Indice

Introducción

El anillo de colisión electrón-positrón, LEP, situado en el CERN, funciona a energías del centro de masas $\sqrt{s} \sim M_Z$ ($\simeq 90\ GeV$), en su primera fase. La estadística acumulada por los cuatro experimentos de LEP, unos cinco millones de Z hasta finales de 1992, está permitiendo realizar medidas de gran precisión en el sector electrodébil de la teoría que describe las interacciones entre partículas elementales.

El objetivo de este trabajo es el estudio de los parámetros electrodébiles relacionados con el quark b. Para ello utilizaremos los datos tomados por el detector L3 durante 1991 y 1992 y analizaremos las secciones eficaces y asimetría de carga del quark b en distintos puntos de energía. De este análisis se deduce una cota inferior y una superior para la masa del quark top y de forma similar límites a efectos procedentes de nueva física más allá del Modelo Standard.

En el capítulo 1 repasamos las principales propiedades del Modelo Standard y estudiamos detenidamente el proceso de producción de quarks b a partir de un Z. El capítulo 2 incluye la descripción del dispositivo experimental y la selección de la muestra utilizada para el análisis. Por último, en el capítulo 3, determinaremos los principales parámetros electrodébiles relacionados con la física del quark b, se darán límites a la masa del top y estudiaremos posibles desviaciones del Modelo Standard.

1 Fundamentos teóricos

1.1 El Modelo Standard

El Modelo Standard es una Teoría Cuántica de Campos basada en Principios de Invariancia frente a Transformaciones Gauge no abelianas que describe las interacciones fuertes y electrodébiles entre partículas elementales (quarks y leptones) [1].

Puesto que existen publicaciones muy completas sobre dicho modelo [2] nos limitaremos en este apartado a describir brevemente sus características fundamentales.

<u>**Interacciones fuertes.**</u>

Las características más relevantes de las interacciones fuertes son:

- Las *interacciones fuertes* se describen en el Modelo Standard mediante el grupo de invariancia gauge local $SU(3)$ al que se asocia el número cuántico de **color** y la constante de acoplo $\mathbf{g_S}$ ($\alpha_S = g_S^2/4\pi$).

- Los campos $\Psi_q(x)$ asociados a los quarks q forman un triplete correspondiente a los 3 grados de libertad del número cuántico de *color*; esto es:

$$\Psi_q(x) = \begin{pmatrix} q_R(x) \\ q_G(x) \\ q_B(x) \end{pmatrix}$$

- Las interacciones fuertes están mediadas por ocho bosones vectoriales de espín $S = 1$ denominados **gluones**. Al mantenerse la invariancia bajo $SU(3)$ (simetría *no rota*) los gluones serán bosones de masa nula. No obstante, al ser el grupo de invariancia *no abeliano* tanto los quarks como los gluones están *confinados* (*libertad asintótica*).

Por consiguiente, las interacciones entre quarks y gluones están descritas en el Modelo Standard mediante un único [1] parámetro: la constante de acoplo α_S.

[1] Las masas de los quarks también son parámetros libres y las discutiremos en el contexto de las interacciones electrodébiles.

<u>**Interacciones electrodébiles.**</u> Sus características más importantes son:

- Las *interacciones electrodébiles* se describen en el Modelo Standard mediante el grupo de invariancia gauge local $SU(2) \otimes U(1)$. Los números cuánticos asociados son los de **isospín débil** ($SU(2)$) e **hipercarga débil** ($U(1)$) y las constantes de acoplo asociadas a cada grupo son respectivamente $\mathbf{g_2}$ y $\mathbf{g_1}$.

- Los quarks y los leptones se agrupan en *generaciones* o *familias* [2] caracterizadas por los números cuánticos de *isospín débil* (T, T_3) e *hipercarga débil* (Y). Las componentes de los campos fermiónicos de *helicidad negativa (left-handed)* se transforman como dobletes de isospín mientras que las de *helicidad positiva (right-handed)* se transforman como singletes. Así para la primera familia [3] tendremos:

$$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad (e)_R \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (u)_R \;\; (d)_R$$

  con la siguiente asignación [4] de números cuánticos:

	ν_L	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
Y	-1	-1	-2	$1/3$	$1/3$	$4/3$	$-2/3$
Q	0	-1	-1	$2/3$	$-1/3$	$2/3$	$-1/3$

<u>Tabla 1.1</u>.- Números cuánticos de la primera familia

- Las interacciones electrodébiles están mediadas por 4 bosones vectoriales de espín $S = 1$:

[2] El número de dichas *familias* es un parámetro libre del modelo. A partir de los resultados obtenidos por los experimentos de LEP se ha determinado en $N_{fam} = 3$.

[3] La estructura es similar para las demás familias.

[4] La *hipercarga débil* Y se asigna de modo que la carga eléctrica venga determinada por la relación de Gell-Mann - Nishijima $Q = T_3 + Y/2$.

- ▷ γ: de masa nula y asociado a las interacciones electromagnéticas;
- ▷ $W^{\pm}$: de masa $M_W \neq 0$ asociados a las interacciones débiles cargadas;
- ▷ Z: de masa $M_Z \neq 0$ asociado a las interacciones débiles neutras.

- Para que los bosones $W^{\pm}$ y Z tengan masa no nula, la simetría gauge bajo $SU(2) \otimes U(1)$ se rompe de modo que se mantenga la invariancia gauge del electromagnetismo ($U(1)_{em}$) y, por consiguiente, el fotón tenga masa nula. Esta ruptura de simetría se lleva a cabo mediante el llamado *mecanismo de Higgs*. En su versión más simple *(Minimal Standard Model)* este mecanismo supone la existencia de un doblete bajo $SU(2)$ de campos escalares

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

  y un potencial de autointeracción con coeficientes μ y λ ($V(\Phi) = -\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda/4(\Phi^\dagger\Phi)^2$) tal que el valor esperado del campo escalar en el vacio (V.E.V.) sea no nulo. Redefiniendo dicho campo escalar obtenemos, en virtud del Teorema de Goldstone, un único campo real $H(x)$ que describe una partícula escalar neutra *(bosón de Higgs)* y los términos de masa para los bosones $W^{\pm}$ y Z.

- Los términos de masa para los fermiones del lagrangiano libre de Dirac ($m_f\overline{\Psi}(x)\Psi(x)$) no están permitidos ya que no son invariantes bajo $SU(2) \otimes U(1)$. Sin embargo, al tener los campos de Higgs espín $S = 0$ pueden mezclar las diferentes componentes de helicidad fermiónicas. Por consiguiente, los términos de masa de los fermiones se obtienen mediante *acoplos de Yukawa* entre los campos fermiónicos y los campos de Higgs con una constante de acoplo $\mathbf{g_f}$ diferente para cada fermión.

- Finalmente, debido a que los campos fundamentales de la interacción gauge $SU(2) \otimes U(1)$, autoestados de sabor, no son los autoestados de masa, hay una mezcla entre los campos de quarks de la misma carga. Por otra parte, la incorporación de la violación de CP en las corrientes cargadas implica la existencia de por lo menos 3 familias fermiónicas. Para 3 familias la matriz de mezcla V_{ij} $(i = u, c, t;\ j = d, s, b)$ contiene 4 parámetros (3 ángulos y una fase) y es la denominada matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM).

Como se puede deducir de los puntos anteriormente mencionados, el Modelo Standard describe las interacciones electrodébiles en función de los siguientes parámetros libres:

$$g_2,\ g_1,\ \lambda,\ \mu,\ g_f,\ V_{ij}$$

donde:

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

Por consiguiente, los observables calculados serán función de dichos parámetros. Hay sin embargo diversas relaciones que permiten sustituir este conjunto de parámetros por otros con interpretación física más directa:

i) La identificación del acoplo entre el fotón y los fermiones con la carga eléctrica permite establecer

$$e \;=\; \frac{g_1\, g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

ii) Las masas de los bosones $W^{\pm}$ y Z se expresan en función de g_2, g_1, λ y μ como

$$M_W \;=\; g_2\, \mu/\sqrt{\lambda} \qquad \text{y} \qquad M_Z \;=\; \sqrt{g_1^2 + g_2^2}\, \mu/\sqrt{\lambda}$$

Con objeto de simplificar la notación es corriente introducir el ángulo de mezcla θ_w a través de la relación $tan\, \theta_w \equiv g_1/g_2$. En función de dicho ángulo tendremos que

$$e \;=\; g_1\, cos\, \theta_w \;=\; g_2\, sin\, \theta_w \qquad \text{y} \qquad M_W/M_Z \;=\; cos\, \theta_w$$

iii) La masa del bosón de Higgs $H(x)$ viene determinada por

$$M_H \;=\; \sqrt{2}\,\mu$$

iv) Las masas de los fermiones se expresan como:

$$m_f \;=\; g_f\,\mu\,\frac{\sqrt{2}}{\lambda}$$

Mediante estas relaciones tendremos los observables parametrizados en función de:

$$e,\, M_W,\, M_Z,\, M_H,\, m_f,\, V_{ij}$$

Cada uno de estos parámetros es directamente medible y, por consiguiente, se puede relacionar con diversas cantidades medidas. Así por ejemplo, el estudio de la *dispersión Thomson* ($e\gamma\!\rightarrow\! e\gamma$) permite determinar la carga eléctrica con gran precisión a través de la medida de la constante de estructura fina $\alpha \;=\; e^2/4\pi$. Por otra parte, la determinación de la vida media del muón permite determinar la *constante de Fermi* G_μ con gran precisión. Imponiendo que a baja energía el Modelo Standard coincida con el *Modelo de Fermi* obtenemos la relación [5]:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} \;=\; \frac{\lambda}{8\mu^2} \;=\; \frac{\pi\alpha}{2M_W^2}\left(1 - M_W^2/M_Z^2\right) \tag{1}$$

Utilizando estos dos resultados experimentales podemos reparametrizar los observables en función de

$$\alpha,\, G_\mu,\, M_Z,\, M_H,\, m_f,\, V_{ij}$$

1.2 Producción de hadrones con *belleza* a las energías de LEP-I

Dentro del marco del Modelo Standard, la producción de hadrones con *belleza* a energías en el centro de masas de $\sqrt{s}\!\approx\! M_Z$ se puede dividir en distintas fases, fig. (1), según los metodos de cálculo utilizados en su descripción:

[5] Esta relación es válida sólo en primer orden de perturbaciones.

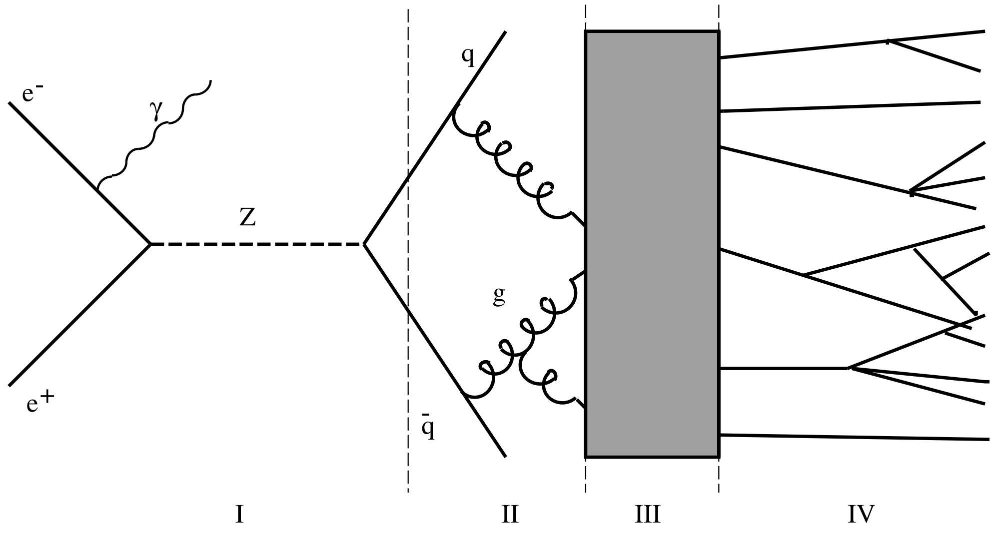

Figura 1: Ilustración esquemática de un proceso de aniquilación $e^+e^- \to \bar{b}b$ en el que se distinguen las siguientes zonas: I electrodébil, II QDC perturbativa, III QDC no perturbativa, IV desintegraciones hadrónicas.

- **electrodébil:** En esta primera fase, el electrón y el positrón se aniquilan y, a través de la producción de un fotón o un bosón Z, dan lugar a un par $b\bar{b}$. Esta fase contiene el tratamiento de las correcciones electrodébiles y, por consiguiente, será estudiada con mayor extensión en las siguientes secciones.

- **QCD perturbativa:** En esta etapa tiene lugar la radiación de gluones a partir del par de quarks primarios $b\bar{b}$. La evolución de los partones puede tratarse mediante dos formulaciones distintas: utilizando el cálculo exacto de los *elementos de matriz* [3] (aunque la complejidad del método hace que sólo se disponga del elemento de matriz completo hasta segundo orden de teoría de perturbaciones) o bien utilizando el método de *parton shower* [4] en el que se modeliza el desarrollo de cascadas de partones mediante el uso de las ecuaciones de evolución de Altarelli-Parisi.

- **QCD no perturbativa (fragmentación):** Esta tercera fase describe la transformación de los partones en hadrones sin *color*. Al ser las energías típicas de este proceso del orden de las masas de los hadrones ($E_{had} \approx 1\, GeV$)

no es posible utilizar la Teoría de Perturbaciones. Su descripción se realiza en base a modelos fenomenológicos que decriben cómo los quarks originales se combinan con quarks del mar para formar hadrones (modelo *fragmentación por clusters* [5],*fragmentación independiente*[6], *fragmentación por cuerdas* [7]). A diferencia de los quarks ligeros la fragmentación del b es *dura*, es decir, el hadrón que contiene al quark b se lleva casi todo el momento ($\sim 70\%$) que tenía el quark b y la producción de quarks pesados se ve muy suprimida en la evolución del jet.

- **Desintegraciones:** La mayoría de las partículas producidas en la fragmentación son inestables. En esta última fase se describe su desintegración en los hadrones observados experimentalmente.

A continuación describiremos con mayor detalle la producción de quarks $b\bar{b}$ (primera fase) puesto que es la que más nos interesa para obtener los resultados presentados en esta memoria.

1.2.1 El proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$ en primer orden de perturbaciones

En primer orden de teoría de perturbaciones la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \bar{f}f$, descrito por los diagramas de Feynman de la figura (2), se puede expresar como [6]:

$$\frac{d\sigma^0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s} N_c \left[Q_f^2 G_{\gamma\gamma}(s,\theta) + Q_f Re\chi_0(s) G_{\gamma Z}(s,\theta) + |\chi_0|^2 G_{ZZ}(s,\theta) \right] \tag{2}$$

donde N_c es el número de colores del fermión (1 para leptones y 3 para quarks), $\alpha = e^2/4\pi$ es la constante de estructura fina, $\sqrt{s}$ la energía del centro de masas, $\beta = \sqrt{1-4m_f^2/s}$, Q_f la carga del fermión y χ_0 el propagador del bosón Z dado

[6] En las expresiones que utilizamos en este trabajo consideraremos los término de masa del fermión f ya que para los quarks b, si bien son despreciables para los términos vectoriales, suponen una contribución de $O(10^{-2})$ en la parte axial. Despreciaremos sin embargo los términos proporcionales a la masa del electrón. Por consiguiente, no incluiremos el diagrama con intercambio del bosón de Higgs.

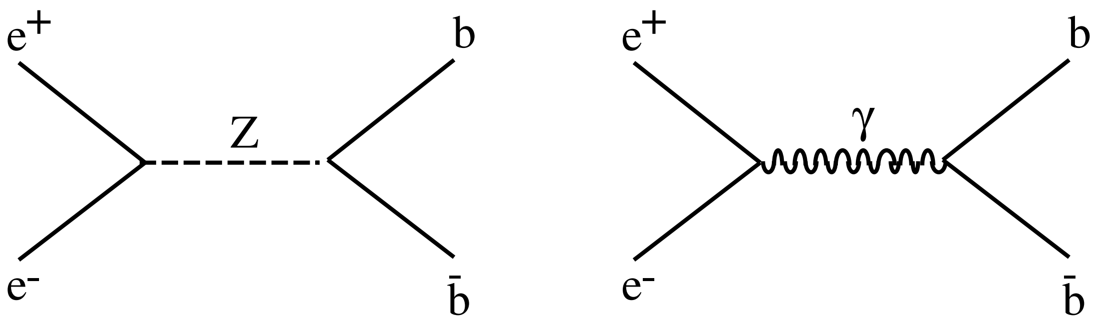

Figura 2: Diagramas que contribuyen al proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$ en primer orden.

en primer orden de teoría de perturbaciones por

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0} \tag{3}$$

Las funciones $G_{\gamma\gamma}(s,\theta)$, $G_{ZZ}(s,\theta)$ y $G_{\gamma Z}(s,\theta)$, correspondientes respectivamente a los diagramas mediados por el γ, Z y la interferencia entre ambos, vienen descritas por:

$$\begin{aligned}
G_{\gamma\gamma}(s,\theta) &= 1 + cos^2\theta + (1-\beta^2)sen^2\theta \\
G_{ZZ}(s,\theta) &= (v_e^2 + a_e^2)\left[v_f^2(2-\beta^2 sen^2\theta) + a_f^2\beta^2(1+cos^2\theta)\right] \\
&\quad +8v_e a_e v_f a_f \beta cos\theta \\
G_{\gamma Z}(s,\theta) &= -2(v_e v_f G_{\gamma\gamma} + 2a_e a_f \beta cos\theta)
\end{aligned} \tag{4}$$

siendo θ el ángulo formado por el electrón incidente y el fermión saliente y v_i y a_i (i=e,f) las constantes de acoplo vectorial y axial entre el boson Z y los fermiones dadas por

$$\begin{aligned}
v_i &\equiv \frac{g_{vi}}{2sen\theta_w cos\theta_w} = \frac{T_{3i} - 2Q_i sen\theta_w}{2sen\theta_w cos\theta_w} \\
a_i &\equiv \frac{g_{ai}}{2sen\theta_w cos\theta_w} = \frac{T_{3i}}{2sen\theta_w cos\theta_w}
\end{aligned} \tag{5}$$

A partir de la ecuación (2) obtendremos las expresiones de la sección eficaz total de producción y la asimetría de carga que utilizaremos en este trabajo.

1.2.2 Sección eficaz de producción

Integrando la expresión (2) a todo el ángulo sólido obtenemos la sección eficaz total que podemos expresar como

$$\sigma^0(s) = \sigma_A^0 F_A(\beta) + \sigma_V^0 F_V(\beta) \tag{6}$$

donde $F_A(\beta)$ y $F_V(\beta)$ son los factores cinemáticos dados por

$$\begin{aligned} F_A(\beta) &= \beta^3 \\ F_V(\beta) &= \frac{3\beta - \beta^3}{2} \end{aligned} \tag{7}$$

y las secciones eficaces vectorial y axial se pueden expresar, utilizando (1), como:

$$\begin{aligned} \sigma^V &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c Q_f^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3s} N_c Q_f \alpha G_\mu M_Z^2 g_{ve} g_{vf} \mathcal{R}\chi_0 \\ &\quad + \frac{N_c}{6\pi s} G_\mu^2 M_z^4 (g_{ve}^2 + g_{ae}^2) g_{vf}^2 |\chi_0|^2 \\ \sigma^A &= \frac{N_c}{6\pi s} G_\mu^2 M_Z^4 (g_{ve}^2 + g_{ae}^2) g_{af}^2 |\chi_0|^2 \end{aligned} \tag{8}$$

A las energías de LEP-I la contribución del diagrama con intercambio de un bosón Z (proporcional a $|\chi_0|^2$) domina sobre la que proviene del intercambio de un fotón (proporcional a Q_f^2) y sobre la interferencia (términos proporcionales a $\mathcal{R}\chi_0$).

Existe una parametrización alternativa de la sección eficaz en función de la anchura de desintegración del Z en un par $\bar{f}f$. En primer orden de teoría de perturbaciones esta anchura se puede expresar como

$$\Gamma_f^0 \equiv \Gamma^0(Z \to \bar{f}f) = N_c \frac{\sqrt{2} G_\mu M_z^3}{12\pi} \left[g_{af}^2 F_A(\beta) + g_{vf}^2 F_V(\beta) \right] \tag{9}$$

de modo que el término de la sección eficaz correspondiente al bosón Z, σ_{ZZ}, se puede reescribir como:

$$\sigma_{ZZ} \;=\; \frac{12\pi}{s}|\chi_0|^2\frac{\Gamma_e}{M_Z}\frac{\Gamma_f}{M_Z} \tag{10}$$

Para $\sqrt{s} = M_Z$ se obtiene la sección eficaz en el pico, σ_b^0, a partir de (10)

$$\sigma_{ZZ}(\sqrt{s} = M_Z) \equiv \sigma_b^0 \;=\; \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z}\frac{\Gamma_f}{\Gamma_Z} \tag{11}$$

de forma que podemos expresar σ_{ZZ} como

$$\sigma_{ZZ} = \frac{1}{s}|\chi_0|^2\Gamma_Z^2\sigma_b^0 \tag{12}$$

1.2.3 Asimetría de carga del proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$

Debido a la violación de paridad en las interacciones débiles, la sección eficaz diferencial contiene términos en $cos\theta$ proporcionales a las constantes de acoplo axiales. Por consiguiente las secciones eficaces en los hemisferios delantero ($\theta \in [0, \pi/2]$) y trasero ($\theta \in [\pi/2, \pi]$), que denotaremos respectivamente por σ^F y σ^B, serán diferentes. Para cuantificar esta diferencia introduciremos la asimetría de carga A_{FB} definida como

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma^F - \sigma^B}{\sigma^F + \sigma^B} = \frac{\sigma_{FB}}{\sigma} \tag{13}$$

siendo σ la sección eficaz total de producción y σ_{FB} la siguiente expresión

$$\begin{aligned}\sigma_{FB} \;&=\; \frac{G_\mu^2}{4\pi}\beta^2 N_C g_{ve}g_{ae}g_{vf}g_{af}\frac{sM_z^4}{(s-M_Z^2)^2+(\Gamma_Z M_Z)^2} \\ &-\; N_c\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}\alpha Q_f M_Z^2 g_{ae}g_{af}\frac{s-M_Z^2}{(z-M_Z^2)^2+(\Gamma_Z M_Z)^2}\end{aligned} \tag{14}$$

Para energías en el centro de masa de $\sqrt{s} = M_Z$ la asimetría se reduce a la forma:

$$\begin{aligned} A_{FB} &= \frac{3}{4}\frac{2g_{ve}g_{ae}}{g_{ve}^2 g_{ae}^2}\frac{2g_{vf}g_{af}\beta}{g_{vf}^2(3-\beta^2)/2+g_{af}^2\beta} \\ &\approx \frac{3}{4}\frac{2g_{ve}g_{ae}}{g_{ve}^2+g_{ae}^2}\frac{2g_{vf}g_{af}}{g_{vf}^2+g_{af}^2}(1+\delta) \end{aligned} \tag{15}$$

Como consecuencia de una cancelación accidental entre las constantes de acoplo, $g_{vb} \approx g_{ab}/2$ la corrección de masa $\delta \approx \mu^2(-g_{vf}^2 + g_{af}^2/2)(g_{vf}^2 g_{af}^2)$ se ve suprimida hasta orden $\mathcal{O}(10^{-4})$. Utilizando esta aproximación se obtiene, para un valor de $sen^2\theta_w = 0.23$, una asimetría de carga de 11% para quarks de tipo "d" y de 8% para quarks de tipo "u". Este valor se ve modificado al incluir las correcciones radiativas.

1.2.4 Correcciones radiativas

Las expresiones de la sección eficaz de producción y asimetría de carga introducidas en la sección anterior fueron calculadas en primer orden de teoría de perturbaciones. Para obtener las expresiones de dichos observables con una precisión mayor que las medidas experimentales ($\sim 10^{-3}$) será necesario incluir *correcciones radiativas*, esto es, diagramas de orden superior en el cálculo de las amplitudes.

En procesos mediados por corrientes neutras, las correcciones radiativas se pueden subdividir en tres clases:

1) **Correcciones fotónicas.** Son todas aquéllas en las que se añade un fotón extra a los diagramas de Born ya sea como un fotón real de bremsstrahlung o bien como un fotón virtual (fig.3) y son comunes a cualquier teoría que contenga al grupo $U(1)_{em}$ como subgrupo.

Figura 3: Correcciones QED al proceso $e^+e^- \to \bar{f}f$: a) diagramas con emisión real de fotones, b) correcciones virtuales.

2) **correcciones débiles.** Aquí se incluyen las correcciones restantes (a excepción de las de QCD) tales como las correcciones a los propagadores de los bosones vectoriales, las correcciones de vértice (excepto en las que aparecen sólamente fotones virtuales) y los diagramas de caja en los que se intercambian 2 bosones masivos (fig.4).

3) **correcciones QCD.** Son correcciones al estado final en el caso de que los fermiones producidos sean quarks y corresponden a los diagramas en los que aparece un gluón virtual o real. Estas correcciones son en general pequeñas, pero tendrán que ser tenidas en cuenta en el caso de producción de quarks pesados.

Correcciones fotónicas

Las correcciones QED forman un gupo invariante gauge y, si bien son independientes de la estructura detallada del modelo Standard (esto es, de parámetros tales como $m_t, M_H, V_{ij}, ...$), dependen de los detalles del experimento a través de los cortes aplicados al fotón. Para energías en el centro de masas próximas a M_Z son grandes ($\sim$40 %) y no sólo habrá que incluir correcciones a primer orden sino que será necesario resumar las contribuciones más importantes.

El estudio de las correcciones radiativas al proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$ se puede dividir en dos regiones, una *soft* que incluye los diagramas con emisión de fotones blandos más los diagramas con el intercambio de un γ virtual, y una *hard* en la que el fotón emitido es más energético. De acuerdo con esta división la sección eficaz

Figura 4: Correcciones débiles al proceso $e^+e^- \to \bar{f}f$: a) correcciones a los propagadoes, b) correcciones de caja, c) correcciones de vértice.

en primer orden se puede escribir como:

$$\sigma_1^{SV} = \sigma^0(1 + \beta \log x_0 + \delta_1) \tag{16}$$

$$\sigma_1^H = \int_{x_0}^{x_{max}} \beta(\frac{1}{x} - 1 + \frac{x^2}{2})\sigma^0((1-x)s) \tag{17}$$

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi}(\log \frac{s}{m_e^2} - 1) \tag{18}$$

$$\delta_1 = \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi}(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}) \tag{19}$$

donde β es la constante de acoplo efectiva de la radiación, $x_0 = E_\gamma/E_b$ es la energía del fotón radiado por debajo de la cual la emisión puede considerarse isótropa y x_{max} viene determinado por el límite cinemático $x_{max} \leq 1 - 4m_f^2/s$. Es fácil ver que la dependencia con x_0 se elimina al hacer la integral y sumar las secciones eficaces en las dos regiones.

Para energías cercanas a M_Z los fotones radiados por el estado inicial tienen un límite superior efectivo, debido a la presencia del propagador del boson Z, dado por $x_{max}^{eff} \simeq \frac{\Gamma_Z/2}{E_b} \simeq \Gamma_Z/M_Z$. Por consiguiente, la contribución dominante de la integral será $\beta\,(\log \Gamma_Z/M_Z - \log x_0)$ de modo que

$$\sigma_1 \simeq \sigma^0 \left(1 + \beta \log \frac{\Gamma_z}{M_Z} + \delta_1 + \cdots\right) \tag{20}$$

Para $\sqrt{s} \approx M_Z$ el término $\beta \log \Gamma_Z/M_Z$ disminuye la sección eficaz un 40% aproximadamente. Es necesario por consiguiente considerar correcciones a órdenes superiores. El cálculo completo de las correcciones QED a orden α^2 puede encontrarse en la referencia [8]. La parte "soft" adquiere la siguiente forma

$$\sigma_2^{SV} = \sigma^0(1 + \delta_1 + \delta_2 + \beta \log x_0 + \frac{1}{2}\beta^2 \log^2 x_0 + \delta_1 \log x_0) \tag{21}$$

$$\delta_2 = \frac{\alpha^2}{\pi}[(\frac{9}{8} - 2\xi(2))\log^2\frac{s}{m_e^2} + (-\frac{45}{16} + \frac{11}{2}\xi(2) + 3\xi(3))\log^2\frac{s}{m_e^2}$$
$$-\frac{6}{5}\xi^2(2) - 92\xi(3) - 6\xi(2)\log 2 + \frac{3}{8}\xi(2) + \frac{19}{4}] \quad (22)$$

donde ξ es la función "zeta" de Riemman [7], $\xi(j) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-j}$. Es inmediato comprobar que la expresión anterior puede ser reescrita resumando la contribución de fotones blandos a todos los órdenes de la siguiente manera:

$$\sigma_2^{SV} = \sigma^0(1 + \delta_1 + \delta_2)x^\beta \quad (23)$$

Una consecuencia inmediata de la exponenciación es que a medida que la energía del fotón emitido tiende a cero la sección eficaz disminuye llegando a anularse en el caso de que no haya radiación emitida (teorema de Bloch-Nordsiek [9]).

La sección eficaz total del proceso $e^+e^- \to \bar{f}f$, con correcciones de estado inicial hasta orden α^2, se puede expresar de forma compacta como una integral de convolución

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^{1} G_\sigma(z,s)\sigma^0(zs)dz \qquad z_0 \geq \frac{4m_f^2}{s} \quad (24)$$

donde σ^0 es la sección eficaz de Born (6) y $G(z,s)$ una función de radiación de estado inicial que tiene en cuenta correcciones $\mathcal{O}(\alpha^2)$ y la exponenciación de fotones blandos y cuya expresión es:

$$G_\sigma(z,s) = G_{soft}(z,s) + G_{hard}(z,s) \quad (25)$$

siendo

$$\begin{aligned} G_{soft}(z,s) &= \beta(1-z)^{\beta-1}(1 + \delta_1 + \delta_2) \\ G_{hard}(z,s) &= -\beta\frac{1+z}{2}[1 + \delta_1 + \beta\log(1-z)] + \delta_2^H \end{aligned} \quad (26)$$

[7] $\xi(2) = \frac{\pi^2}{6}$, $\xi(3) = 1.20256$

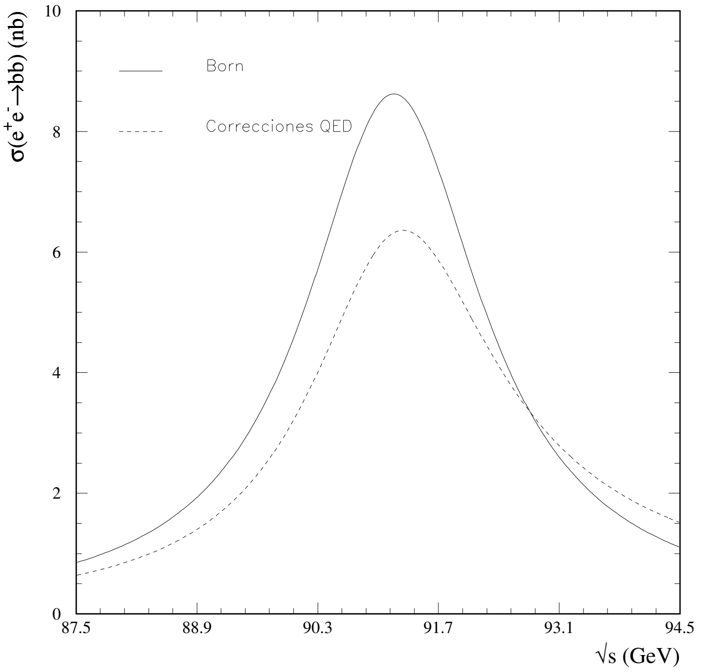

Figura 5: Sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$. La línea continua representa la sección eficaz de Born y la discontinua la sección eficaz con correcciones QED de estado inicial.

y

$$\begin{aligned}
\delta_2^H &= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \Bigg\{ \left(-\frac{1+z^2}{1-z}\log z + \frac{1+z}{2}\log z + z - 1\right) L^2 \\
&+ \left[\frac{1+z^2}{1-z}\left(Li_2(1-z) + \log z \log(1-z) + \frac{7}{2}\log z - \frac{1}{2}\log^2 z\right)\right. \\
&+ \left.\frac{1+z}{4}\log^2 z - \log z + \frac{7}{2} - 3z\right] L \Bigg\} + \mathcal{O}((\frac{\alpha}{\pi})^2)
\end{aligned} \tag{27}$$

donde $L = \log s/m_e^2$, $Li_2(x) = -\int_0^x \frac{\log(1-t)}{t}dt$ y los términos no explícitos se desprecian por ser de orden α^2 y no contener términos logarítmicos del tipo $\log^n s/m_e^2$. El efecto de las correcciones radiativas se puede apreciar en la figura (5).

De manera semejante a lo que ocurre con la sección eficaz, se puede escribir la asimetría de carga con muy buena aproximación mediante una convolución de expresiones de Born con funciones de radiación:

$$A_{FB}(s) = \frac{1}{\sigma}\int_{z_0}^{1} \frac{4z}{(1+z)^2}\sigma_{FB}(sz)G_A(z,s)dz \tag{28}$$

siendo σ_{FB} la expresión (14), σ la sección eficaz total (24) y $G_A(z,s)$ la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} G_A(z,s) = G_\sigma(z,s) - \frac{\alpha}{\pi}\log\frac{4z}{(1+z)^2} + \frac{\beta^2}{16}\left\{\frac{(1-z)^3}{2z} - (1+z)\log z\right. \\ \left. +2(1-z) + \frac{(1-z)^2}{\sqrt{z}}(cot^{-1}(\sqrt{z}) - tan^{-1}(\sqrt{z}))\right\} \end{aligned} \tag{29}$$

Al ser la asimetría de carga una cantidad menos inclusiva que la sección eficaz total, los núcleos de la convolución $G_A(z,s)$ y $G_\sigma(z,s)$ son distintos. La diferencia sin embargo no es significativa para el nivel de precisión deseado en este observable (0.1%). Finalmente el factor cinemático $4z/(1+z)^2$ es debido a que el ángulo θ (θ_{LAB}) formado por el electrón incidente y el fermión producido, es diferente del ángulo θ (θ_{CM}) utilizado en la expresión de primer orden debido a la emisión de fotones. Asumiendo que la radiación es colineal con los fermiones incidentes tendremos que

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

y

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

de modo que

$$A^0_{FB\ LAB} = \frac{4z}{(1-z)^2}A^0_{FB\ CM} \tag{30}$$

Las expresiones anteriores son válidas bajo la aproximación de que la radiación es emitida por el estado inicial. La separación entre correcciones de estado final

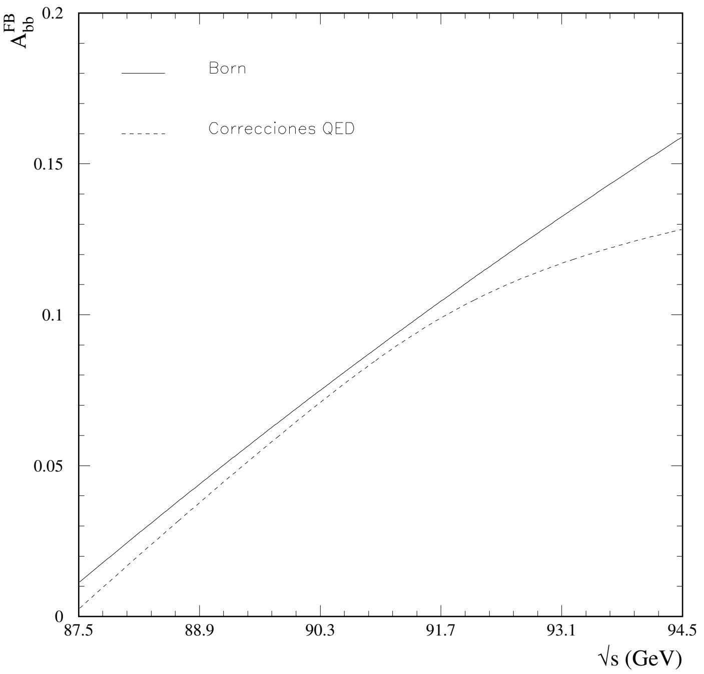

Figura 6: Asimetría del proceso $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$. La línea continua representa la asimetría en primer orden y la discontinua la asimetría con correcciones QED de estado inicial.

e inicial si bien es útil a nivel de diagramas de Feynman no tiene mucho sentido puesto que experimentalmente es imposible distinguir si el fotón fue radiado antes o después de la resonancia.

Si los cortes experimentales aplicados son lo suficientemente suaves la corrección del estado final a la sección eficaz total se puede escribir como:

$$\sigma = \sigma^0(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2) \tag{31}$$

Finalmente sería necesario considerar la interferencia entre la radiación de estado inicial y final, y los diagramas de caja. Sin embargo, en la práctica, su contribución alrededor de la resonancia es inferior a un 3 por mil, y totalmente despreciable para $\sqrt{s} = M_Z$.

Correcciones débiles

Las correcciones débiles, si bien son independientes del dispositivo experimental, dependen de la estructura detallada del Modelo Standard. Así tanto las secciones eficaces como las asimetrías dependerán de todas las partículas de la teoría, y en particular de m_t y M_H, a través de las correcciones al propagador y de las correcciones de vértice [8].

Las correcciones débiles se pueden estudiar en tres grupos:

1. <u>Correcciones de autoenergía.</u> Son correcciones a los propagadores del fotón y del bosón Z. Estas correcciones, representadas en la figura (4.a) son universales e incluyen en primer orden de perturbaciones las autoenergías renormalizadas provenientes de los diagramas 1-partícula irreducible. Se

[8] La contribución del diagrama de mezcla del Higgs con los bosones gauge es despreciable a la hora de calcular las correcciones débiles

pueden incorporar en las expresiones de Born para la sección eficaz y la asimetría de carga considerando que:

- Las correcciones de autoenergía del fotón se traducen en una redefinición de la constante de acoplo $\alpha = e^2/4\pi$, en el diagrama mediado por el γ

$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \tag{32}$$

  siendo

$$\Delta\alpha \;=\; \frac{\alpha}{3\pi}\sum_{f\neq t} N_c Q_l^2 \left(\log\frac{s}{m_l^2} - \frac{5}{3}\right) + i\frac{\alpha}{3}\sum_{f\neq t} Q_f^2 N_c^f \tag{33}$$

  La parte imaginaria es relevante para la asimetría de carga tanto en el caso de quarks como para leptones. Esta corrección no depende de m_t puesto que se desacopla debido a su alta masa, ni tampoco depende de M_H ya que el fotón no se acopla a esta partícula.

- Las correcciones de autoenergía del Z se absorben en una modificación del propagador del Z

$$\frac{1}{(s - M_Z) + i\Gamma_Z^0 M_Z} \rightarrow \frac{1}{(s - M_Z) + is\Gamma_Z/M_Z} \tag{34}$$

  siendo Γ_Z la anchura con todas las correcciones. Esta redefinición del propagador introduce una dependencia con la energía en la parte imaginaria que da lugar a un desplazamiento del pico de unos 35 MeV hacia valores más pequeños. Esta corrección sí es sensible a m_t y M_H como veremos posteriormente.

- La corrección del diagrama de mixing γZ se puede absorber en una redefinición del ángulo de Weinberg.

Figura 7: Correcciones de vértice sensibles a m_t y M_H. El fermión más sensible a estas correcciones es el quark b.

$$sen^2\theta_w \rightarrow sen^2\bar{\theta}_w \tag{35}$$

2. Correcciones de vértice. Las correcciones de vértice se traducen en una modificación de las constantes de acoplo vectorial y axial. Esta variación se tiene en cuenta sumándole una cantidad que depende de la energía a las constantes de acoplo en el cálculo de las amplitudes, tanto en el caso de corrientes débiles como electromagnéticas. Estas correcciones, a diferencia de las de autoenergía, dependen del proceso que estemos estudiando.

   Para $f \neq b$ los diagramas en los que aparece un top o un Higgs virtual son prácticamente depreciables.

3. Correcciones de caja. Incluyen todos los diagramas a primer orden en los que se intercambian dos bosones gauge. Debido a que estos diagramas no son resonantes para $\sqrt{s} = M_Z$ su contribución a los observables físicos es muy pequeña (menor que 0.02% en el caso de la sección eficaz).

Las correcciones débiles al proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$ pueden expresarse de forma compacta y simple en la llamada aproximación de Born mejorada. La expresión para la sección eficaz diferencial (2) sigue siendo válida si hacemos las siguientes sustituciones

$$
\begin{aligned}
g_{vi} &\longrightarrow \overline{g}_{vi} \qquad (i = e, f) \\
g_{ai} &\longrightarrow \overline{g}_{ai} \qquad (i = e, f) \\
\chi_0 &\longrightarrow \frac{1}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z} \\
Q_e^2 Q_f^2 \alpha &\longrightarrow Q_e^2 Q_f^2 \alpha(s)
\end{aligned}
\tag{36}
$$

donde $\alpha(s)$ viene dada por la expresión (32) y $\overline{g}_{vi}$ y $\overline{g}_{ai}$ son las constantes de acoplo efectivas que coinciden con g_{vi} y g_{ai} en ausencia de correcciones. En esta aproximación las constantes de acoplo se toman como cantidades reales aunque en realidad tienen una parte compleja que proviene de la parte imaginaria de la autoenegía y de los factores de forma de los vértices.

Existe una parametrización alternativa de $\bar{g}_{vf}$ y $\bar{g}_{af}$ en función de las cantidades ρ_f y $sen^2\theta_{wf}$ de forma que

$$
\begin{aligned}
\bar{g}_{vf} &= \sqrt{\rho_f}(T_3^f - 2Q_f sen^2\theta_{wf}) \\
\bar{g}_{af} &= \sqrt{\rho_f} T_3^f
\end{aligned}
\tag{37}
$$

Aún no siendo cantidades universales ρ_f y $sen^2\theta_{wf}$ poseen una parte universal, que proviene de las correcciones de autoenergía y es la dominante, y una parte no universal, que proviene de las correcciones de vértice y que es prácticamente despreciable excepto en el caso del quark b. Por otra parte, es a través de ρ_f y $sen^2\theta_{wf}$ donde aparece la dependencia de los parámetros del Modelo Standard con m_t y M_H, como veremos a continuación. Podemos expresar estas cantidades como

$$\rho_f = \rho(1 + \Delta\rho^f) \tag{38}$$

$$sen^2\theta_{wf} = sen^2\bar{\theta}_w(1 + \Delta\kappa^f) \tag{39}$$

donde ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ son las partes universales y $\Delta\rho^f$ y $\Delta\kappa^f$ las no universales. Estos factores se han calculado dentro del marco del Modelo Standard siendo las expresiones para ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ las siguientes:

$$\rho = \frac{1}{1 - \Delta\rho} \tag{40}$$

$$sen^2\bar{\theta}_w = sen^2\theta_w + cos^2\theta_w\Delta\rho \tag{41}$$

siendo la contribución más importante a $\Delta\rho$ la que proviene de la masa del top:

$$\Delta\rho = N_c^f \frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{42}$$

Las expresiones detalladas de $\Delta\rho$ en las que se incluyen correcciones débiles a 2 *loops* $\mathcal{O}(G_\mu^2 m_t^4)$ y correcciones de QCD $\mathcal{O}(\alpha_s G_\mu^2 m_t^2)$ pueden encontrarse en el apéndice A.

En cuanto a la parte no universal su contribución es muy pequeña en el caso de fermiones ligeros y prácticamente independiente de la masa del top y del Higgs. Sin embargo en el caso del quark b las partes no universales tienen gran dependencia con m_t debido a las correcciones de vértice en las que aparece un top virtual. La expresión de la parte no universal puede encontrarse en el apéndice A siendo la contribución más importante para los quarks b

$$\Delta\rho^b = -4\frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{43}$$

$$\Delta\kappa^b = -\frac{1}{2}\Delta\rho^b \tag{44}$$

El término $\Delta\rho^b$ compensa la dependencia con la masa del top que aparece en la parte universal de ρ_b en los procesos en los que aparecen quarks b en el estado final.

Correcciones de QCD

Las correcciones de QCD son necesarias siempre que el fermión producido sea un quark. Estas correcciones son iguales tanto para la parte vectorial como para la axial en el límite en que los quarks sean no masivos. Por el hecho de considerar quarks con masa y debido a la diferencia de masa entre los quarks del doblete bt la invariancia quiral se rompe y las correcciones son distintas para la parte vectorial y la parte axial. Estas correcciones se pueden expresar en función de los factores f_v y f_a que multiplican la parte vectorial y axial, respectivamente, de la sección eficaz:

$$f_a = 1 + \left[1 + 3\mu^2 \log\left(\frac{4}{\mu^2}\right)\right]\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + \left[1.41 \mp f\left(\frac{M_Z^2}{4m_t^2}\right)\right]\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \tag{45}$$

(el signo - es para quarks de tipo *up* y el + para quarks de tipo *down*)

$$f_v = 1 + (1 + 3\mu^2)\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + 1.41\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \tag{46}$$

siendo $\mu = 4m_b^2/s$ y $f(x)$ la siguiente expresión

$$f(x) = \frac{1}{3}[-9.250 + 1.037x + 0.63x^2 + 6\log(2\sqrt{x})] \tag{47}$$

La correción a la parte vectorial de la sección eficaz es distinta para el diagrama mediado por el fotón y para el mediado por un Z, sin embargo la diferencia es despreciable para el nivel de precisión deseado. En el caso de la asimetría de carga, definida en (13) el factor de corrección de QCD para σ_{FB} es

$$f_{FB} = 1 + c_F\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) \tag{48}$$

$$c_F = \frac{2\pi}{3}\mu + \frac{2\mu^2}{3}\left[\frac{9}{2} + \frac{\pi^2}{8} + \frac{1}{8}\left(\log\frac{4}{\mu^2}\right)^2 \right.$$
$$\left. + \frac{3}{2}\log\frac{4}{\mu^2} - \frac{5}{2}\log 2\right] \tag{49}$$

1.3 Dependencia de $\Gamma_{\bar{b}b}$ con la masa del top

Una cantidad importante a la que dedicaremos especial atención es la anchura parcial del Z al quark b, puesto que a partir de su valor obtendremos los límites a la masa del top y pondremos límites a efectos que provengan de nueva física. Como ya hemos visto la dependencia de los distintos observables con la masa del quark top proviene de las correcciones de vértice y de autoenergía, y en el caso de quarks pesados de las correcciones de QCD.

En la figura (8) se observa la variación de las anchuras parciales de los quarks tipo *up* y tipo *down* con la masa del top. Las correcciones de vértice de los quarks b hacen que la dependencia de $\Gamma_{\bar{b}b}$ con la masa del top vaya en sentido contrario a la del resto de los quarks. Es por esto que una cantidad más sensible a variaciones en la masa del top sea el cociente entre $\Gamma_{\bar{b}b}$ y cualquier otra anchura. Del mismo modo se puede ver que si en vez de las anchuras a los quarks utilizamos las anchuras leptónicas, el cociente es de nuevo una cantidad muy sensible. Sin embargo no sólo hay que tener en cuenta la dependencia teórica, sino la precisión experimental con la que se pueden determinar cada una de estas cantidades.

Estudiando la dependencia con la masa del top de los cocientes $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$, $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{Z}$, $\Gamma_{\bar{b}b}/(\Gamma_Z - \Gamma_{\bar{b}b})$, $\Gamma_{\bar{b}b}/(\Gamma_{\bar{q}q} - \Gamma_{\bar{b}b})$, y $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\mu\mu}$ y la precisión experimental con la que se pueden determinar llegamos a la conclusión de que la cantidad óptima para determinar la masa del top es $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$, puesto que en este cociente se producen cancelaciones tanto de tipo teórico como experimental.

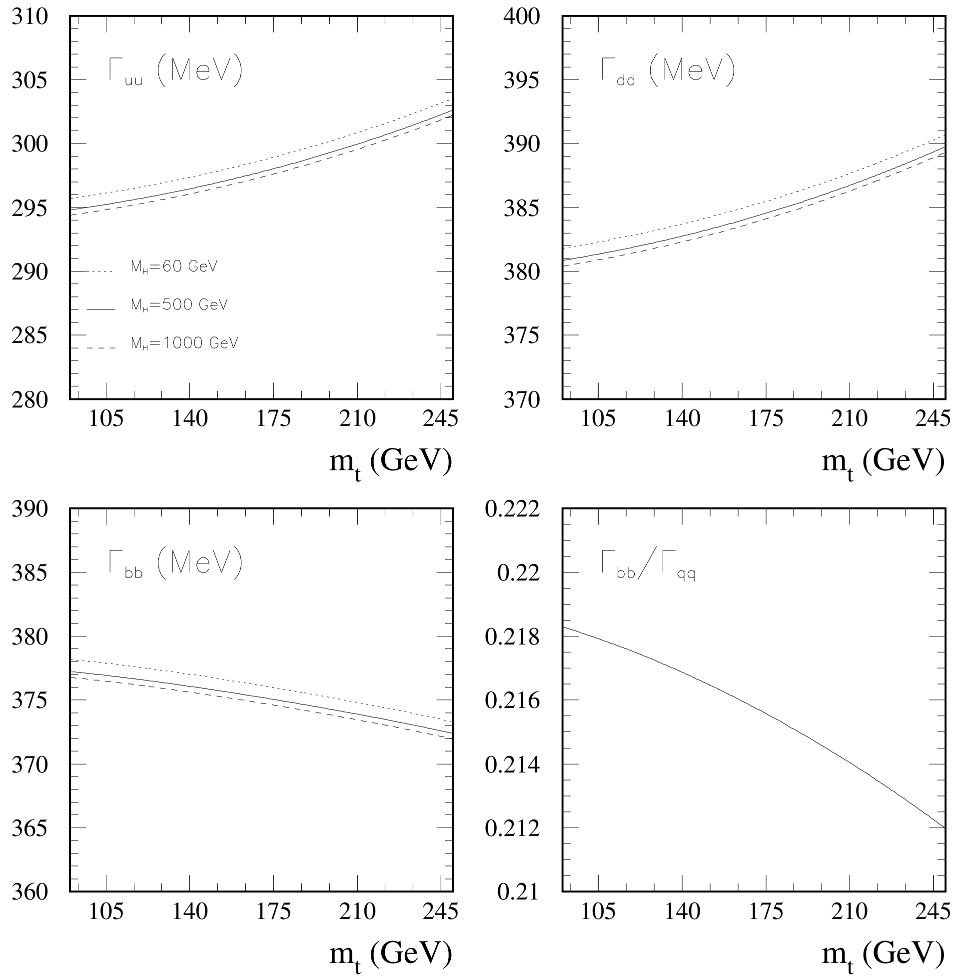

Figura 8: Dependencia de la anchura parcial del Z con la masa del top y la del Higgs.

2 El dispositivo experimental y la selección de la muestra

Los datos que utilizaremos en este trabajo han sido tomados por el detector L3, situado en uno de los cuatro puntos de interacción del colisionador electrón-positrón LEP, que en su primera fase funciona a energías en torno a la masa del bosón Z, $\sqrt{s} \sim 91\,GeV$. Reúne por tanto las mejores condiciones para realizar una medida precisa de los parámetros relevantes de la teoría electrodébil puesto que las masas de los bosones responsables de la interacción débil, W y Z, están en este rango de energías.

En este capítulo describiremos en primer lugar las distintas partes que forman el detector L3 con especial énfasis en las cámaras de muones y el calorímetro hadrónico, por su relevancia en la selección de la muestra analizada. Posteriormente describiremos cómo ha sido seleccionada esta muestra a partir de la señal que dejan las partículas en el detector.

2.1 El detector L3

L3 es un detector multiuso (fig.9) que cubre el 99% del ángulo sólido alrededor del punto de interacción y en cuyo diseño se puso especial énfasis en la medida de muones, electrones y fotones. Constituye una estructura de $12 \times 12 \times 12\,m^3$ que encierra un campo magnético uniforme en la dirección del haz de $0.5\,T$. Para determinar con precisión la trayectoria de las partículas producidas en la interacción se sitúa alrededor del vértice una cámara de deriva en la que las partículas

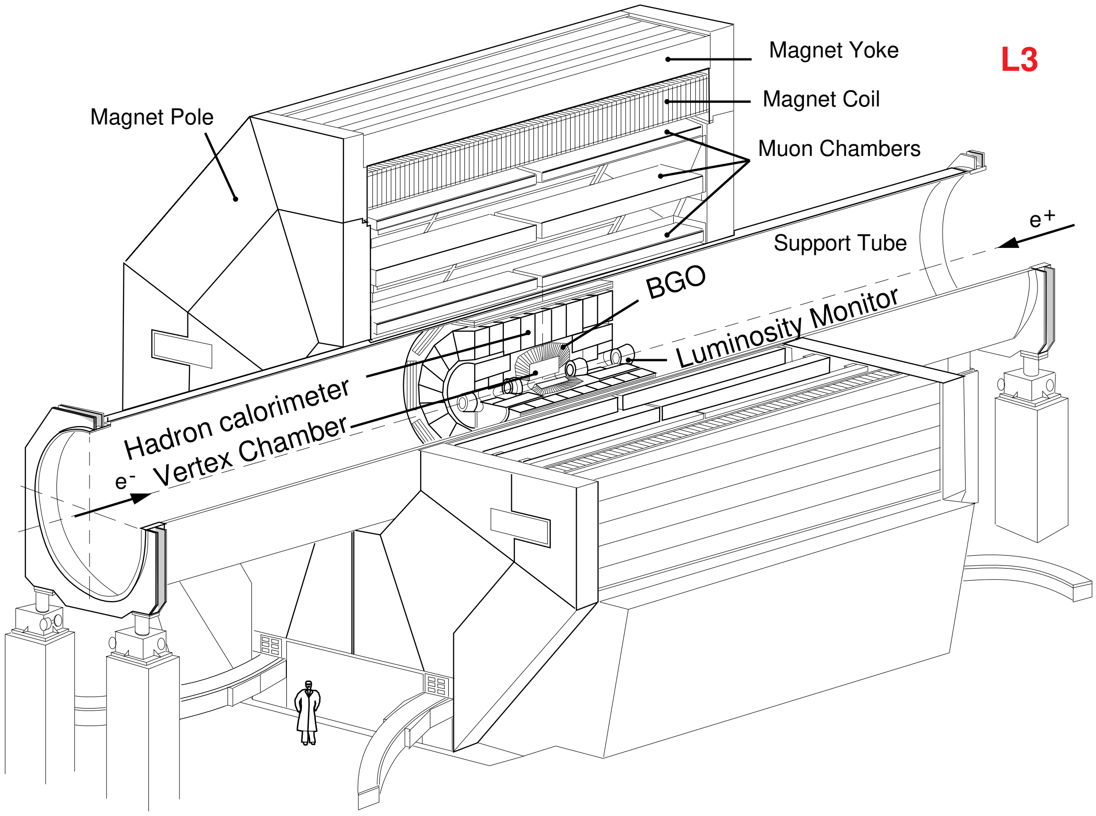

Figura 9: El detector L3

cargadas dejan una traza. Rodeando a esta cámara se encuentran los calorímetros que miden la energía que transportan las partículas a partir de la señal que dejan en ellos. Primero se encuentra el calorímetro electromagnético diseñado para medir con gran precisión la energía depositada por electrones y fotones y para determinar la dirección de las partículas neutras que no han dejado señal en la cámara de deriva. Los hadrones depositan parte de su energía en este calorímetro, aunque en su mayoría consiguen atravesarlo y pasar al calorímetro hadrónico que mide su energía y posición. Finalmente los muones al ser partículas de baja interacción con la materia pueden atravesar ambos calorímetros. Para medir con precisión su momento se sitúan tres niveles de cámaras de deriva separadas entre sí . A continuación describiremos brevemente las componentes del detector y sus características. Información más detallada al respecto puede encontrarse en [10].

2.1.1 La cámara de vértice

Es una cámara que funciona en modo de expansión de tiempo (*TEC*) y que rodea la parte más interna del detector. Está formada por dos cilindros concéntricos de $8\,cm$ de radio interno y $48\,cm$ de radio externo y tiene como función detectar las partículas cargadas que provienen del vértice de interacción, determinar su carga y medir su momento transverso. La *TEC* consta de 62 hilos que actúan en la medida de la traza y cuya resolución en el plano transverso es de $50\,\mu m$ por hilo, lo que permite la identificación de la carga de una partícula de $50\,GeV$ al 95% de nivel de confianza. Existen además, rodeando a la cámara de deriva, dos cámaras proporcionales que permiten la medida de la coordenada

Z con una resolución de $300\,\mu m$.

2.1.2 El calorímetro electromagnético

El objetivo del calorímetro electromagnético es determinar con gran precisión la posición y energía de electrones y fotones, así como ayudar en la identificación de hadrones y muones. Está constituido por unos 11000 cristales de germanato de bismuto (BGO) en forma de pirámide truncada de bases $2 \times 2\,cm^2$ y $3 \times 3\,cm^2$ y de altura $24\,cm$ que apuntan al vértice de interacción. El calorímetro se compone de una parte central o *barrel* que cubre la región $42.3^\circ < \theta < 137.7^\circ$, y dos partes laterales, o *end caps*, que cubren las regiones $12^\circ < \theta < 42^\circ$ y $138^\circ < \theta < 168^\circ$. La resolución en la medida de la energía varía entre un 5% a $100\,MeV$ y un 1% para energías superiores a $1\,GeV$.

2.1.3 Contadores de tiempo de vuelo

Entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico se sitúan los contadores de tiempo de vuelo (*TOF*). Se trata de 30 tiras de plástico centelleador de $1\,cm$ de espesor dispuestas longitudinalmente siguiendo la forma del calorímetro hadrónico. Los plásticos llevan asociados a cada uno de sus extremos un fotomultiplicador, de forma que cuando una partícula atraviesa el centelleador se produce una señal en cada uno de los fotomultiplicadores. Su buena resolución temporal ($\simeq 0.5\,ns$) permite distinguir entre entre sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ y rayos cósmicos cuya topología es idéntica. En el primer caso la diferencia de tiempo de vuelo entre centelleadores opuestos es compatible con cero mientras que en el segundo es de $5.8\,ns$.

2.1.4 El calorímetro hadrónico

El objetivo principal del calorímetro hadrónico es medir la energía no depositada en el calorímetro electromagnético por las cascadas hadrónicas. Este calorímetro está compuesto por una sucesión de placas de absorción de uranio y de cámaras proporcionales cuyos hilos están orientados en alternancia en la dirección del haz y perpendiculares a él. Al igual que el calorímetro electromagnético, el calorímetro hadrónico consta de una parte central, *barrel*, y dos partes laterales, *end caps*, que cubren el 99.5% del ángulo sólido. La resolución alcanzada para sucesos hadrónicos es de $10\sqrt{E}\%$ en el *barrel* y de $14\sqrt{E}\%$ en los *end caps*. El número de longitudes de radiación es superior a 4 en cualquier dirección de forma que casi todas las partículas, excepto los muones, quedarán detenidas aquí.

2.1.5 El filtro de muones

Consiste en ocho octantes idénticos formados por seis placas absorbentes de latón de $1\,cm$ de grosor, intercaladas con cinco cámaras proprocionales y seguidas de cinco capas absorbentes de $1.5\,cm$. Su principal misión es añadir 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico para la detención de las partículas que no sean muones.

2.1.6 Las cámaras de muones

Especialmente diseñadas para medir con gran precisión el momento de los muones, ocupan toda la parte exterior del detector. Las cámaras de muones están compuestas por 16 módulos semejantes de los cuales ocho se disponen en la zona $Z > 0$ y los otros ocho en la zona $Z < 0$. Cada módulo (llamado *octante*) cubre $1/8$ del ángulo total del plano $r\phi$ y está compuesto por dos tipos diferentes de cámaras de deriva, denominadas cámaras P y Z:

- Las cámaras P miden la coordenada 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. La precisión alcanzada en la determinación del momento del muón es $\sigma_p/p \simeq 0.06\,p(\%)$, es decir del $2.7 \pm 0.2\%$ para muones de $45\,GeV$.

- Las cámaras Z miden la coordenada del muón en la proyección longitudinal, paralela al campo magnético. Dos de ellas envuelven a la cámara P interna y dos a la externa mientras que en la cámara P intermedia no existe medida de la coordenada Z con el fin de evitar que la dispersión culombiana provoque desviaciones en la trayectoria circular. La resolución que es posible alcanzar es inferior a $1mm$.

Si exigimos que haya señales en todas las cámaras el ángulo sólido cubierto es $44^\circ < \theta < 136^\circ$. Exigiendo únicamente señales en dos de las cámaras P y una de las parejas de las cámaras Z, dicho ángulo se amplía hasta $35.7^\circ < \theta < 144.3^\circ$.

2.1.7 El monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad de L3 consta de dos calorímetros electromagnéticos de BGO situados en la parte anterior y posterior del detector. Está diseñado para realizar medidas de la luminosidad de elevada precisión utilizando el número de sucesos Bhabba en el canal t, ya que la sección eficaz de este proceso es muy alta, conocida e independiente del Modelo Standard. La resolución en energía es de un 2% a 45 GeV, y las resoluciones angulares son de 0.4 $mrad$ en θ y 0.5° en ϕ.

2.1.8 El sistema de *trigger* de L3

El *trigger* consiste en un sistema rápido de decisión que discrimina los sucesos válidos frente a sucesos espúreos, es decir, sucesos que no proceden de la interacción e^+e^- o que no interesan en el análisis. En LEP los haces de electrones y positrones se cruzan en el centro geométrico de L3 con una frecuencia aproximada de 45000 Hz (un cruce cada 22 μs), aunque, por término medio sólo un cruce cada diez segundos dará lugar a una interacción. Es necesario por tanto poseer un buen sistema de *trigger* 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 utilizar una parte reducida de la información puesto que la lectura completa requeriría tiempos del orden de 500 μs. Un 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.

El sistema de *trigger* está estructurado en tres niveles. El nivel 1 tiene como misión decidir en los 22 μs entre colisiones si el suceso es válido o no. Si ha sido aceptado el suceso pasará al nivel 2 en el que al disponer de más tiempo que en el nivel 1 se reconstruye la información del *trigger* completa y se estudian con más detalle las carateristicas del suceso. El número de sucesos aceptados se reduce aquí en un factor 10. Sólamente los sucesos aceptados por el nivel 2 serán procesados por el nivel 3, que accede a toda la información suministrada por cada detector.

2.2 Selección de la muestra

La muestra que hemos utilizado para realizar el análisis de los parámetros del Modelo Standard ha sido descrita en detalle en [11]. A continuación describiremos brevemente los criterios de selección y clasificación de dicha muestra a partir de la cual se obtienen los valores de las secciones eficaces y asimetrías que utilizaremos posteriormente.

El principal problema para la identificación de sucesos $e^+e^- \to \bar{b}b$ es su semejanza topológica con aquellos sucesos en los que el par quark-antiquark producido es un *u,d,c,s*. Sin embargo, como ya hemos mencionado, el quark b tiene unas características especiales que hacen más fácil su identificación. Por una parte su fragmentación es más dura, lo que implica un mayor momento de las partículas producidas. Por otra, al ser mayor su masa y por razones puramente cinemáticas, las partículas en las que decae tienen una distribución más alta de momento transverso. Así pues la identificación de quarks b se realiza mediante el estudio de las distribuciones de momento y momento transverso.

Debido a las características de L3 la forma más sencilla de seleccionar sucesos

$\bar{b}b$ es a través de las desintegraciones semileptónicas y en particular del canal muónico.

2.2.1 Descripción de los cortes utilizados y sus efectos

Las variables utilizadas para imponer los cortes de selección se pueden dividir en dos grupos; por una lado aquéllas que identifican los sucesos como hadrónicos y por otro las que aseguren que la señal en las cámaras de muones corresponde realmente a un muón que proviene de una interacción en el vértice.

Cortes hadrónicos

Experimentalmente un suceso hadrónico lleva asociadas una serie de características que nos permiten diferenciarlo claramente. Las principales variables que los distinguen y los cortes de selección que se han impuesto son los siguientes:

- $0.5 \leq E_{vis}/\sqrt{s} \leq 1.5$ donde E_{vis} es la energía visible, suma de todas las energías medidas en cada uno de los subdetectores de L3.

- $E_Z \leq 0.5E_{vis}$; $E_T \leq 0.5E_{vis}$ siendo E_Z y E_T, la proyección en el eje del haz y en el plano $r\phi$, respectivamente, de la suma vectorial de los depósitos calorimétricos (*imbalances* o descompensaciones).

- $N_{clus} \geq 14$. N_{clus} corresponde al número de asociaciones o cúmulos (*clusters*) calorimétricos reconstruidos a partir de los depósitos de energía en los calorímetros. Esta variable da una idea de la multiplicidad del suceso.

En un suceso hadrónico no nos esperamos neutrinos muy energéticos con lo que la energía depositada en los calorímetros debe ser aproximadamente la totalidad de la disponible, depositándose de un modo compensado en todas las direcciones. Los dos primeros cortes se cumplen siempre que no haya neutrinos de gran energía o las partículas no salgan muy cerca del haz y el tercero siempre que el suceso tenga elevada multiplicidad. Por estas razones estos cortes eliminan los siguientes tipos de sucesos que pueden contaminar la muestra:

- *Taus.* Son sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en los que un tau se desintegra a $\mu\nu_\mu\nu_\tau$ y el otro a hadrones más ν_τ. El neutrino se lleva gran parte de la energía y los jets hadrónicos producidos tienen una multiplicidad mucho menor que la de los sucesos $e^+e^- \to q\bar{q}$.

- *Dos fotones.* Son sucesos en los que el electrón y positrón incidentes emiten sendos fotones virtuales, cuya interacción dará lugar a un par fermión antifermión. fermión-antifermión. Estos sucesos se caraterizan porque los dos electrones del estado final se van por el tubo del haz llevándose casi toda la energía, de tal forma que la energía disponible para la formación de un par $\bar{q}q$ es muy pequeña.

- *Muones cósmicos.* Se pueden confundir con muones inclusivos hadrónicos si al interaccionar con el detector producen una fuerte cascada. Sin embargo son sucesos de una elevada asimetría espacial y que depositan una cantidad de energía muy pequeña comparada con la energía del haz.

- *Interacción haz-gas.* En este tipo de sucesos la distribución de energía es muy asimétrica.

Cortes muónicos

Deseamos distinguir mediante variables medibles experimentalmente las trazas en las cámaras de muones que proceden de una desintegración semileptónica de un quark pesado. El conjunto de variables que los distinguen y los cortes de selección son los siguientes:

- $\#pseg \geq 2$, $\#zseg \geq 1$ donde #pseg y #zseg denotan el número de niveles de cámaras P y el número de parejas de cámaras Z en las que deja señal el muón. Estas condiciones son necesarias para la reconstrucción del momento del muón y para una buena determinación de su ángulo polar.

- $d^{r\phi}_{min} < 200\,mm$, $d^{z}_{min} < 300\,mm$

  $\#\sigma_{r\phi} < 4$, $\#\sigma_z < 5$

  siendo $d^{r\phi}_{min}$ y d^{z}_{min} la distancia mínima al vértice de interacción en el plano $r\phi$ y z respectivamente, y $\#\sigma_{r\phi}$ y $\#\sigma_z$ las distancias anteriores divididas por su error. Este corte nos asegura que los muones provienen del vértice.

- $4\,GeV \leq P_\mu \leq 30\,GeV$ donde P_μ es el momento del muón reconstruido. Con el límite inferior se eliminan muones de baja energía que quedarían detenidos en los calorímetros y no alcanzarían las cámaras de muones y con el superior se eliminan sucesos de dimuones.

- $1.5\,GeV \leq P_{T\mu} \leq 8\,GeV$. Se define el momento transverso, $P_{T\mu}$, como la proyección del momento del muón en un eje perpendicular a la dirección del jet obtenida sustrayendo el momento de dicho muón. Los muones procedentes de la desintegración de un quark b tienen una distribución de momento transverso más elevada que el resto de los muones.

- $|cos\theta_\mu| \leq 0.72$. Este corte es necesario para rebajar los errores sistemáticos que se producen al detectar los muones cerca del borde de la cámaras.

Tras los cortes de selección el número de sucesos $b\bar{b}$ incluidos en la muestra seleccionada de muones inclusivos es aproximadamente un 5% del total de sucesos $\bar{b}b$ producidos. El 86% de los muones provienen de quarks b, y el 76% son muones producidos directamente en la desintegración $b \rightarrow \mu$. La contaminación procedente de taus, dimuones y sucesos de dos fotones ha quedado reducida a un nivel despreciable (menor que 3×10^{-4}).

En la siguiente figura se representa un suceso recogido por el detector L3 que ha pasado todos los cortes.

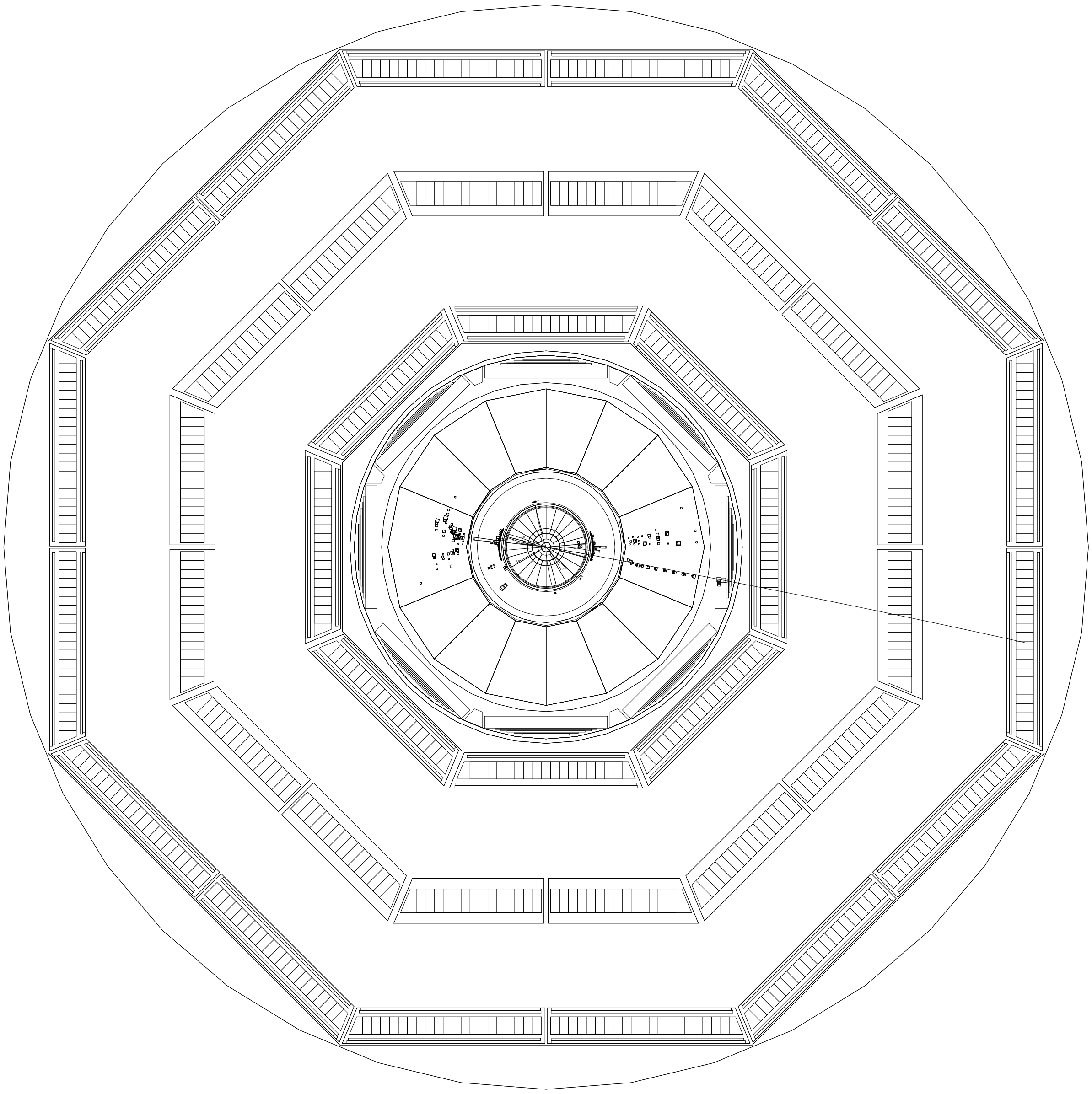

Figura 10: Vista transversal de un suceso $e^+e^- \to \mu + X$

3 Determinación de los parámetros del modelo Standard

En este capítulo analizaremos las medidas de la sección eficaz y asimetría del proceso $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$ obtenidas a partir de los datos tomados por L3 durante 1991 y 1992. Utilizando estos valores realizaremos el análisis de los parámetros del Modelo Standard. De la medida de la sección eficaz será posible obtener la anchura de desintegración del bosón Z en un par $b\bar{b}$, $\Gamma_{\bar{b}b}$. Combinando la sección eficaz y la asimetría de carga determinaremos el valor de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ o de lo que es lo mismo, de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$, cuyo significado explicamos en el capítulo primero. Por último utilizaremos el cociente de las anchuras de desintegración del Z en quarks b y en hadrones para dar una cota inferior y una superior a la masa del quark top teniendo en cuenta la limitación que introducen los errores sistemáticos a la hora de dar una cantidad precisa.

3.1 Valores experimentales

Utilizando los criterios de selección expuestos en el capítulo anterior se ha obtenido una muestra de 14173 muones inclusivos hadrónicos que pasan los cortes sobre un total de 965662 sucesos hadrónicos. Mediante el procedimiento descrito en [11] se obtienen los siguientes valores de secciones eficaces y asimetrías en los distintos puntos de energía:

$\sqrt{s}(GeV)$	$\sigma_{\bar{b}b}(nb)$
1991	
88.480	0.89 ± 0.15
89.478	1.99 ± 0.21
90.228	3.82 ± 0.30
91.222	6.48 ± 0.12
91.967	5.54 ± 0.38
92.966	2.83 ± 0.27
93.716	2.21 ± 0.22
1992	
91.283	6.565 ± 0.077

Tabla 3.1.- Sección eficaz de proceso $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$ con el error estadístico.

En la figura (11) se puede apreciar la consistencia entre los datos experimentales de la tabla 3.1 y la predicción del Modelo Standard [9]. Los errores indicados en la tabla son de origen estadístico.

El error sistemático relativo en la sección eficaz es de un 3.2% y se debe fundamentalmente al error cometido al medir el *branching ratio*, a partir del cual se calcula la sección eficaz. Esta será la principal causa de error al medir la anchura de desintegración del boson Z en un quark b como veremos más adelante.

Debido a que la estadística, para valores de unos pocos GeV por encima y por debajo del pico es muy reducida calcularemos la asimetría sólo en tres puntos de energía: para $\sqrt{s} = M_Z$, $\sqrt{s} < M_Z$ y $\sqrt{s} > M_Z$. Los valores fuera del pico se han calculado agrupando la estadística acumulada para energías por encima y por debajo de la resonancia sin tener en cuenta la dependencia de este parámetro con la energía como predice el Modelo Standard. El resultado se presenta en la siguiente tabla:

[9] Los valores de *input* utilizados para obtener la predicción de Modelo Standard son: $M_Z = 91.187\ GeV$ $\alpha_s = 0.12$, $m_t = 150\ GeV$ y $M_H = 500\ GeV$.

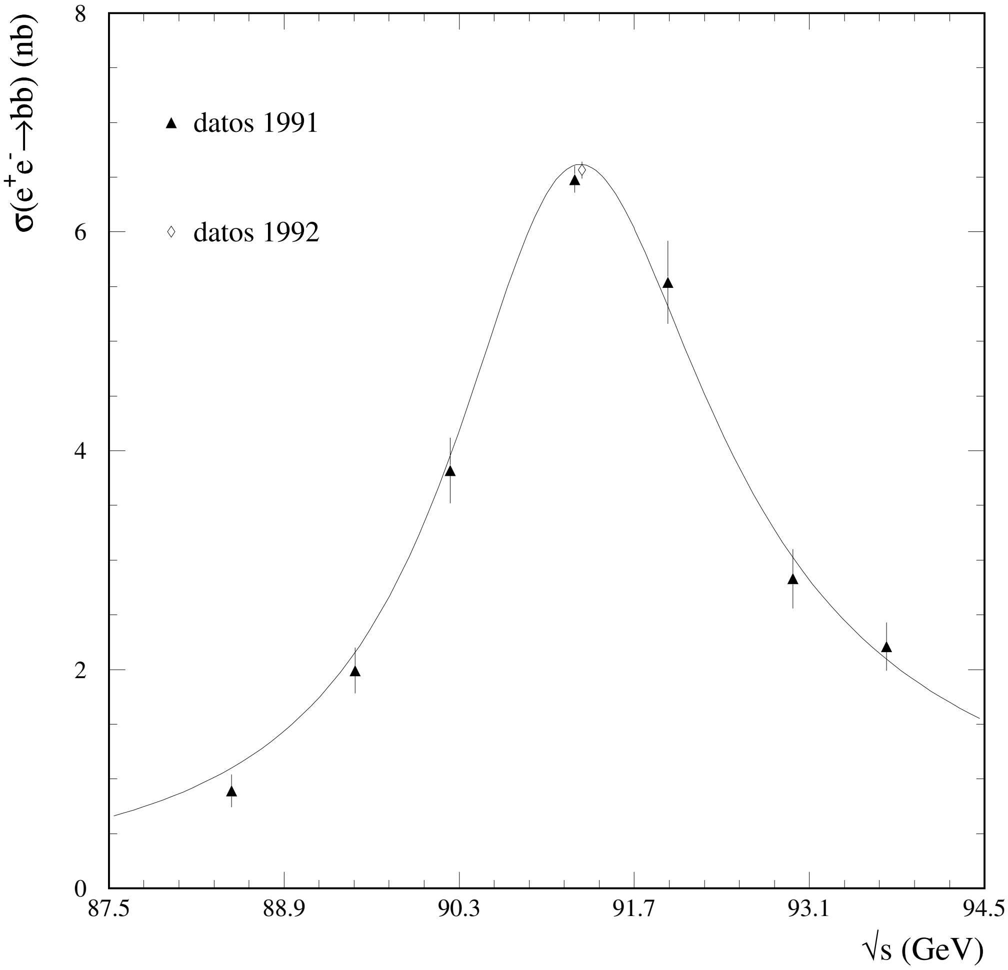

Figura 11: Comparación de los resultados obtenidos para $\sigma_{\bar{b}b}$ con la predicción del Modelo Standard.

$\sqrt{s}(GeV)$	$A_{\bar{b}b}^{FB}$
89.67	-0.049 ± 0.111
91.26	0.086 ± 0.023
92.81	-0.022 ± 0.091

Tabla 3.2.- Asimetría de carga de proceso $e^+e^- \to \bar{b}b$ siendo el error puramente estadístico.

Los valores experimentales obtenidos se representan en la figura (12) con la predicción del Modelo Standard.

El error sistemático absoluto cometido al medir la asimetría es de 0.006, un orden de magnitud menor que el estadístico.

3.2 Procedimiento de ajuste

El ajuste de los datos experimentales a las diversas expresiones teóricas lo hemos realizado mediante el método de los mínimos cuadrados. Para ello definimos el siguiente χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \sum_{j=1} (x_i - x_i^{th}) V_{ij}^{-1} (x_j - x_j^{th}) \tag{50}$$

donde x_i y x_i^{th} representan el valor experimental y el valor teórico de cada observable (secciones eficaces o asimetrías) en cada punto de energía, i, y V_{ij} es la matriz de covarianza. Los elementos diagonales de esta matriz contienen los errores estadísticos asociados a cada una de las medidas y los elementos no diagonales contienen las correlaciones entre los distintos valores medidos. En el análisis que hemos realizado no incluimos los errores sistemáticos dentro del χ^2 y por lo tanto la matriz de covarianza será diagonal, siendo sus elementos:

$$V_{ii} = \sigma_i^2 \tag{51}$$

donde σ_i es el error de origen estadístico.

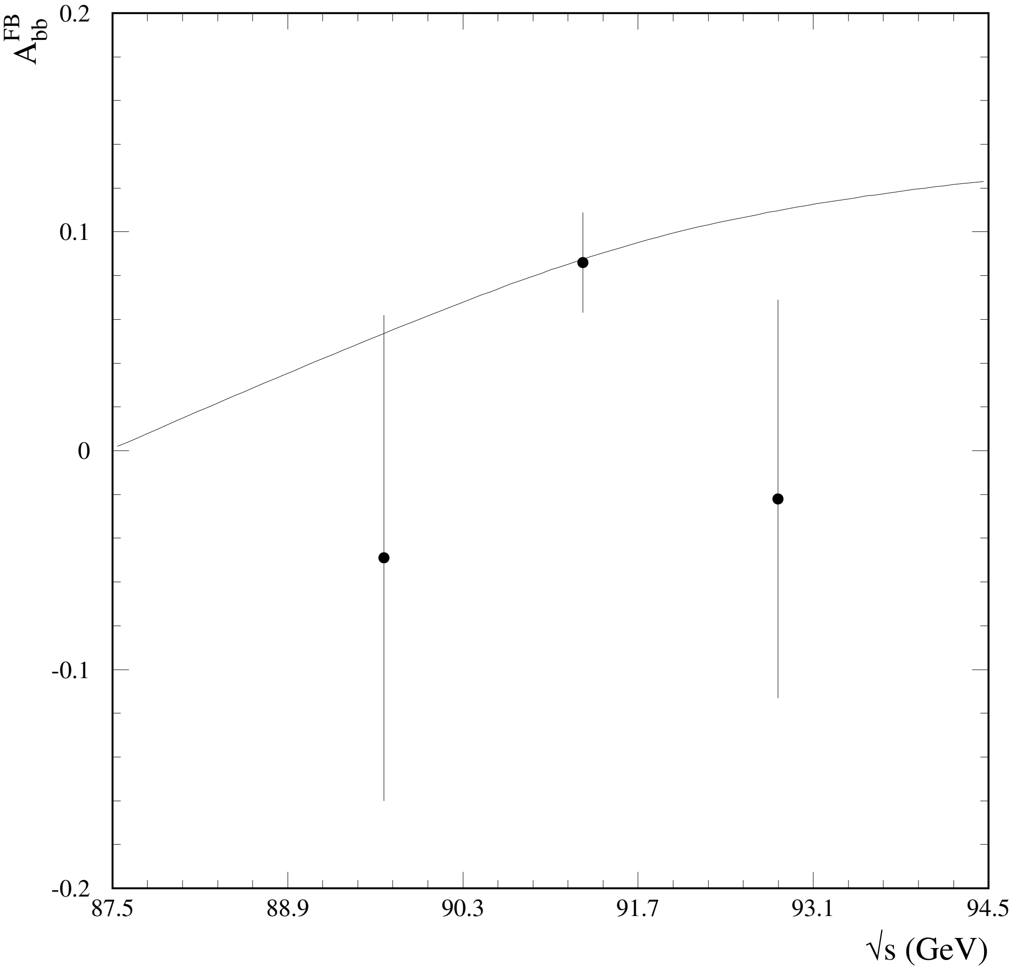

Figura 12: Comparación de los resultados obtenidos para $A_{\bar{b}b}^{FB}$ con la predicción del Modelo Standard.

Para ver cómo afectan los errores sistemáticos a los parámetros ajustados variaremos la sección eficaz y la asimetría en el valor que indique su error sistemático (error relativo de 3.2% en la sección eficaz y error absoluto de 0.006 en la asimetría) y repetiremos los ajustes. La desviación que se produzca en los parámetros con respecto al valor central será el error sistemático asociado a cada parámetro.

Por otra parte es necesario tener en cuenta que el haz tiene una distribución energética alrededor de $\sqrt{s}/2$ de unos $35\,MeV$ de anchura como se aprecia en la figura (13). Para considerar este efecto se multiplica la sección eficaz experimental antes de realizar el ajuste por los valores que se muestran en la tabla 3.3 y que dependen de la energía del centro de masas. Estos valores se han obtenido convolucionando la sección eficaz que predice el Modelo Standard con una gaussiana centrada en cada punto de energía y de anchura $35\,MeV$.

$\sqrt{s}(GeV)$	Factor corrector para σ
88.480	0.99933114
89.478	0.99907791
90.228	0.99953034
91.222	1.00159354
91.967	0.99981582
92.966	0.99912912
93.716	0.99932494
91.283	1.00153926

Tabla 3.3.- Factores correctores para la sección eficaz debido a la dispersión energética de los haces en LEP

Otra fuente de error sistemático, que no procede de la selección de la muestra, es la que proviene de la variación de los parámetros que tomamos como *input* dentro de su error. Estas cantidades son M_Z, M_H, m_t, α_s y Γ_Z en el caso en que las cantidades ajustadas sean ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$. Si el parámetro que estamos ajustando es $\Gamma_{\bar{b}b}$ tendremos que considerar además el error debido a la variación de Γ_{ee}, mientras que si estamos ajustando $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$ será necesario tener en cuenta la

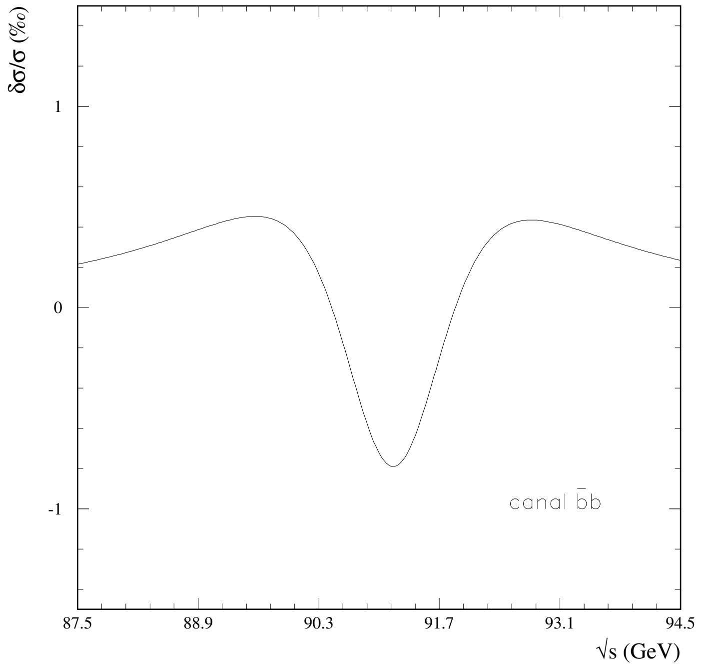

Figura 13: Diferencia entre el caso ideal de haces con dispersión en energía nula y el caso real de haces con una anchura de 35MeV. En la figura se representa $(\sigma_{real} - \sigma_{ideal})/\sigma_{ideal}$.

variación de $\bar{g}_{ve}$ y $\bar{g}_{ae}$. Los valores de estas cantidades los hemos tomado del análisis conjunto de los cuatro experimentos de LEP [12] y de [13] y son los siguientes:

$$
\begin{array}{ll}
M_z = 91.187 \pm 0.007\, GeV & \Gamma_z = 2.489 \pm 0.007\, GeV \\
\alpha_s = 0.120 \pm 0.007 & \Gamma_{ee} = 83.82 \pm 0.27\, MeV \\
\bar{g}_{ve} = -0.0378^{+0.0045}_{-0.0042} & \bar{g}_{ae} = -0.4998 \pm 0.0014
\end{array}
\tag{52}
$$

ya que estas cantidades han sido determinadas con gran precisión durante el tiempo que lleva en funcionamineto LEP. Para la masa del quark top y del boson Higgs tomaremos como valor central $150\, GeV$ y $500\, GeV$ respectivamente y estudiaremos como afecta la variación de la masa de top entre 90 y 250 GeV y la del Higgs entre 60 y 1000 GeV en dichos parámetros.

3.3 Determinación de $\Gamma_{\bar{b}b}$

Para obtener el valor de la $\Gamma_{\bar{b}b}$ utilizaremos la expresión (10), en la que aparece la sección eficaz en función de la anchura, y haremos un ajuste a las secciones eficaces experimentales de la tabla 3.1. El resultado obtenido del ajuste es el siguiente:

$$\Gamma_{\bar{b}b} = 371.5 \pm 3.5(est) \pm 12(sist) \pm 2.0(MS) MeV$$

donde el primer error procede del error estadístico de $\sigma_{\bar{b}b}$, el segundo del error sistemático en esta medida y el tercero es el error debido a la indeterminación de los parámetros de *input* del Modelo Standard.

Este resultado es compatible con el resultado predicho por el modelo Standard suponiendo que existe el quark top de forma que el quark b y el t formen un doblete de isopín. Si no existiera el quark top, y por lo tanto el b fuera un singlete de isopín, $I_{3b} = 0$, se obtendría la siguiente relación:

$$\frac{\Gamma_{\bar{b}b}^{topless}}{\Gamma_{\bar{b}b}^{SM}} \approx \frac{1}{15}$$

es decir, la anchura debería ser 15 veces menor, no siendo compatible con el valor experimental que se obtiene.

3.4 Sección eficaz en el pico

Utilizando la expresión de la sección eficaz (12) se obtiene el siguiente valor para la sección eficaz en el pico

$$\sigma_b^0 = 8.85 \pm 0.08(est) \pm 0.29(sist) \ \ nb$$

siendo compatible con la predicción del Modelo Standard.

3.5 Determinación de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$

A partir del ajuste de la sección eficaz y de la asimetría, expresadas en función de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$, a los datos obtenemos el siguiente valor para las constantes de acoplo:

$$\bar{g}_{vb} = -0.275^{+0.069}_{-0.10}(est)^{+0.030}_{-0.021}(sist)^{+0.001}_{-0.003}(SM)$$

$$\bar{g}_{ab} = -0.540^{+0.072}_{-0.030}(est)^{+0.019}_{-0.018}(sist)^{+0.002}_{-0.005}(SM)$$

donde el primer error es puramente estadístico, el segundo es sistemático y el tercero proviene de la variación de los parámetros del Modelo Standard que tomamos como *input*. Como se puede observar en la gráfica (14) la correlación entre estos dos parámetros es muy elevada. Las curvas representan los contornos al 68% y 95% de nivel de confianza.

3.6 Determinación de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$

Una cantidad importante y que se puede medir con bastante precisión utilizando la asimetría de carga de los quarks b es $sen^2\bar{\theta}_w$. Utilizando las expresiones del capítulo 1 se puede expresar la asimetría para $\sqrt{s} = M_Z$ como [10]:

$$A^{FB}_{\bar{b}b} = \frac{3}{4} A_e A_b \tag{53}$$

siendo

$$A_e = \frac{2\bar{g}_{ve}\bar{g}_{ae}}{\bar{g}^2_{ve} + \bar{g}^2_{ae}}$$
$$A_b = \frac{2\bar{g}_{vb}\bar{g}_{ab}}{\bar{g}^2_{vb} + \bar{g}^2_{ab}}$$

El factor A_b (≈ 0.93) está cerca de su valor máximo y es prácticamente independiente de $sen^2\bar{\theta}_w$ para valores cercanos a 0.23 a diferencia de A_e, cuya variación es mucho mayor en este rango ($\sim 2(1 - 4sen^2\bar{\theta}_w)$). Como consecuencia de este hecho el error que se obtiene en $sen^2\bar{\theta}_w$ a partir de la medida de la asimetría se ve reducido en gran medida:

$$\delta sen^2\bar{\theta}_w = \delta A^{FB}_{\bar{b}b} \times \left| \frac{\partial A^{FB}_{\bar{b}b}}{\partial sen^2\bar{\theta}_w} \right|^{-1} \approx \delta A^{FB}_{\bar{b}b}/5.6 \tag{54}$$

Los valores de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ se determinan mediante un ajuste conjunto a la sección eficaz y a la asimetría obteniéndose el siguiente resultado:

$$\rho = 0.9935 \pm 0.0057(est) \pm 0.017(sist) \pm 0.0013(MS)$$

[10] Sólo consideraremos correcciones débiles

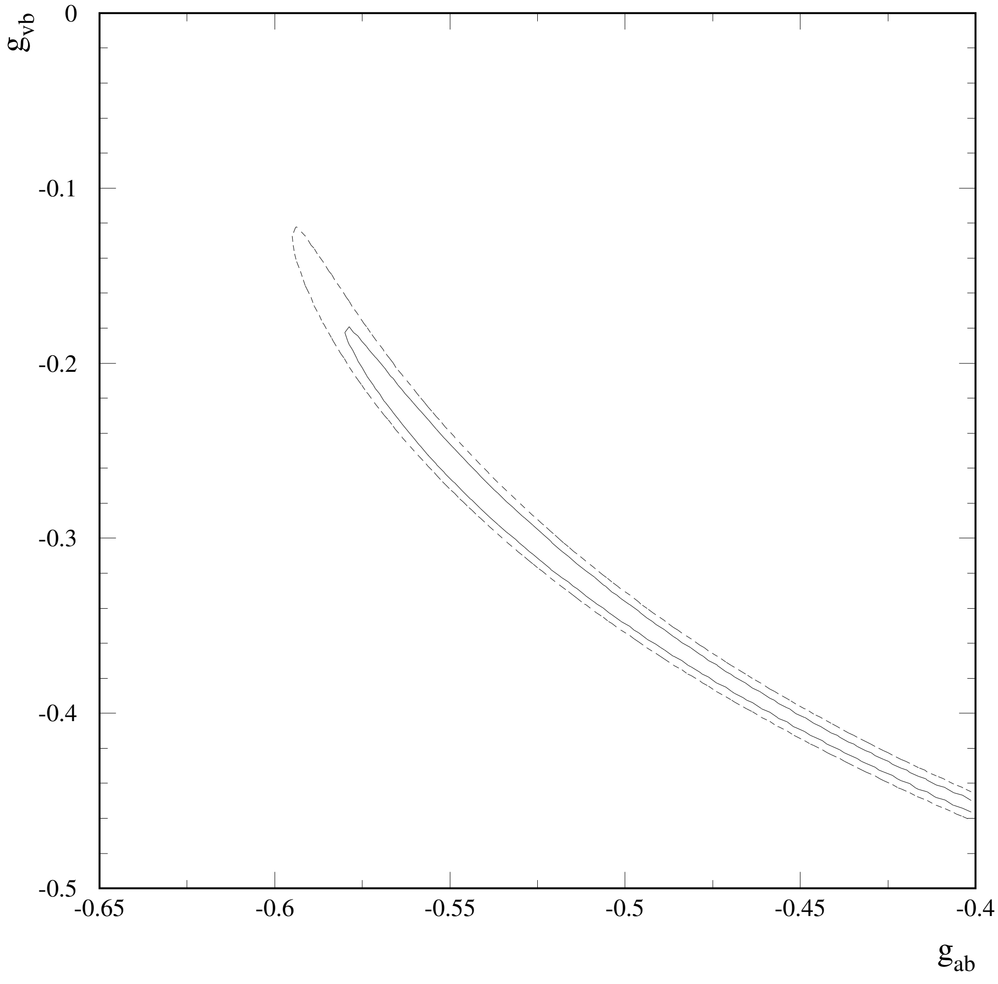

Figura 14: Correlación entre $\bar{g}_{ab}$ y $\bar{g}_{vb}$. Las curvas representan el 68% y 95% de nivel de confianza.

$$sen^2\bar{\theta}_w = 0.2337 \pm 0.0035(est) \pm 0.0011(sist) \pm 0.0001(MS)$$

La correlación entre estos dos parámetros puede apreciarse en la figura (15) donde se representan los contornos al 68% y 95% de nivel de confianza.

3.7 Determinación de la masa del quark top

Como ya explicamos en el capítulo primero la cantidad oṕtima para determinar la masa del top es el cociente entre la anchura del b y la anchura hadrónica. Para obtener este cociente tomaremos $\Gamma_{\bar{b}b}$ de la sección 3.3 y $\Gamma_{\bar{q}q}$ de la referencia [12], de forma que:

$$\frac{\Gamma_{\bar{b}b}}{\Gamma_{\bar{q}q}} = 0.2135 \pm 0.0021 \pm 0.0070$$

donde el primer error es el estadístico en las medidas de $\Gamma_{\bar{b}b}$ y $\Gamma_{\bar{q}q}$ y el segundo proviene del error sistemático en la anchura del quark b.

Realizando una ajuste conjunto a $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$ y a $A^{FB}_{\bar{b}b}$ y considerando sólo los errores estadísticos obtenemos los siguientes límites en la masa del top:

$$m_t = 204^{+36+2}_{-44-7}(Higgs)\ GeV$$

siendo el primer error estadístico y el segundo debido a la variación de la masa del Higgs entre 60 y 1000 GeV. Sin embargo el error sistemático en $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$ es demasiado elevado como para permitirnos determinar un intervalo de m_t lo suficientemente preciso. Aún así este resultado es compatible con el obtenido mediante la medida directa de la masa del quark top [14].

3.8 Desviaciones del Modelo Standard

Todos los resultados obtenidos en este capítulo están de acuerdo con la predicción del Modelo Standard. Sin embargo es interesante intentar poner límites a efectos procedentes de nueva física. Para ello se define un conjunto de variables que describen las posibles desviaciones del Modelo Standard de forma que se minimice la dependencia con dicho modelo y tales que su sensibilidad para la nueva física sea máxima.

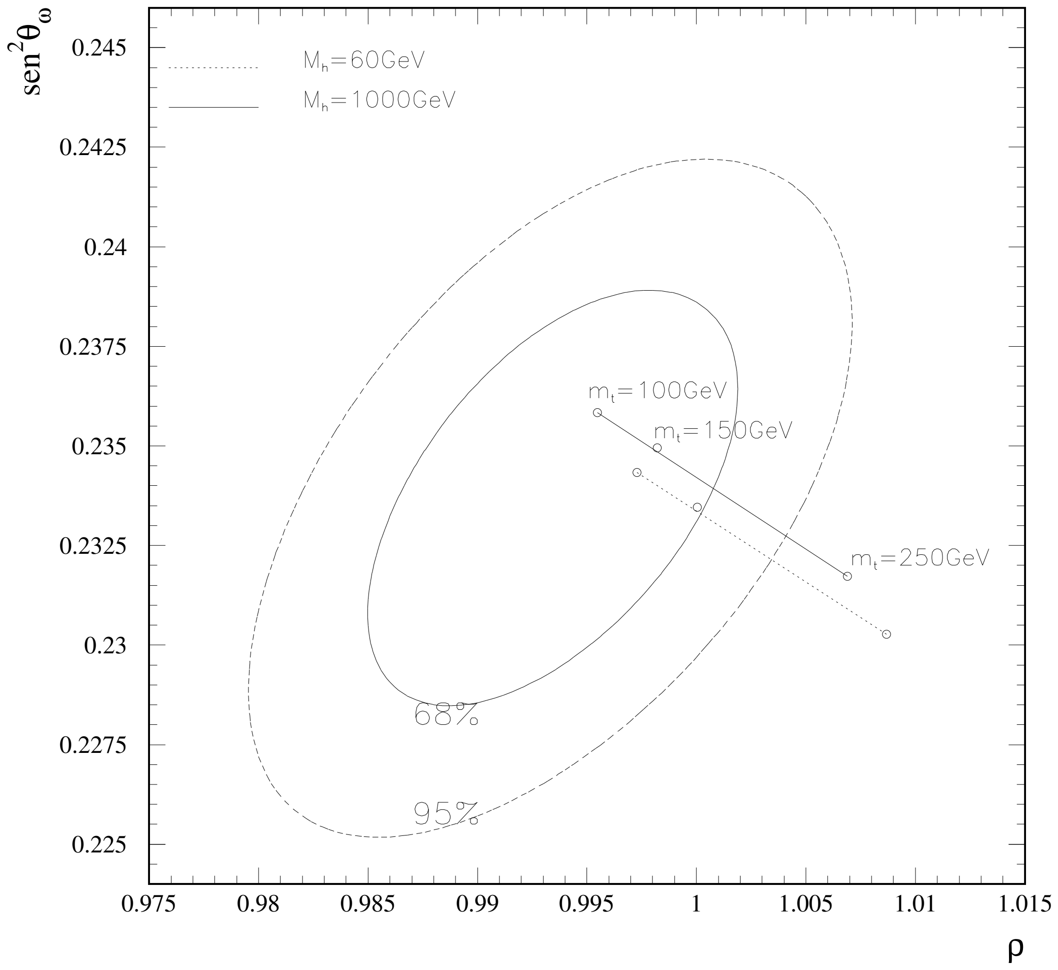

Figura 15: Correlación entre ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$, siendo las curvas las que representan el 68% y 95% de nivel de confianza. Los puntos corresponden a los valores de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ predichos por el Modelo Standard para distintos valores de la masa del top y del Higgs.

El conjunto de variables que utilizaremos será el de la referencia [15] definidas bajo la suposición que los efectos dominantes de la nueva física aparecen sólo a través de los diagramas de polarización del vacío y/o de las correcciones de vértice.

En función de los observables Γ_l, A^l_{FB} , Δr y $\Gamma_{\bar{b}b}$ estas variables son:

$$\begin{aligned}
\epsilon_1 &= -0.9882 + 0.011963\Gamma_l/MeV - 0.1511x \\
\epsilon_3 &= -0.7146 + 0.009181\Gamma_l/MeV - 0.69735x \\
\epsilon_b &= -0.62\epsilon_1 + 0.24\epsilon_3 + 0.436\left[\frac{\Gamma_{\bar{b}b}}{\Gamma_{b0}} - 1\right] \\
\epsilon_2 &= 1.43\epsilon_1 - 0.86\epsilon_3 + 0.43\Delta r
\end{aligned} \tag{55}$$

donde $x = \bar{g}^l_v/\bar{g}^l_A$ y Γ_{b0} es el valor de $\Gamma_{\bar{b}b}$ en el límite en que todas las ϵ_i son cero.

Dentro del Modelo Standard la dependencia con m_t y M_H de los observables en el pico del Z aparece en estas variables. Esto también es cierto para cualquier extensión que se desvíe del Modelo Standard en las correcciones de autoenergía y/o las correcciones de vértice. En particular ϵ_b representa la dependencia con m_t que proviene de la corrección del vértice $Z \to \bar{b}b$ y cuyo término dominante en el modelo Standard es:

$$\epsilon_b = \frac{G_\mu m_t^2}{4\pi^2\sqrt{2}}$$

Utilizando el resultado de $\Gamma_{\bar{b}b}$ obtenido en este trabajo y tomando Γ_l de [12] y x de [13] se obtiene

$$\epsilon_b = (-10.4 \pm 14.6) * 10^{-3}$$

En la figura (16) se compara este resultado con la predicción del Modelo Standard. Como se puede observar el valor de ϵ_b es compatible con cero; es decir a orden cero el Modelo Standard con correcciones puramente de QED es una buena aproximación, pero no es posible obtener una medida de las correcciones electrodébiles con la precisión actual.

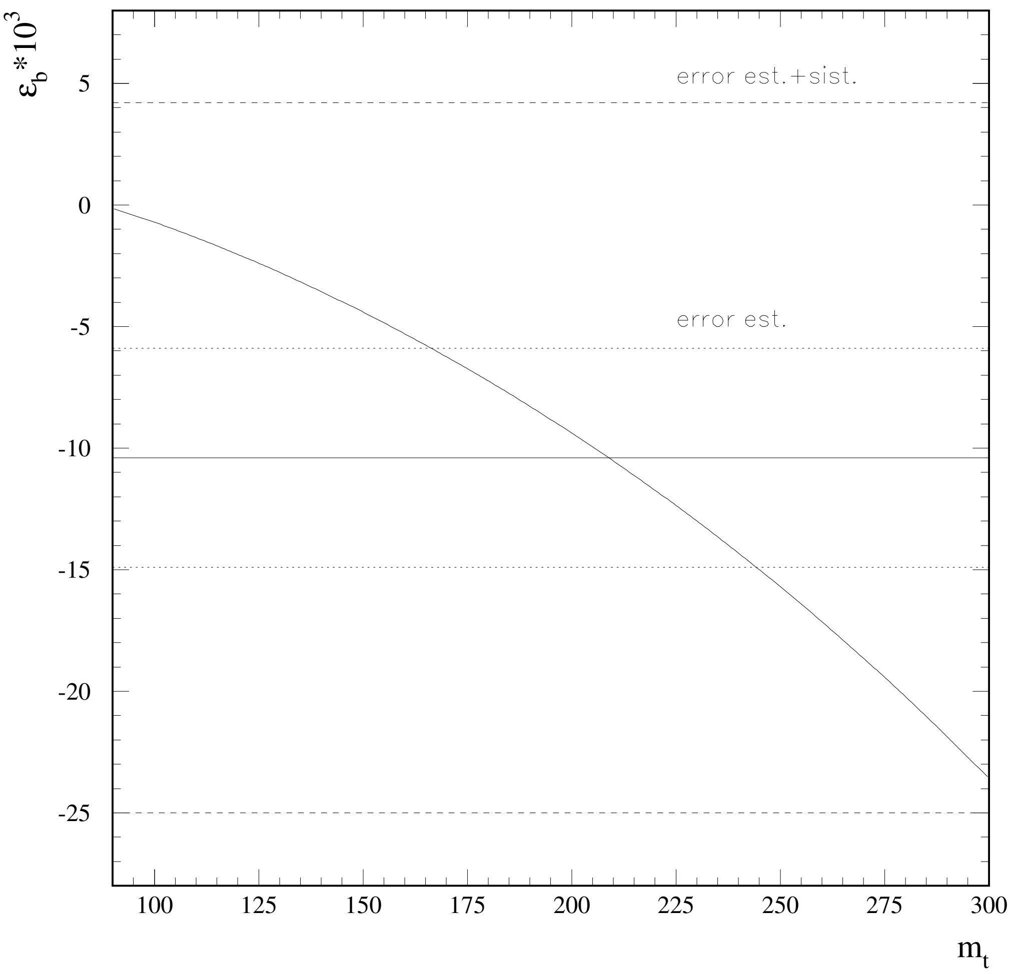

Figura 16: Comparación del valor de ϵ_b obtenido experimentalmente con su error con la predicción de Modelo Standard.

4 Conclusiones

En esta memoria presentamos los valores de los parámetros electrodébiles relacionados con la física del quark b obtenidos a partir de la sección eficaz y asimetría del poceso $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$ utilizando una muestra de 14173 muones inclusivos hadrónicos recogidos por L3 en los años 1991 y 1992. Los resultados son los siguientes:

- **Obtención de** $\Gamma_{\bar{b}b}$ a partir de la sección eficaz:

$$\Gamma_{\bar{b}b} = 371.5 \pm 3.5(est) \pm 12(sist) \pm 2.0(MS)\ MeV$$

- **Sección eficaz en el pico:**

$$\sigma_b^0 = 8.85 \pm 0.08(est) \pm 0.29(sist)\ nb$$

- **Determinación de** $\bar{g}_{vb}$ **y** $\bar{g}_{ab}$ a partir del ajuste conjunto de la sección eficaz, $\sigma_{\bar{b}b}$, y de la asimetría ,$A_{\bar{b}b}^{FB}$:

$$\bar{g}_{vb} = -0.275^{+0.069}_{-0.10}(est)^{+0.030}_{-0.021}(sist)^{+0.001}_{-0.003}(MS)$$

$$\bar{g}_{ab} = -0.540^{+0.072}_{-0.030}(est)^{+0.019}_{-0.018}(sist)^{+0.002}_{-0.005}(MS)$$

- **Determinación de** ρ **y** $sen^2\bar{\theta}_w$ realizando el mismo ajuste:

$$\rho = 0.9935 \pm 0.0057(est) \pm 0.017(sist) \pm 0.0013(MS)$$

$$sen^2\bar{\theta}_w = 0.2337 \pm 0.0035(est) \pm 0.0011(sist) \pm 0.0001(MS)$$

- **Límites a la masa del quark top** a partir del ajuste de $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$ y $A_{\bar{b}b}^{FB}$:

$$m_t = 204^{+36+2}_{-44-7}(Higgs)$$

  siendo los errores puramente estadísticos.

- **Desviaciones del Modelo Standard** a partir del valor de ϵ_b

$$\epsilon_b = (-10.4 \pm 14.6) * 10^{-3}$$

  siendo este valor compatible con la predicción del modelo Standard.

Apéndice A

Expresiones para $\Delta\rho$ y $\Delta\kappa$

La expresión de $\Delta\rho$ en la que se incluyen correcciones débiles a 2 *loops* $\mathcal{O}(G_\mu^2 m_t^4)$ y correcciones de QCD $\mathcal{O}(\alpha_s G_\mu^2 m_t^2)$ es la siguiente [22]:

$$\Delta\rho = N_c^f \frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}\rho^{(2)} - \frac{\alpha_s}{\pi}\frac{2}{3}\left(\frac{\pi^2}{3}+1\right)\right) \tag{56}$$

Para valores $M_H > m_t$, y siendo $r = \left(\frac{m_t}{M_H}\right)^2$, $\rho^{(2)}$ tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \rho^{(2)} &= \frac{49}{4} + \pi^2 + \frac{27}{2}\log r + \frac{3}{2}\log^2 r \\ &+ \frac{r}{3}(2 - 12\pi^2 + 12\log r - 27\log^2 r) \\ &+ \frac{r^2}{48}(1613 - 240\pi^2 - 1500\log r - 720\log^2 r) \end{aligned} \tag{57}$$

Para $M_H \ll m_t$

$$\rho^{(2)} = 19 - 2\pi^2 \tag{58}$$

La expresión de la parte no universal es:

$$\Delta\rho^b = \Delta\rho^d + \Delta\rho^b(m_t) \tag{59}$$

$$\Delta\kappa^b = \Delta\kappa^d + \Delta\kappa^b(m_t) \tag{60}$$

donde

$$\begin{aligned} \Delta\rho^b(m_t) &= -4\frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}\left(1 + \frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}(\tau^{(2)} - 1) - \frac{\alpha_s}{\pi}\frac{\pi^2 - 3}{3}\right) \\ &- \frac{\alpha}{4\pi sen^2\theta_w}\left(\frac{8}{3} + \frac{1}{6c_w}\right)\log\frac{m_t^2}{M_w^2} \end{aligned} \tag{61}$$

$$\Delta\kappa^b(m_t) = -\frac{1}{2}\Delta\rho^b(m_t) + 6\left(\frac{G_\mu^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}\right)^2 \tag{62}$$

El factor $\tau^{(2)}$ es, para $M_H \ll m_t$,

$$\tau^{(2)} = 9 - \frac{\pi^2}{3} \tag{63}$$

mientras que si $M_H > m_t$

$$\begin{aligned}
\tau^{(2)} &= \frac{1}{144}[311 + 4\pi^2 + 282\log r + 90\log^2 r \\
&- 4r(40 + 6\pi^2 + 15\log r + 18\log^2 r) \\
&+ \frac{3r^2}{100}(24209 - 6000\pi^2 - 45420\log r - 18000\log^2 r)]
\end{aligned} \tag{64}$$

Apéndice B

Comparación con otros experimentos

En este apéndice se comparan los resultados obtenidos en este trabajo con las medidas realizadas por otros experimentos.

La anchura de desintegración del bosón Z en un par $\bar{b}b$ medida por distintos experimentos se presenta en la siguiente tabla:

$\Gamma_{\bar{b}b}$	Datos	Experimento
378 ± 42	90	DELPHI[16]
384 ± 14	90-91	OPAL [17]
371.5 ± 12	91-92	Este trabajo

Tabla B.1.- Anchura parcial $Z \to \bar{b}b$. El error es la suma en cuadratura de los errores estadístico y el sistemático

Los valores medidos de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$ son:

$\bar{g}_{vb}$	$\bar{g}_{ab}$	Experimento
$-0.335^{+0.038}_{-0.063}$	$-0.510^{+0.048}_{-0.024}$	LEP[18]
$-0.275^{+0.075}_{-0.10}$	$-0.540^{+0.072}_{-0.035}$	Este trabajo

Tabla B.2.- Resultados de $\bar{g}_{vb}$ y $\bar{g}_{ab}$. Los errores corresponden a la suma cuadrática del estadístico y el sistemático.

Los valores de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ obtenidos por otros experimentos son:

ρ	$sen^2\bar{\theta}_w$	Experimento
0.9957 ± 0.0060	0.2321 ± 0.0021	L3[19]
	0.2326 ± 0.0013	ALEPH [20]
0.9935 ± 0.0057	0.2337 ± 0.0035	Este trabajo

Tabla B.2.- Valores de ρ y $sen^2\bar{\theta}_w$ siendo los errores la suma cuadrática del estadístico y el sistemático.

El cociente entre la anchura de desintegración de bosón Z^0 en un par $\bar{b}b$ y la anchura hadrónica es:

$\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$[12]	Datos	Experimento
leptones		
$0.2223 \pm 0.0042 \pm 0.0057$	90-92	ALEPH
$0.222 \pm 0.009 \pm 0.004$	91-92	DELPHI
$0.221 \pm 0.004 \pm 0.001$	90-91	OPAL
$0.2184 \pm 0.0081 \pm 0.0074$	90-91	L3
$0.2135 \pm 0.0021 \pm 0.0070$	91-92	Este trabajo
variables de forma		
$0.228 \pm 0.005 \pm 0.005$	90-91	ALEPH
$0.232 \pm 0.005 \pm 0.017$	90-91	DELPHI
$0.222 \pm 0.003 \pm 0.006$	91	L3
vida media		
$0.2192 \pm 0.0022 \pm 0.0031$	92	ALEPH
$0.2060 \pm 0.0066 \pm 0.0060$	91-92	DELPHI
$0.222 \pm 0.007 \pm 0.007$	92	DELPHI
$0.222 \pm 0.007 \pm 0.008$	90	OPAL
$0.2133 \pm 0.0041 \pm 0.0033$	91-92	OPAL

Tabla B.2.- Valores del cociente $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{\bar{q}q}$ siendo los errores estadístico y el sistemático

Los últimos resultados publicados de la masa del quark top son:

$m_t(GeV)$	Experimento
$158^{+32}_{-40} \pm 19(Higgs)$	L3[13]
< 228	[23]
$204^{+36+2}_{-44-7}(Higgs)$	Este trabajo

Tabla 3.1.- Límites a la masa del top. El error de este trabajo es sólo estadístico mientras que en el resto se tiene en cuenta los errores sistemáticos.

Referencias

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

[2] F.Halzen, D.Martin, Quarks & Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, New York (1984).
I.J.R. Aitchinson and A.Hey, Gauge Theories in particle physics, Hilger (1982).
K. Huang, Quarks, leptons and gauge fields, World Scient., (1981).
C. Quigg, Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions, Benjamin (1983).
J.C. Taylor, Gauge theories of weak interactions, Cambridge Univ. Press (1976).

[3] Ellis,R.K.,Ross,D.A., Terrano, A.E., Nucl. Phys **B178** 421(1981).

[4] Altarelli, G., Parisi, Nucl. Phys **B136** 298 (1977).

[5] Fox, G.C., Wolfram, S., Nucl. Phys **B168** 285 (1980).
Field, R.D.,Wolfram, S., Nucl. Phys **B213** 65(1983).

[6] Field, R.D., Feynman, R.P., Nucl. Phys **B136** 1(1978).

[7] Artru, X., Mennessier, G., Nucl. Phys **B70** 93 (1974).

[8] Berends, W.L. van Neervan, G.J.H. Burgers, Nucl. Phys **B297** 429(1988)

[9] F. Bloch, A. Nordsieck, Phys.Rev. **52** 54(1937).

[10] L3 Coll., B.Adeva et al, Nuclear Instruments and Methods A289 (1990), 35.
E.González, The L3 detector for LEP I, en PHYSICS at LEP, editado por M.Aguilar 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.

[11] P.Arce, Estudio de la física de los quarks con belleza a las energías del bosón Z, Tesis Doctoral presentada en la Universidad Autónoma de Madrid, Marzo 1994.

[12] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, Updated parameters of the Z^0 resonance from combined preliminary data of the LEP experiments, CERN-PPE/93-157, 26 August 1993.

[13] L3 Coll., Measurement of Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries at the Z Pole and Determination of the Electroweak Parameters, submitted to Z. für Physik C.

[14] FERMILAB-PUB-94/097-E, CDF/PUB/TOP/PUBLIC/2561

[15] G.Altarelli, R. Barbieri, F. Caravaglios, Non Standard Analysis of Electroweak Precision Data, CERN-TH. 6770/93.

[16] DELPHI Coll., Measurements of the Branching Fraction to b Quark Pairs Using the Boosted Sphericity Product, CERN-PPE/93-79, 24 January 1992.

[17] OPAL Coll., Measurement of $\Gamma(Z \rightarrow \bar{b}b)/\Gamma(Z \rightarrow hadrons)$ Using leptons, CERN-PPE/93-46, 9 March 1993.

[18] D. Schaile, Tests of the Electroweak Theory at LEP, CERN-PPE/93-213, 9 December 1993.

[19] L3 Coll., Results from the L3 experiment at LEP, CERN-PPE/93-31, Feb. 22 1993.

[20] ALEPH Coll., Update of electroweak parameters from Z decays, CERN-PPE/93-40, 10 March 1993.

[21] ALEPH Coll., A precise Measurement of $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{had}$, CERN-PPE/93-108, 25 June 1993.

[22] W. Hollik, Predictions for e^+e^- Processes, MPI-Ph/93-22, BI-TP 93/33, April 93.

[23] ALEPH Coll., A Pecise Measurement of $\Gamma_{\bar{b}b}/\Gamma_{hadrons}$, CERN-PPE/93-108, 25 June 1993.