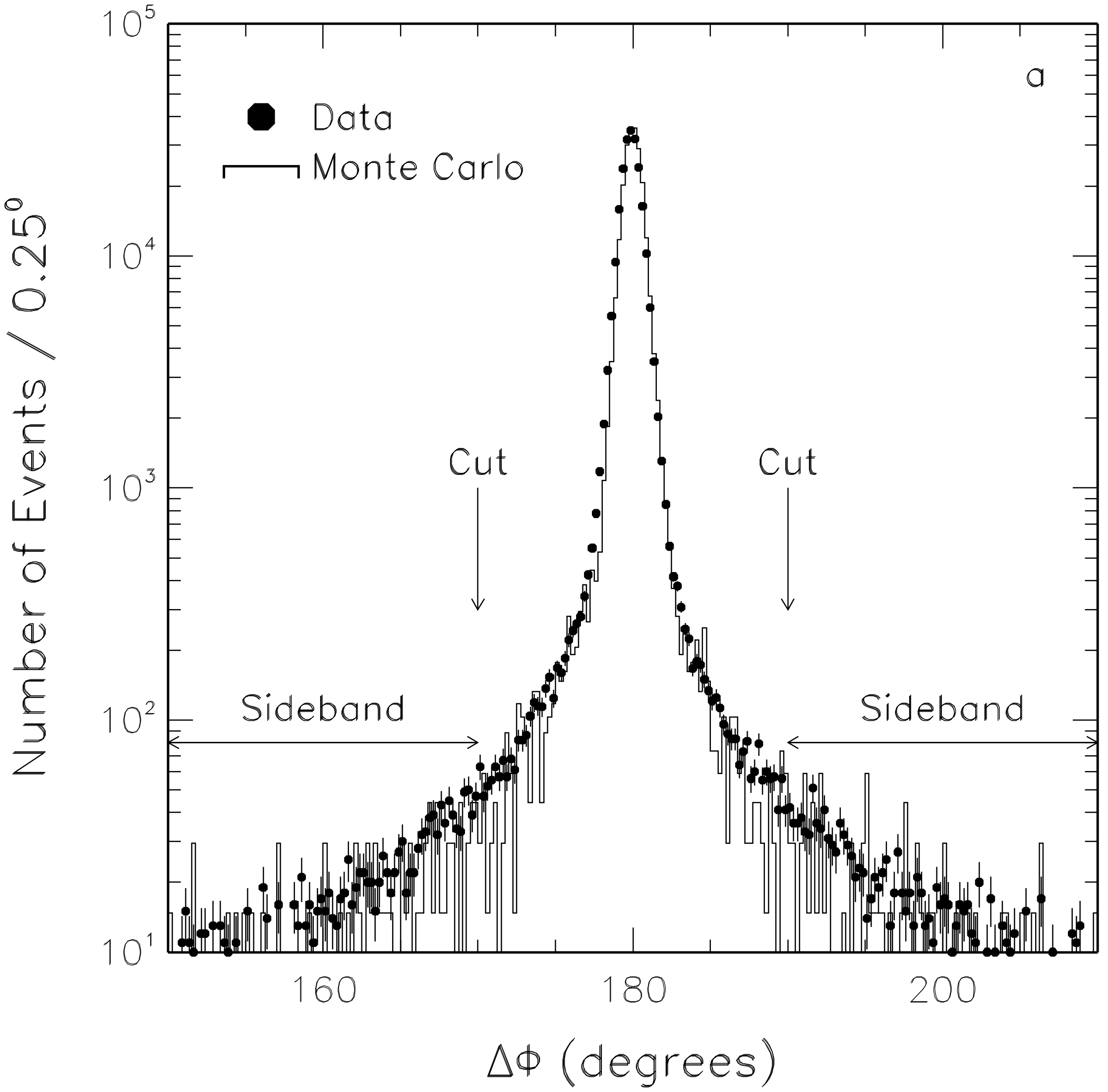


Figura 1. Acoplanaridad de los sucesos seleccionados por el trigger de luminosidad.

B.3. Contaminaciones y errores sistemáticos

La sección eficaz σ_L tiene una dependencia suave con la energía de la colisión (es proporcional a $1/s$, salvo efectos de segundo orden inferiores al 1%), lo que permite una simple extrapolación de los resultados Monte Carlo a partir de una energía de referencia (91.18 GeV en nuestro caso). El generador que ha sido utilizado por L3 hasta la fecha, BABAMC [1], simula el espacio de fases completo para el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ hasta orden α. Las correcciones de orden α^2 han sido tenidas en cuenta "ad hoc" a la hora de llegar al resultado final y su error. Hemos determinado que la sección eficaz a 91.18 GeV es 88.5 nb, y que el fondo de procesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ resulta ser despreciable.

Las posibles fuentes de errores sistemáticos que hemos estudiado se presentan en la tabla 1. Por aproximaciones en el cálculo de la sección eficaz (errores "teóricos") el error sistemático es del orden del 0.5%. Desde el punto de vista experimental, además de los errores previamente mencionados consecuencia de la eficiencia del trigger y estimación de la contaminación en la muestra, ambos pequeños, existen dos fuentes importantes de error sistemático: el conocimiento preciso de la geometría de los calorímetros (contribuye con un 0.4%) y el proceso de selección (contribuye con otro 0.5%). A esto debe añadirse el efecto de la limitada estadística de sucesos Montecarlo (un 0.3%).

Fuente de errores sistemáticos	Contribución relativa (%)
Trigger de luminosidad	0.1
Geometría de los monitores	0.4
Criterios de selección	0.5
Estimación del fondo de sucesos gas-haz	0.1
Estadística Monte Carlo	0.3
Error sistemático experimental total	0.7
Error sistemático en la teoría	0.5
Error sistemático total	0.9

Tabla 1. Fuentes de error sistemático en la medida de la luminosidad. Los errores totales corresponden a la media geométrica de los errores parciales.

En definitiva, teniendo todos los efectos en cuenta, hemos determinado que la medida de la luminosidad está afectada por un error relativo del 0.9%. Información más detallada sobre el funcionamiento y utilización de este subdetector puede hallarse en [2].

REFERENCIAS

[1] F. A. Berends, R. Kleiss and W. Hollik, Nuclear Physics **B304** (1988) 712.

[2] F. Linde, C. Rippich, L3 internal note 709, January 1990.

APENDICE C

Medida de la sección eficaz hadrónica

C.1. Introducción

En la sección dedicada al análisis de los datos experimentales se ha utilizado la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to hadrones$ como información experimental adicional para el cálculo de cantidades físicas dentro del modelo estándar. La estadística disponible en este canal es muy elevada ($\sigma \simeq 30$ nb), lo cual permite una medida precisa de la anchura total Γ_Z a través de su "line shape". Por otra parte, el cálculo de Γ_{had} requiere a su vez información leptónica (Γ_e interviene en la sección eficaz $e^+e^- \to hadrones$), lo cual confirma el interés de ajustes combinados leptones-hadrones.

En lo que sigue describiremos brevemente los criterios de selección de la muestra y los errores estadísticos y sistemáticos que afectan a la sección eficaz hadrónica.

C.2. Selección de sucesos $\mathbf{e^+e^- \to}$ hadrones

La eficiencia del trigger para sucesos hadrónicos es superior al 99.9%. Ello es debido a la existencia de varios triggeres redundantes (trigger de energía, trigger de multiplicidad en los centelleadores y trigger de la TEC) con muy alta eficiencia. Los criterios de selección se basan en el principio de que un suceso hadrónico es un suceso con balance de energía-momento (dada la gran aceptancia del calorímetro hadrónico (99% de 4π) y con gran multiplicidad (debido a la ingente producción de hadrones a partir de los quarks iniciales en los procesos de llamados de fragmentación y hadronización). Son los siguientes:

a) La energía visible debe ser próxima a la energía total de la colisión e^+e^-:

$$0.5 < E_{\mathrm{vis}}/\sqrt{s} < 1.5$$

siendo E_{vis} la energía total visible en el suceso. La figura 1 muestra la distribución de la energía visible en sucesos que han pasado el resto de los cortes de selección hadrónicos.

b) El suceso debe tener momento total nulo:

$$\begin{aligned} \mid E_{\parallel} \mid /E_{\mathrm{vis}} &< 0.5 \\ E_{\perp}/E_{\mathrm{vis}} &< 0.5 \end{aligned}$$

siendo $E_{\parallel}$ y $E_{\perp}$ las componentes paralelas y perpendicular (con respecto al eje de los haces) de la suma "vectorial" de todas las deposiciones de energía.

c) El número de partículas producidas en el suceso debe ser elevado:

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{clusters}} &> 13, \mid \cos\theta_t \mid < 0.74 \\ N_{\mathrm{clusters}} &> 9, \mid \cos\theta_t \mid > 0.74 \end{aligned}$$

donde N_{clusters} es el número de acumulaciones de energía identificadas en la calorímetría del detector, siendo algo menor en la zona de bajo ángulo debido a la menor granularidad de los "end caps". El ángulo θ_t es el ángulo del eje del "thrust" del suceso con respecto al eje Z [1].

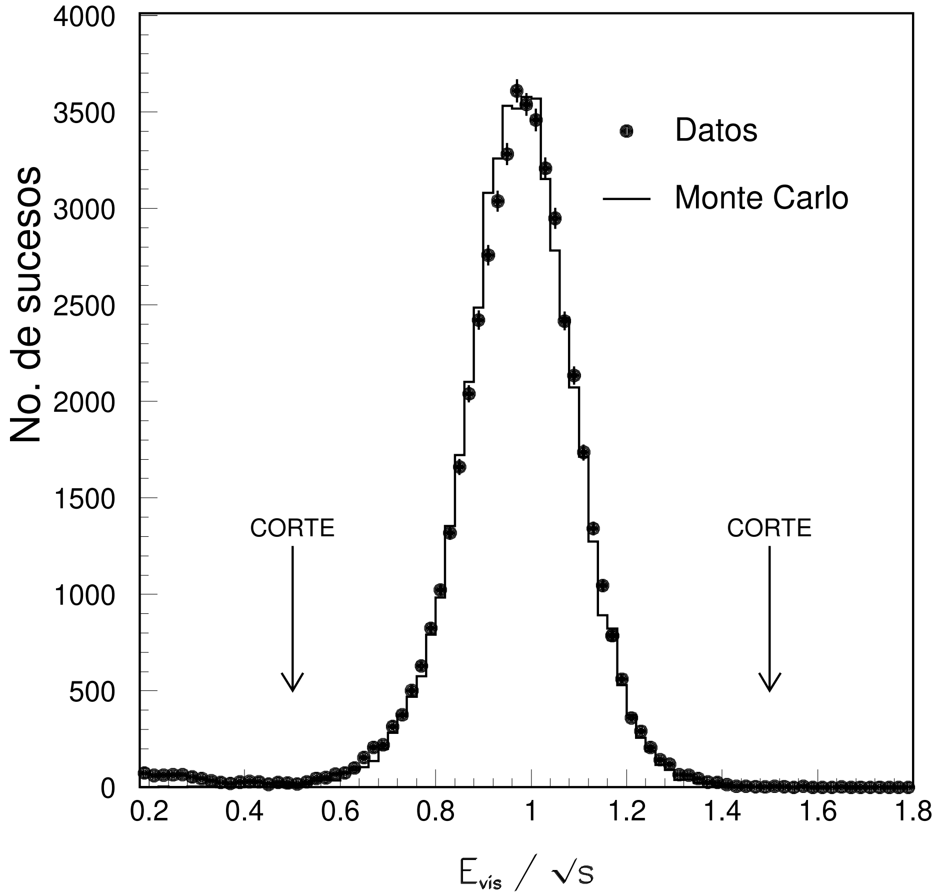


Figura 1. Energía visible en sucesos $e^+e^- \rightarrow$ *hadrones* tras haber aplicado el resto de los cortes de selección de la muestra (balance de momento y multiplicidad).

---

[1] Este eje, de vector director $\overline{\mathbf{u}}$, es aquel sobre el cual la suma de las proyecciones de los momentos de las partículas es máximo:

$$\max \frac{\sum_{i=1}^{n} |\overline{\mathbf{p_i}}\ \overline{\mathbf{u}}|}{\sum_{\mathbf{i=1}}^{\mathbf{n}} |\overline{\mathbf{p_i}}|}$$

El valor de esta cantidad es lo que se denomina "thrust" del suceso.

C.3. Errores sistemáticos y cálculo de la sección eficaz

El efecto sistemático observado debido a variaciones razonables de los cortes anteriores sobre la muestra resulta ser de un 0.3%. Por otro lado, las contaminaciones en la muestra son mínimas. Los sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ contribuyen en un 0.10 ± 0.02, mientras que sucesos de 4 fermiones o interacciones espúreas en el detector contribuyen con una sección eficaz constante de unos 20 pb (a comparar con los 30 nb en el pico del Z^0, donde se encuentra la mayor parte de la estadística). Esta proporción constante ha sido determinada extrapolando el comportamiento del fondo de sucesos observado en la región $0.2 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0.5$ (ver figura 1) a la zona de aceptancia de sucesos.

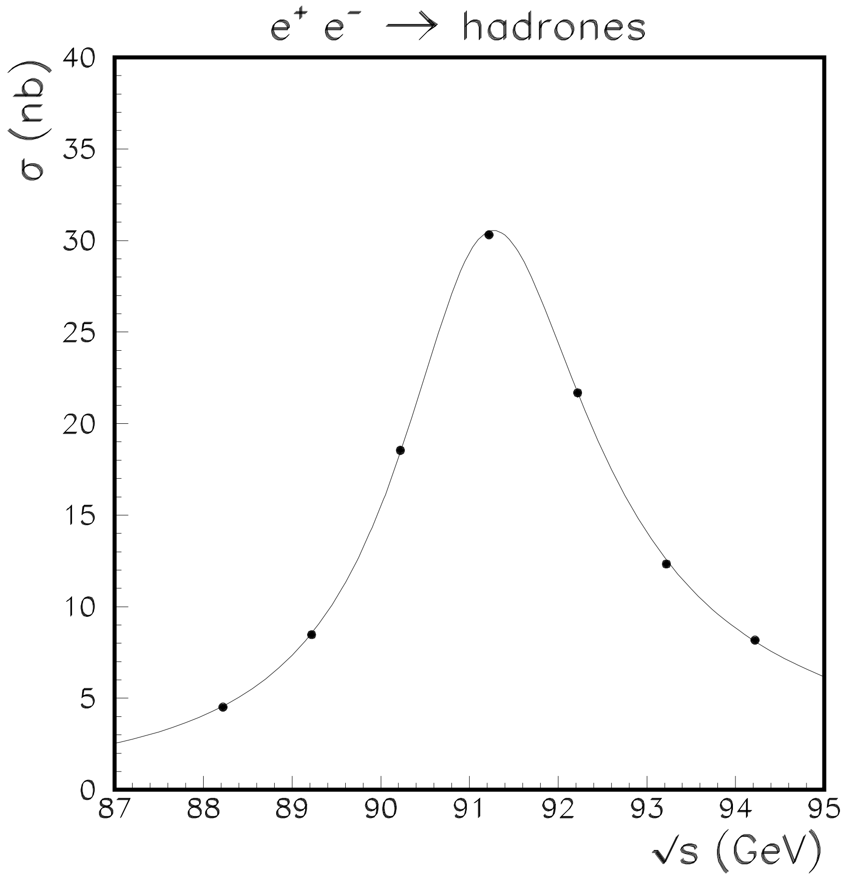


Figura 2. Sección eficaz del proceso $e^+e^- \to hadrones$ en función de $\sqrt{s}$. La curva superpuesta es la predicción del modelo estándar para $\mathrm{M}_Z = 91.18$ GeV, $\mathrm{m}_t = 150$ GeV, $\mathrm{M}_H = 100$ GeV y $\alpha_s = 0.12$, $N_\nu = 3$.

La aceptancia de sucesos ha sido determinada con dos tipos diferentes de generadores de sucesos hadrónicos (JETSET 7.2 [1], HERWIG 4.2 [2]) y diferentes parámetros de fragmentación, con el fin de determinar la sensibilidad de la muestra a las incertidumbres teóricas en los procesos de fragmentación y hadronización. Teniendo en cuenta además el efecto de zonas ineficientes y la simulación de las interacciones de las partículas en el detector la aceptancia resulta ser de (99.04 ± 0.03(est.) ± 0.2(sist.))%.

$\sqrt{s}$ (GeV)	N_{sucesos}	$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	σ_{tot} (nb)
88.224	1776	394.5	4.51 ± 0.11
89.227	3841	455.5	8.47 ± 0.14
90.227	6725	365.2	18.54 ± 0.25
91.222	83835	2791.5	30.31 ± 0.12
92.217	8637	401.4	21.68 ± 0.26
93.221	6368	519.7	12.33 ± 0.16
94.215	3915	481.8	8.17 ± 0.14
Total	115097	5409.6	

Tabla 2. Sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow hadrones$. Los errores citados son sólo estadísticos.

La tabla 1 muestra el número de sucesos, la luminosidad integrada y la sección eficaz hadrónica de L3 correspondiente al año 1990 [3]. Los errores son sólo estadísticos, siendo el error sistemático total de un 0.4% (teniendo en cuenta los errores detallados anteriormente y sin incluir el error en la luminosidad). En la figura 2 podemos observar esta sección eficaz medida en función de $\sqrt{s}$, comparada con la predicción del modelo estándar.

REFERENCIAS

[1] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.
T. Sjöstrand, "Z Physics at LEP 1", eds. G. Altarelli et al.,
CERN Report CERN-89-08, Vol. 3 (1989) 143.

[2] G. Marchesini and B. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461.

[3] L3 Collaboration, B. Adeva et al, Z. Phys. C51 (1991)179.

APENDICE D

Programa “model independent” para el cálculo de σ y A_{FB}

```
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE XAMIND (SIGOUT, AFBOUT)
C---------------------------------------------------------------------
C
C        XAMIND subroutine                  Juan Alcaraz
C                                           Version 05-91
C
C
C  INPUT in common /XAMPAR/
C          IOPTI : operation option =    0, sigmatot with MZ,GZ,GE,GF
C                                   =    1, sigmatot with MZ,GZ,RO,SW2
C                                   =    2, sigm+afb with MZ,GZ,RO,SW2
C          IFERM : fermion type
C                                 1:             neutrino
C                                 2:             electron
C                                 3:                 muon
C                                 4:                  tau
C                                 5:                   up
C                                 6:                charm
C                                 7:                 down
C                                 8:              strange
C                                 9:               bottom
C                                10:              hadrons (IOPTI=0)
C          SQRTS : CM energy of the collision (GeV)
C             MZ : Mass of the Z0 (GeV)
C             GZ : Z0 width (GeV)
C             GE : Electron width (GeV)
C                  (if IOPTI<>0 it is calculated from ROE and SW2E)
C             GF : Fermion width (GeV)
C                  (if IOPTI<>0 it is calculated from ROF and SW2F)
C            ROE : RO parameter for the electron
C                  (if IOPTI=0 it is used only for the interference term)
C           SW2E : sin(thetaw)**2 effective for the electron
C                  (if IOPTI=0 it is used only for the interference term)
C            ROF : RO parameter for the final state fermion
C                  (if IOPTI=0 it is used only for the interference term)
C           SW2F : sin(thetaw)**2 effective for the final state fermion
C                  (if IOPTI=0 it is used only for the interference term)
C           ALFS : QCD coupling constant
C           KMAX : Maximum value of 1-s'/s
C                   (s'=inv_mass**2 of the final fermions, s=SQRTS**2)
C                   (if KMAX > KMAX0=4*Mf**2/s then KMAX = KMAX0)
C
C  OUTPUT >>
C
```

```
C         SIGOUT : Cross section
C         AFBOUT : forward-backward asymmetry (0.d0 if iopti<>2)
C
C
C--------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      EXTERNAL RASOFT, RASOF2, RAHARD
*
*** -----------------------------------------------------------------
*
      SIGOUT = 0.D0
      AFBOUT = 0.D0

      ACC = 1.D-5
      CALL CONSTS

      IF (IFERM.NE.10) THEN
        KMAX0 = 1.D0 - 4.D0*MASS(IFERM)*MASS(IFERM)/SQRTS/SQRTS
      ELSE
        KMAX0 = 1.D0 - 4.D0*0.14D0*0.14D0/SQRTS/SQRTS
      ENDIF
      VMAX = MIN( KMAX, KMAX0)
      VMAX2 = MIN (VMAX, 0.9D0)

      IF (IOPTI.EQ.0.OR.IOPTI.EQ.1) THEN

              SIGOUT = RASOFT( VMAX, 1)
     >               + XGAUSS(RASOF2,   0.D0,   VMAX, ACC, 1)
     >               + XGAUSS(RAHARD,   0.D0,  VMAX2, ACC, 1)
              IF (VMAX.GT.VMAX2) SIGOUT = SIGOUT
     >               + XGAUSS(RAHARD,  VMAX2,   VMAX, ACC, 1)

      ELSE IF (IOPTI.EQ.2) THEN

              SIGOUT = RASOFT( VMAX, 1)
     >               + XGAUSS(RASOF2,   0.D0,   VMAX, ACC, 1)
     >               + XGAUSS(RAHARD,   0.D0,  VMAX2, ACC, 1)
```

```
            IF (VMAX.GT.VMAX2) SIGOUT = SIGOUT
     >             + XGAUSS(RAHARD,  VMAX2,   VMAX, ACC, 1)
*---
            AFBOUT = RASOFT( VMAX, -1)
     >             + XGAUSS(RASOF2,   0.D0,   VMAX, ACC, -1)
     >             + XGAUSS(RAHARD,   0.D0,  VMAX2, ACC, -1)
            IF (VMAX.GT.VMAX2) AFBOUT = AFBOUT
     >             + XGAUSS(RAHARD,  VMAX2,   VMAX, ACC, -1)
            AFBOUT = AFBOUT / SIGOUT

      ELSE

        GOTO 999

      ENDIF

999   CONTINUE
*                                                      END XAMIND
      END
C===========================================================
      SUBROUTINE CONSTS
C-----------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      LOGICAL LINIT
      DATA LINIT /.TRUE./
*
*** -----------------------------------------------------------------
*
      IF (LINIT) THEN

        LINIT = .FALSE.

C Constants

        PI    = 3.141592653589D0      ! pi
        GI2   = PI*PI/6.D0            ! Riemann function at 2
        GI3   = 1.2020569032D0        ! Riemann function at 3
```

```
      ALF   = 1.D0/137.0359895D0    ! Alfa_QED
      ALFPI = ALF/PI                ! Alfa_QED/pi
      GMU   = 1.166389D-5           ! Mu decay constant
      FCONV = 3.8937966D5           ! Conversion factor GeV**-2 -> nb

C    IFERM --->>
C  1:            neutrino
C  2:            electron
C  3:                muon
C  4:                 tau
C  5:                  up
C  6:               charm
C  7:                down
C  8:             strange
C  9:              bottom

      MASS(1) = 0.D0            ! masses
      MASS(2) = 0.00051099906D0
      MASS(3) = 0.10565839D0
      MASS(4) = 1.7841D0
      MASS(5) = 0.041D0
      MASS(6) = 1.50D0
      MASS(7) = 0.041D0
      MASS(8) = 0.150D0
      MASS(9) = 4.50D0

      Q(1) =  0.D0            ! charges (in |e| units)
      Q(2) = -1.D0
      Q(3) = -1.D0
      Q(4) = -1.D0
      Q(5) =  2.D0/3.D0
      Q(6) =  2.D0/3.D0
      Q(7) = -1.D0/3.D0
      Q(8) = -1.D0/3.D0
      Q(9) = -1.D0/3.D0

      T3(1) =  0.5D0       ! Third component of the isospin
      T3(2) = -0.5D0
      T3(3) = -0.5D0
      T3(4) = -0.5D0
      T3(5) =  0.5D0
      T3(6) =  0.5D0
      T3(7) = -0.5D0
      T3(8) = -0.5D0
      T3(9) = -0.5D0
```

```
      ENDIF

*** QCD relevant factors
      ALFSPI = ALFS/PI
      QCDFV   = 1.D0 + ALFSPI + 1.4D0*ALFSPI*ALFSPI
* Take into account top-mass values in the range 100-250 GeV
      QCDFUP  = 1.D0 + ALFSPI - 2.6D0*ALFSPI*ALFSPI
      QCDFDW  = 1.D0 + ALFSPI + 5.4D0*ALFSPI*ALFSPI

*** NCOL*QED*QCD final state correction factors for symmetric xsection
* Correction to the vector terms:
      FSV(1) = 1.D0
      FSV(2) = 1.D0+DELTAF(2)
      FSV(3) = 1.D0+DELTAF(3)
      FSV(4) = 1.D0+DELTAF(4)
      FSV(5) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(5)) * QCDFV
      FSV(6) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(6)) * QCDFV
      FSV(7) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(7)) * QCDFV
      FSV(8) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(8)) * QCDFV
      FSV(9) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(9)) * (QCDFV+0.03D0*ALFSPI)
* Now the corrections for the axial part:
      FSA(1) = 1.D0
      FSA(2) = 1.D0+DELTAF(2)
      FSA(3) = 1.D0+DELTAF(3)
      FSA(4) = 1.D0+DELTAF(4)
      FSV(5) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(5)) * QCDFUP
      FSV(6) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(6)) * QCDFUP
      FSV(7) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(7)) * QCDFDW
      FSV(8) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(8)) * QCDFDW
      FSV(9) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(9)) * (QCDFDW+0.18D0*ALFSPI)

*** NCOL*QED*QCD final state correction factors for asymmetric xsection
      FA(1) = 1.D0
      FA(2) = 1.D0 * (1.D0+DELTAF(2))/(1.D0+0.75D0*ALFPI)
      FA(3) = 1.D0 * (1.D0+DELTAF(3))/(1.D0+0.75D0*ALFPI)
      FA(4) = 1.D0 * (1.D0+DELTAF(4))/(1.D0+0.75D0*ALFPI)
      FA(5) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(5))/(1.D0+ALFPI/3.D0)
      FA(6) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(6))/(1.D0+ALFPI/3.D0)
     >             * (1.D0+0.07D0*ALFSPI)
      FA(7) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(7)) / (1.D0+ALFPI/12.D0)
      FA(8) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(8)) / (1.D0+ALFPI/12.D0)
      FA(9) = 3.D0 * (1.D0+DELTAF(9)) / (1.D0+ALFPI/12.D0)
     >             * (1.D0+0.21D0*ALFSPI)
```

```
999   CONTINUE
*                                                            END CONSTS
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION SIGBRN(V, ITYPE)
C---------------------------------------------------------------------
*   INPUT:
*             V : "Pphot"/Ebeam = 1 -s'/s
*         ITYPE : Sigbrn is the total_born_cross_section if ITYPE >= 0
*                    or Afb_born*total_born_cross_section if ITYPE < 0
*  OUTPUT:
*        SIGBRN : Calculated born_xsection for s' = s * (1-V)
*
C---------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >               , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      DATA IE /2/
      DATA PIGGIM /-1.6D-2/
*
*** ----------------------------------------------------------
*
      SIGBRN = 0.D0

      S = SQRTS*SQRTS
      SP = S*(1.D0-V)
      MZ2 = MZ*MZ
      ALFARN = ALQEDS(SP)
      ZCOUPL = DSQRT(2.D0) * GMU * MZ2 / 4.D0 / PI

      IF (IFERM.EQ.10) THEN
*** Special treatement for hadrons
        IFER1 = 6
        IFER2 = 7
        BETA = 1.D0
      ELSE
*** Usual case
        IFER1 = IFERM
        IFER2 = IFERM
```

```
        BETA = DSQRT(1.D0-4.D0*MASS(IFERM)*MASS(IFERM)/S)
      ENDIF

      DO 10 IF = IFER1, IFER2
*
        VE = DSQRT(ROE) * (T3(IE) - 2.D0*Q(IE)*SW2E)
        AE = DSQRT(ROE) * T3(IE)
        VF = DSQRT(ROF) * (T3(IF) - 2.D0*Q(IF)*SW2F)
        AF = DSQRT(ROF) * T3(IF)
*
        IF (IOPTI.EQ.0 ) THEN
          GEE = GE/FSV(IE)
          GFF = GF/FSV(IF)
          IF (IFERM.EQ.10) GFF = GFF/5.D0
        ELSE
          GEE = ZCOUPL * MZ / 3.D0 * (VE*VE + AE*AE)
          GFF = BETA * ZCOUPL * MZ / 3.D0
     >          * ( VF*VF*(1.5D0-0.5D0*BETA*BETA)
     >            + AF*AF*BETA*BETA*FSA(IF)/FSV(IF) )
        ENDIF

        DENOM = (SP-MZ2)*(SP-MZ2) + SP*SP*GZ*GZ/MZ2

        IF (ITYPE.GE.0) THEN

* Born cross section
          QED = PI* Q(IF)*Q(IF) *ALFARN*ALFARN / SP
          ZINT = - PI * ZCOUPL * ALFARN * (-2.D0)
     >            * Q(IE) * Q(IF) * VE*VF * (SP-MZ**2) / DENOM
          ZONLY = 9.D0*PI * GEE * GFF / MZ2 * SP / DENOM

          SIG0 = (QED + ZINT + ZONLY) * FCONV * FSV(IF)
     >        * 4.D0/3.D0

        ELSE

* Twice the antisymmetric part of the born cross section
          ASYIN = PI* ALFARN*ZCOUPL * Q(IE)*Q(IF) * AE*BETA*AF *
     >               (SP-MZ2-PIGGIM*SP*GZ/MZ) / DENOM
          ASYZZ = 2.D0*PI * ZCOUPL*ZCOUPL * VE*VF*AE*BETA*AF * SP/DENOM

          SIG0 = BETA * 2.D0 * (ASYIN + ASYZZ) * FCONV * FA(IF)

        ENDIF
```

```
        IF (IFERM.EQ.10) THEN
          IF (IF.EQ.6) THEN
            SIGBRN = SIGBRN + 2.D0*SIG0
          ELSE
            SIGBRN = SIGBRN + 3.D0*SIG0
          ENDIF
        ELSE
          SIGBRN = SIGBRN + SIG0
        ENDIF
10    CONTINUE

999   CONTINUE
*                                                        END SIGBRN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION ALQEDS(SP)
C        gives you Alfa_QED at the energy scale s
C-------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      DATA S0 /8464.D0/    ! S0 = 92**2 (GeV**2)
      LOGICAL LINIT
      DATA LINIT /.TRUE./
*
*** -----------------------------------------------------------------
*
      IF (LINIT) THEN
        LINIT = .FALSE.
        OFFSET = ALFPI/3.D0 *
     >    ( 5.D0 + 2.D0*(DLOG(MASS(2))+DLOG(MASS(3))+DLOG(MASS(4))) )
      ENDIF

        PIGAGA = OFFSET - ALFPI*DLOG(SP)
     >    - 0.0288D0 - 0.002980D0*(DLOG(SP/S0)+0.006307D0*(SP/S0-1.D0))

        ALQEDS = ALF / (1.D0+PIGAGA)

999   CONTINUE
```

```
*                                                           END ALQEDS
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION RASOFT (VMAX, ITYPE)
C----------------------------------------------------------------------
*   INPUT:
*          VMAX : Maximum allowed value for v = 1 - s'/s
*         ITYPE : Output refers to the symmetric part if ITYPE >= 0 and
*                 to the antisymmetric part if ITYPE < 0
*  OUTPUT:
*        RASOFT : Integral of G_soft(v)*sigbrn(0)
C----------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      DATA IE /2/
      LOGICAL LINIT
      DATA LINIT /.TRUE./
*
*** -------------------------------------------------------------------
*
      IF (LINIT) THEN
        LINIT = .FALSE.
        FAC0 = ALFPI*ALFPI * (-6.D0/5.D0*GI2**2-9.D0/2.D0*GI3
     >               -6.D0*GI2*DLOG(2.D0)+3.D0/8.D0*GI2+19.D0/4.D0)
        FAC1 = ALFPI*ALFPI * (-45.D0/16.D0+11.D0/2.D0*GI2+3.D0*GI3)
        FAC2 = ALFPI*ALFPI * (9.D0/8.D0-2.D0*GI2)
      ENDIF

      LOGE = DLOG(SQRTS*SQRTS/MASS(IE)/MASS(IE))
      BETA = 2.D0 * ALFPI * (LOGE-1.D0)
      DELTA1 = ALFPI * (1.5D0*LOGE +2.D0*GI2 - 2.D0)
      DELTA2 = FAC2 * LOGE * LOGE + FAC1 * LOGE + FAC0

      RASOFT = (1.D0 + DELTA1 + DELTA2) * DEXP(BETA*DLOG(VMAX))
     >        * SIGBRN(0.D0,ITYPE)

999   CONTINUE
*                                                      END RASOFT
```

```
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION RASOF2 (V, ITYPE)
C-----------------------------------------------------------------------
*   INPUT:
*             V : 1 -s'/s
*         ITYPE : Output refers to the symmetric part if ITYPE >= 0 and
*                 to the antisymmetric part if ITYPE < 0
*  OUTPUT:
*        RASOF2 : G_soft(v)*[sigbrn(v)-sigbrn(0)]
C-----------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      DATA IE /2/
      LOGICAL LINIT
      DATA LINIT /.TRUE./
*
*** --------------------------------------------------------------------
*
      IF (LINIT) THEN
        LINIT = .FALSE.
        FAC0 = ALFPI*ALFPI * (-6.D0/5.D0*GI2**2-9.D0/2.D0*GI3
     >              -6.D0*GI2*DLOG(2.D0)+3.D0/8.D0*GI2+19.D0/4.D0)
        FAC1 = ALFPI*ALFPI * (-45.D0/16.D0+11.D0/2.D0*GI2+3.D0*GI3)
        FAC2 = ALFPI*ALFPI * (9.D0/8.D0-2.D0*GI2)
      ENDIF

      LOGE = DLOG(SQRTS*SQRTS/MASS(IE)/MASS(IE))
      BETA = 2.D0 * ALFPI * (LOGE-1.D0)
      DELTA1 = ALFPI * (1.5D0*LOGE +2.D0*GI2 - 2.D0)
      DELTA2 = FAC2 * LOGE * LOGE + FAC1 * LOGE + FAC0

      LV = DLOG(V)
      IF (ITYPE.GE.0) THEN
        RASOF2 = DEXP(BETA*LV) * BETA / V * (1.D0 + DELTA1 + DELTA2)
     >         * (SIGBRN(V,ITYPE) - SIGBRN(0.D0,ITYPE))
      ELSE
        Z = 1.D0 - V
```

```
        R1 = 2.D0 - V
        RASOF2 = DEXP(BETA*LV) * BETA / V * (1.D0 + DELTA1 + DELTA2)
     >     * (SIGBRN(V,ITYPE)*4.D0*Z/R1/R1-SIGBRN(0.D0,ITYPE))
      ENDIF

999   CONTINUE
*                                                     END RASOF2
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION RAHARD (V, ITYPE)
C----------------------------------------------------------------------
*   INPUT:
*             V : 1 -s'/s
*         ITYPE : Output refers to the symmetric part if ITYPE >= 0 and
*                 to the antisymmetric part if ITYPE < 0
*  OUTPUT:
*        RAHARD : G_hard(v)*sigbrn(v)
C----------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >              , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)

      DATA IE /2/
*
*** -------------------------------------------------------------------
*
      LOGE = DLOG(SQRTS*SQRTS/MASS(IE)/MASS(IE))
      BETA = 2.D0 * ALFPI * (LOGE-1.D0)

      DELTA1 = ALFPI * (1.5D0*LOGE +2.D0*GI2 - 2.D0)

      V2  = V*V
      V3  = V2*V
      LV  = DLOG(V)

      Z  = 1.D0 - V
      Z2 = Z*Z
      SQRZ = DSQRT(Z)
      LZ  = DLOG(Z)
      LZ2  = LZ*LZ
```

```
      R1 = 1 + Z
      R2 = 1 + Z2

      HA1 = BETA*(V/2.D0-1.D0) * (1.D0+DELTA1+BETA*LV)

      HA2 = ALFPI**2 * (
     >      LOGE**2*(-R2/V*LZ+R1*LZ/2.D0+Z-1.D0)
     >    + LOGE * ( R2/V*(LI2(V)+LZ*LV+7.D0/2.D0*LZ-1.D0/2.D0*LZ2)
     >                 + R1/4.D0*LZ2-LZ+7.D0/2.D0-3.D0*Z ) )

      IF (ITYPE.GE.0) THEN    !symmetric part of sigma

        RAHARD = (HA1 + HA2) * SIGBRN(V,ITYPE)

      ELSE         !non-symmetric part of sigma

        HA1 = HA1 - ALFPI*DLOG(4.D0*Z/R1/R1)

        HA2 = HA2 + BETA*BETA/16.D0 * ( V3/Z/2.D0 - R1*LZ +2.D0*V
     >               + V2/SQRZ*(DATAN(1.D0/SQRZ)-DATAN(SQRZ)) )

        RAHARD = 4.D0*Z/R1/R1 * (HA1 + HA2) * SIGBRN(V,ITYPE)

      ENDIF

999   CONTINUE
*                                                     END RAHARD
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      DOUBLE PRECISION FUNCTION DELTAF (IF)
C----------------------------------------------------------------------
*   INPUT:
*            IF : Fermion type
*  OUTPUT:
*        DELTAF : Delta_QED_final_state (order alfa non-exp.)
C----------------------------------------------------------------------
C
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)

      COMMON /XAMPAR/ IOPTI, IFERM, SQRTS, MZ, GZ, GE, GF, ROE, SW2E
     >               , ROF, SW2F, ALFS, KMAX

      COMMON /CNTS/ FCONV, ALF, ALFPI, GMU, PI, GI2, GI3
      COMMON /PARS/ MASS(9), Q(9), T3(9), FSV(9), FSA(9), FA(9)
*
```

```
*** ------------------------------------------------------------------
*
      DELTAF = 0.D0

      QF = Q(IF)
      S = SQRTS*SQRTS
      MF2 = MASS(IF)*MASS(IF)
      LOGF = DLOG(S/MF2)

      ZMIN = MAX( 1.D0-KMAX, 4.D0*MF2/S)
      DELTAF = ALFPI*QF*QF* (
     >            LOGF*(2.D0*DLOG(1.D0-ZMIN)+ZMIN*(1.D0+0.5D0*ZMIN))
     >            + 0.75D0 - 2.D0*ZMIN - 0.75D0*ZMIN**2
     >            - 2.D0*DLOG(1.D0-ZMIN) - 2.D0*LI2(1.D0-ZMIN)
     >            + ZMIN*(1.D0+0.5D0*ZMIN)*DLOG(ZMIN) + PI**2/3.D0 )

999   CONTINUE
*                                                           END DELTAF
      END
C.---------------------------------------------------------------------
C.
C.    GAUSS INTEGRAL OF THE FUNCTION F IN INTERVAL A,B
C.    LAST UPDATE: 12/03/87
C.
C.---------------------------------------------------------------------
      FUNCTION XGAUSS(F,A,B,EPS,ITYPE)
      IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
      DIMENSION W(12),X(12)
      EXTERNAL F
      DATA CONST/1.E-12/
      DATA W
     &/0.101228536290376, 0.222381034453374, 0.313706645877887,
     & 0.362683783378362, 0.027152459411754, 0.062253523938648,
     & 0.095158511682493, 0.124628971255534, 0.149595988816577,
     & 0.169156519395003, 0.182603415044924, 0.189450610455069/
      DATA X
     &/0.960289856497536, 0.796666477413627, 0.525532409916329,
     & 0.183434642495650, 0.989400934991650, 0.944575023073233,
     & 0.865631202387832, 0.755404408355003, 0.617876244402644,
     & 0.458016777657227, 0.281603550779259, 0.095012509837637/
C--
C--   INITIALISE
      DELTA=CONST*ABS(A-B)
      XGAUSS=0.
      AA=A
```

```
C--
C--   ITERATION LOOP
   10 Y=B-AA
C--
C--   EPSILON REACHED ??
      IF (ABS(Y).LE.DELTA) RETURN
   20 BB=AA+Y
      C1=0.5*(AA+BB)
      C2=C1-AA
      S8=0.
      S16=0.
      DO 30 I=1,4
         U=X(I)*C2
   30 S8=S8+W(I)*(F(C1+U,ITYPE)+F(C1-U,ITYPE))
      DO 40 I=5,12
         U=X(I)*C2
   40 S16=S16+W(I)*(F(C1+U,ITYPE)+F(C1-U,ITYPE))
      S8=S8*C2
      S16=S16*C2
      IF (ABS(S16-S8).GT.EPS*(1.0+ABS(S16))) GOTO 50
      XGAUSS=XGAUSS+S16
      AA=BB
      GOTO 10
   50 Y=0.5*Y
      IF (ABS(Y).GT.DELTA) GOTO 20
      WRITE (6,9000)
      XGAUSS=0.
      RETURN
 9000 FORMAT(1H ,'****** XGAUSS... TOO HIGH ACCURACY REQUIRED ******')
      END
C ==========================================================
C
C     DILOGARITHM  (C.M. DESY/1985)
C
C ==========================================================
      DOUBLE PRECISION FUNCTION LI2(X)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,K-Z)
      F1 = 0.D0
      LI2 = 0.D0
      IF(X.EQ.0.D0) RETURN
      IF(X.NE.1.D0) F1=2.D0*(1.D0-X)*DLOG(1.D0-X)
      LI2 =( 3.D0*X + F1 + X*X*(.25D0 - .18787D0*X + .02559D0*X*X)/
     . (1.D0 - X*(.86258D0 - .17044D0*X + .00498D0*X*X)) )/(1.D0+X)
      RETURN
      END
```

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer en primer lugar, y de forma general, a toda la División de Física de Partículas del CIEMAT el ambiente de trabajo y compañerismo que les caracteriza, sin el cual no hubieran existido los ánimos necesarios para llevar a cabo esta memoria. En particular, quiero reflejar un especial agradecimiento al Dr. M. Aguilar, jefe de la División, y al Dr. M. Cerrada, por los continuos desvelos en asuntos burocráticos vitales para el grupo, asuntos que nunca son agradables de llevar a cabo y a veces no son convenientemente valorados. A éste último también quiero agradecerle el haber aceptado la dirección de esta tesis y la ayuda prestada en los momentos en los que las fuerzas de voluntad se debilitan.

En segundo lugar quiero hacer una mención especial a quienes me han sufrido durante mis primeros pasos en el CIEMAT: Dr. Luis Martínez, con quien mi deuda es grande dentro y fuera del terreno científico; Dr. Pedro Olmos, el cual me introdujo en la importancia del "hardware" en Altas Energías y Antonio Molinero, con el que trabajar siempre se ha convertido en un placer.

No quiero olvidar tampoco a aquellos con los que he compartido el trabajo diario en el CERN: Dr. Bernardo Adeva, del que he aprendido el valor de la constancia, la experiencia y el duro trabajar; Dr. Nicanor Colino, del que he aprendido el valor de la organización y la profesionalidad en el "software" y en el análisis, y con el que es incluso divertido trabajar en un largo programa o discutir durante horas sobre la pizarra; Dr. J. A. Rubio, al que respeto y admiro, por su capacidad de avance y de infundir ánimos y ambiente agradable en un grupo de trabajo; José Salicio, al que considero más un amigo que un "jefe". Tampoco quiero olvidar a gente, que sin pertenecer a nuestro grupo, han sido ayuda fundamental en mi trabajo en L3, en especial el Dr. Frank Linde y el Prof. Albrecht Boehm, por su perfecta dirección en el análisis de parámetros electrodébiles en L3; a éste último también quiero agradecerle sus constantes sugerencias y comentarios, así como la confianza depositada en mí.

Un apartado especial merecen: J. Berdugo, del que he aprendido el valor del sentido común, consistencia y planificación en el análisis, y del que siempre he aceptado las críticas, aunque fuera a regañadientes; C. Maña, apoyo constante en los aspectos teóricos en el análisis y menos teóricos en el "Britannia"; E. González, un experimental de lujo en nuestro grupo; Germán Fernández, Pablo García, Pedro Arce y David Fernández, los que vienen tras de mí, unos "tíos muy majos" de calidad humana difícilmente superable; Jesús Salicio, sin el cual nuestro grupo no poseería las mismas capacidades informáticas y "formáticas".

Aunque es difícil recordar a todos, no quiero olvidar a aquellos que, sin haber estado tan directamente involucrados en mi trabajo, han compartido conmigo muchos de estos días: Nacho Durán, Pedro Ladrón, Isabel Josa, Miguel Angel Marquina, Begoña De la Cruz, Carlos Willmott, Luciano Romero, Miguel Angel Ariza, ... Quiero también agradecer especialmente a Dolores Torras todo el esfuerzo prestado durante el mecanografiado y acabado de esta

memoria.

Por último, dedico esta memoria a mis padres y a mi hermana, a los que nunca podré agradecer como se merecen sus constantes desvelos, comprensión y ánimo.