FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
MADRID 1997

Estudio del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ a las energías de LEP

Memoria presentada por
D. Francisco Javier Rodríguez Calonge
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por el
Dr. Carlos Mañá Barrera.

Agradecimientos

“There’s a sign on the wall but she wants to be sure
‘Cause you know sometimes words have two meanings ”

Stairway to Heaven. Led Zeppelin. 1971

Suelen constituir los agradecimientos de las tésis una lista apresurada de personas y hechos.¿Pero cómo encerrar en unas lineas el total de las deudas adquiridas durante los años de aprendizaje?. A sabiendas de la imposibilidad de tal tarea me dispongo a ser injusto, esperando que nadie con legítimos deseos de verse explicitamente citado en la lista se sienta molesto por no estarlo.

En primer lugar debo dar las gracias a mi director, Carlos Maña, por dejarme la libertad necesaria para realizar este trabajo. A Javier Berdugo por estar siempre a disposición de los demas, lo que en algunas ocasiones no trae sino dolores de cabeza. De mis iguales, los sufridos becarios (tanto presentes como pasados), no podre olvidar a David Fernández a quien ya considero mi amigo, dificilmente encontrare otra buena persona como tú. Junto con él, Jorge Casaus y Eusebio Sanchez he recorrido gran parte del largo camino que han constituido estos años de formación. Una gran parte de mis saberes se los debo a ellos. A Jesús Salicio por tantas buenas horas que hemos pasado y con quien hemos podido discutir de cualquier cosa humana o divina. Sin su presencia la “cueva” pierde parte de su encanto. Espero que nos sigamos viendo. A todos los demas miembros del grupo de física de partículas del Ciemat debo darles las gracias tanto por mi acogida inicial como por conseguir un ambiente en el trabajo dificilmente igualable. Y perdonandme por vuestro anonimato en estas lineas.

En fin, y por que no todo en los agradecimientos tiene que estar relacionado con el ambiente científico, a mi familia por que sin ellos a mi lado nada de esto hubiera llegado a su final. Y a Pilar por lo que me ha sufrido y por lo que me ha dado.

Índice

Introducción

Nuestro conocimiento de los constituyentes de la materia se refleja en el Modelo Estándar. Es éste la unión de la Teoría Electrodébil y la Cromodinámica Cuántica. En esta descripción de la naturaleza, los elementos básicos (leptones, quarks y bosones) son tratados como partículas puntuales. El Modelo Estándar ha sido sometido a multiples pruebas durante los últimos 20 años con un resultado satisfactorio en cada una de ellas. Sin embargo argumentos teóricos señalan la incompletitud del mismo. Sería pues deseable una nueva teoría que englobando al Modelo Estándar permita solucionar sus problemas. Las predicciones que se deducen de las nuevas propuestas teóricas son examinadas en experimentos realizados en aceleradores de todo el mundo. En concreto las colisiones electrón-positrón constituyen el marco ideal para estudios de precisión sobre el Modelo Estándar, debido a la claridad de las señales producidas y al control sobre las fuentes de contaminación presentes. El colisionador LEP es pues un perfecto candidato para establecer la validez de las nuevas teorías propuestas.

En este trabajo se han realizado dos estudios sobre la validez del Modelo Estándar utilizando los datos recogidos en el detector L3, descrito en el capítulo 2, instalado en LEP. Estos datos corresponden a los periodos de tiempo 1991-94, para energías de centro de masa cercanas a la masa del Z, y Julio-Agosto de 1996, en el umbral de producción del W.

En el primer tipo de estudio se ha examinado la validez de la Electrodinámica Cuántica (QED) mediante la introducción de la hipótesis de no elementalidad de las partículas constituyentes de la materia. Así mismo se ha realizado un estudio sobre la validez en sí de la descripción que QED hace de las interacciones electrón-fotón desde un punto de vista puramente fenomenológico. Para todo ello se ha utilizado el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$, cuyas características le confieren un especial interés para estos estudios, como se describe en el capítulo 3. Una descripción de los nuevos comportamientos puede encontrarse en la primera parte del capítulo 1 y los resultados de estos exámenes se dan en el capítulo 4. Este estudio se ha realizado tanto a las energías del bosón Z como en el umbral de producción del W y ha permitido un análisis de la dependencia de la sección eficaz con la energía y la combinación final de los resultados.

El segundo tipo de estudio involucra al bosón Z, que durante el primer periodo de funcionamiento de LEP se produjo de manera resonante. En el Modelo Estándar su desintegración en tres fotones está fuertemente suprimida, por lo que este tipo de estado final permite estudiar la existencia de comportamientos producidos por nuevas partículas o fuerzas. Entre ellos hemos examinado la hipótesis de la no elementalidad del bosón Z

así como la producción virtual de nuevas partículas en la desintegración del mismo. La descripción de estos fenómenos se hace en la segunda parte del capítulo 1 y los resultados experimentales se muestran en el capítulo 4. Junto a estos estudios se ha incluido la búsqueda de desintegraciones prohibidas o fuertemente suprimidas y que presentan signaturas idénticas a las del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$. En concreto, la desintegración $Z \to \gamma\gamma$, prohibida en el Modelo Estándar, permite examinar la validez de la simetría Bose-Einstein para altas energías. La desintegración del bosón Z en mesones pseudoescalares y un fotón, que en el Modelo Estándar es extremadamente pequeña, nos permite examinar la existencia de desviaciones del mismo.

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

La física de colisiones electrón-positrón permite tanto la búsqueda directa de nuevas partículas como la realización de estudios con alta precisión del Modelo Estándar [1]. En ambos casos se busca la existencia de nueva física, que permitiría solucionar los problemas que presenta la actual teoría [2]. Una de estas alternativas podría ser la existencia de una subestructura en las partículas que ahora creemos fundamentales, bien en el sector fermiónico bien en el bosónico [3]. La presencia de tales subconstituyentes induciría la aparición de nuevas partículas, y la interacción que los ligara daría lugar a efectos residuales a energías por debajo de la escala intrínseca de la nueva teoría. La búsqueda de tales fenómenos puede hacerse de manera directa mediante la producción de las nuevas partículas, o bien de forma indirecta por desviaciones de los comportamientos previstos en el Modelo Estándar. En este trabajo vamos a utilizar este segundo camino, realizando estudios sobre:

- desviaciones respecto de las predicciones de QED:
  - causadas por los efectos residuales debidos a la interacción de los nuevos subconstituyentes de leptones y quarks o causadas por la existencia de leptones excitados, como consecuencia del carácter compuesto del sector fermiónico.
  - causadas por otros fenómenos y parametrizadas de forma general mediante términos de "cut-off".
- desintegraciones del bosón Z en fotones:
  - debidas a su carácter compuesto o a la existencia de partículas virtuales intermediarias (como por ejemplo, monopolos magnéticos).
  - desintegraciones del bosón Z en γ y mesones pseudoescalares neutros que a su vez dan lugar a estados finales multifotónicos.

Para realizarlo utilizaremos el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ que a las energías de LEP está descrito con gran precisión mediante la electrodinámica cuántica. En este capítulo estudiaremos primero, dentro del marco de QED, la reacción elegida y después introduciremos las modificaciones propuestas y las alteraciones que producen en las predicciones del Modelo Estándar.

1.1 QED

La Electrodinámica Cuántica (QED) es la teoría de campos renormalizable que describe la interacción entre partículas con carga eléctrica mediante fotones como bosones de aforo [4]. QED es satisfactoria tanto para bajas energías (como demuestran los estudios sobre [5]: momentos anómalos de e, μ; corrimiento Lamb del nivel $S_{1/2}$ del Hidrógeno, estructura fina del Hidrógeno y el Helio, estructura fina del muonio[1], estructura fina del positronio, desintegración del ortopositronio), como para energías del orden de decenas de GeV [6]. Sin embargo, teorías que engloben al Modelo Estándar incluyen modificaciones de las predicciones que hace QED sobre algunos procesos. En las secciones que siguen expondremos la reacción utilizada para el estudio de estas desviaciones así como la forma que toman, en cada caso, éstas en la expresión de la sección eficaz diferencial del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$.

1.1.1 $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$

Para realizar el estudio de las desviaciones respecto de las predicciones de QED es posible utilizar alguna de las reacciones que tienen lugar en las colisiones e^+e^-: producción de leptones, sucesos hadrónicos y sucesos de producción de fotones. A las energías de LEP ésta última se ve libre de las complicaciones introducidas por las correcciones débiles y fuertes ya que:

- El proceso $Z \to \gamma\gamma$ está prohibida por el teorema de Landau-Yang [7].
- Las correcciones débiles a "1-loop" para energías en torno a la masa del bosón Z son menores que el 0.5% [8].
- El propagador del electrón no presenta correcciones hadrónicas a "1-loop", debidas a la polarización del vacío.

La reacción que vamos a estudiar está asociada con los diagramas de Feynman de orden e^2 mostrados en la figura 1.1. La expresión de la sección eficaz diferencial en orden Born es:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^0_{QED} = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \frac{1+\cos^2\theta}{1-\beta_e^2\cos^2\theta}, \qquad \beta_e = \sqrt{1-\frac{4m_e^2}{s}} \tag{1.1}$$

donde θ es el ángulo polar formado por la dirección de los fotones y la del electrón incidente, s es la energía en centro de masas y α es la constante de estructura fina cuyo valor experimental [2] es 1/137.0359895(61) [9]. El factor β_e es practicamente 1 para las energías de LEP. La sección eficaz integrada, teniendo en cuenta la limitación geométrica

[1] El muonio es el estado ligado de un protón y un muón.

[2] Este valor es el correspondiente a un momento intercambiado $q^2 = 0$. Para $q^2 \approx M_W$ su valor es aproximadamente de 1/128.

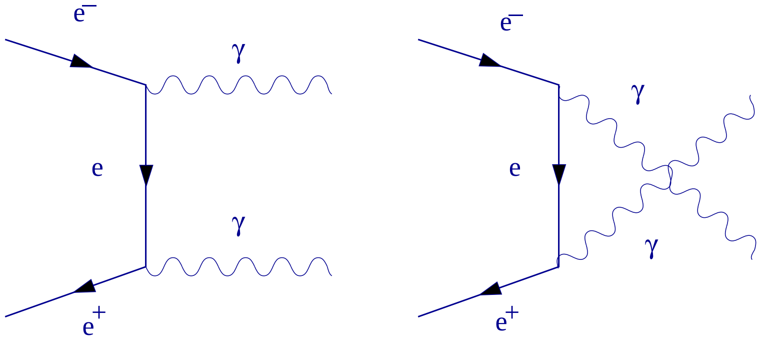


Figura 1.1: Diagramas de Feynman en el orden más bajo para el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$

del detector[3] y un factor 2 debido a la indistinguibilidad de los fotones, es:

$$\sigma^0_{QED} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \cdot \left\{ \ln \frac{1+\cos\theta_{min}}{1-\cos\theta_{min}} - \cos\theta_{min} \right\} \tag{1.2}$$

siendo θ_{min} el ángulo polar mínimo que cubre el detector (supuesta simétrica la configuración del mismo).

Para energías altas, comparadas con la masa del electrón, las correcciones radiativas empiezan a ser importantes (fig. 1.2). Así pues hemos tenido en cuenta las correcciones de orden α a la sección eficaz de nivel Born incluyendo los diagramas de "bremsstrahlung" de orden e^3 y los diagramas con fotones virtuales de orden e^4 (fig. 1.3). Introduciéndolas, la sección eficaz diferencial puede expresarse como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^0_{QED} \cdot (1+\delta_T) \tag{1.3}$$

donde el término δ_T incorpora dichas correcciones. A las energías de LEP y con el corte geométrico impuesto por el detector el valor total relativo de las correcciones es $\delta_T \approx 8\%$ (figura 1.4).

1.1.2 Desviaciones respecto de las predicciones de QED

Como se indicó anteriormente las teorías que engloban al Modelo Estándar podrían afectar a las predicciones que QED hace acerca de algunos procesos. Una de estas teorías es la subestructura del sector fermiónico [10]. Ésta asume que leptones y quarks están formados por subconstituyentes[4] que podrían interaccionar mediante una nueva fuerza. La escala de energía asociada, Λ_{comp}, dependiendo del modelo varía entre 10^2 GeV hasta la masa de Planck. Las consecuencias son tanto la aparición de nuevas partículas, con

[3] En el detector L3 el rango angular polar cubierto por los distintos subdetectores está comprendido entre 12^o y 168^o.

[4] Existen diversos nombres para designarlos pero generalmente se denominan *preones* [11].

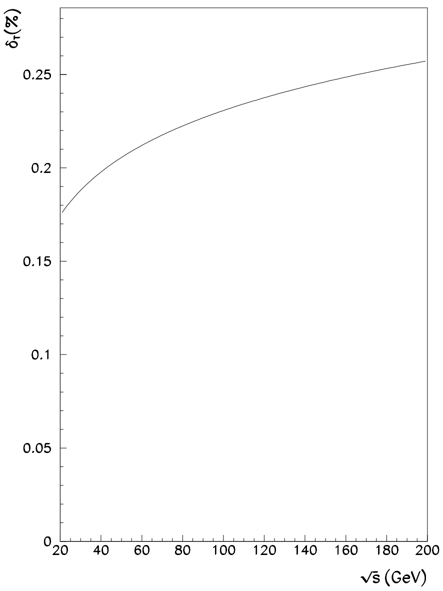


Figura 1.2: Valor relativo de la corrección radiativa a la sección eficaz total en función de la energía en el centro de masas.

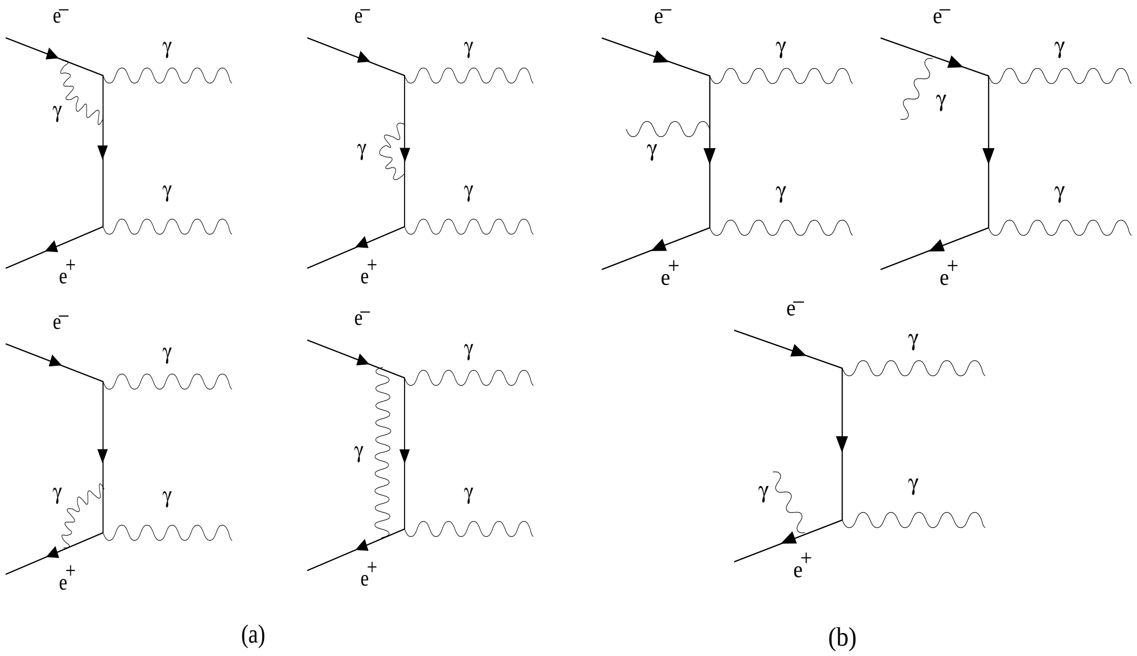


Figura 1.3: Diagramas de Feynman para las correcciones: a) virtuales ; b) "bremsstrahlung".

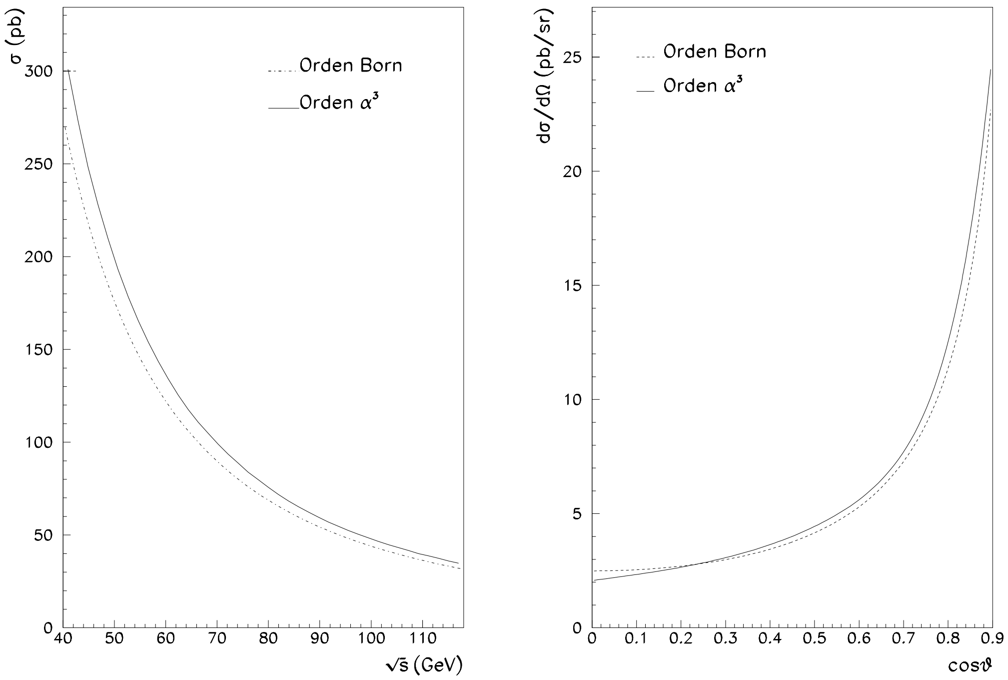


Figura 1.4: (a) Sección eficaz total para el volumen fiducial que cubre L3; (b) Sección eficaz diferencial.

masas variadas dependiendo de la escala de la teoría y de las simetrías que preserve la interacción subyacente [12], como la desviación de las predicciones del Modelo Estándar en procesos conocidos [13]. Para QED las implicaciones de este tipo de teoría serían:

. Modificación de los momentos magnéticos anómalos de los leptones.

. Factores de forma en el vértice $ff\gamma$.

. Interacciones residuales entre partículas como consecuencia del intercambio entre los constituyentes de las mismas.

. Existencia de estados excitados de los fermiones conocidos (f^*).

De las desviaciones para QED citadas anteriormente vamos a limitarnos a aquellas que son directamente medibles en colisiones e^+e^-, aunque exista la posibilidad de dar cotas a las mismas utilizando los momentos anómalos de los leptones [14].

Factores de forma

La introducción de un factor de forma fue una de las primeras alteraciones sugeridas para QED [15]. La idea original estaba relacionada con la modificación a distancias cortas del potencial de Coulomb. Las dificultades teóricas de este tipo de cambios sugirieron mantenerla sólo como medio de parametrizar una posible desviación de QED desde un punto de vista puramente fenomenológico. El primer término del desarrollo en potencias de Λ para el factor de forma es:

$$F(q^2) = (1 - \frac{q^2}{\Lambda^2}) \tag{1.4}$$

siendo q el momento transferido. La sección eficaz diferencial que se obtiene aplicando estas correcciones al lagrangiano de QED es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} (1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_\pm^4} \mathrm{sen}^2\theta) \tag{1.5}$$

donde el parámetro $\Lambda_\pm$ introducido se denomina algunas veces de "cut-off".

Términos de contacto

Dada la gran cantidad de modelos existentes para describir el carácter compuesto de los fermiones es conveniente una descripción lo más independiente posible de los modelos particulares [16]. Para ello al lagrangiano de QED se le añade un lagrangiano efectivo, construido con operadores formados por los campos fermiónicos y con potencias inversas de una escala de energías efectiva, Λ. Ésta no tiene por qué coincidir con la escala intrínseca de la teoría e incluso puede diferir de un tipo de interacción a otro [3]. Los lagrangianos además presentan simetrías que permiten reducir los efectos de estas modificaciones en otras magnitudes, como por ejemplo en el momento anómalo de leptones [12] y otros procesos del Modelo Estándar a estas energías.

Para nuestra reacción la nueva interacción añadida es del tipo $ee\gamma\gamma$, cuyo gráfico de Feynman asociado es el de la figura 1.5. Es posible construir varios de estos lagrangianos efectivos [16, 17, 18]. Entre ellos los de dimensión más baja que presentan invariancia gauge y quiral son:

- $$\mathcal{L}_1 = \frac{2ie^2}{\Lambda^4} F^{\mu\sigma} F^{\nu}_{\sigma} (\eta_L \bar{\psi}_L \gamma_\mu \partial_\nu \psi_L + \eta_R \bar{\psi}_R \gamma_\mu \partial_\nu \psi_R) \tag{1.6}$$

  Donde η_R, η_L son los parámetros que controlan la intensidad relativa de las amplitudes levógiras y dextrógiras del electrón. La normalización viene determinada por la prescripción:

  $$\max(|\eta_R|, |\eta_L|) = 1$$

  El lagrangiano es además invariante CP. La sección eficaz diferencial a la que se llega utilizándolo es [19]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{\eta_L s^2}{4\Lambda^4} \mathrm{sen}^2\theta\right)^2 + \left(1 + \frac{\eta_R s^2}{4\Lambda^4} \mathrm{sen}^2\theta\right)^2 \right] \tag{1.7}$$

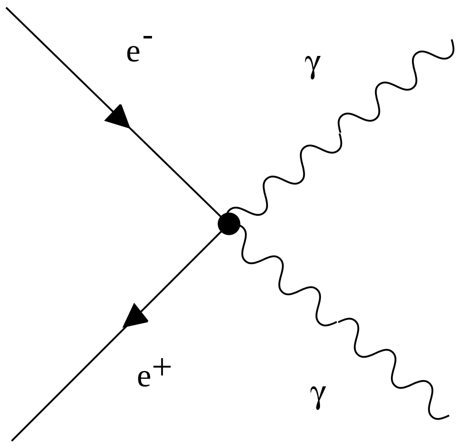


Figura 1.5: Diagrama de Feynman de orden más bajo con términos de contacto del tipo $ee\gamma\gamma$.

$\Lambda_{L(R)}$	$\eta_{L(R)} = \pm 1$, $\eta_{R(L)} = 0$
Λ_{L+R}	$\eta_L = \eta_R = \pm 1$
Λ_{L-R}	$\eta_L = \mp 1$, $\eta_R = \pm 1$

Tabla 1.1: Definición de las constantes de acoplamiento en función de los parámetros de quiralidad para el lagrangiano con términos de contacto definido en (1.7).

De esta sección eficaz diferencial, según la elección que se haga de las constantes de acoplo, se pueden obtener diferentes modelos con sus respectivos parámetros de escala. En la tabla 1.1 se establecen las correspondencias entre constantes y parámetros. En el caso únicamente levógiro o dextrógiro, $\Lambda_{L(R)}$, la sección eficaz diferencial obtenida es idéntica.

- $$\mathcal{L}_2 = ig_6\bar{\psi}\gamma_\mu(\overleftrightarrow{D}_\nu\,\psi)(F^{\mu\nu} + \tilde{F}^{\mu\nu}) \quad , \quad g_6 = \frac{\sqrt{4\pi}}{\Lambda^2} \tag{1.8}$$

siendo $\tilde{F}^{\mu\nu}$ el dual del tensor electromagnético ($\tilde{F}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}F_{\mu\nu}$). La sección eficaz diferencial a la que da lugar es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED}\left(1 + \frac{s^2}{\alpha\Lambda^4}(1-\cos^2\theta)\right) \tag{1.9}$$

- $$\mathcal{L}_3 = \frac{1}{4}g_7\bar{\psi}(F^{\mu\nu} + i\gamma_5\tilde{F}^{\mu\nu})\psi F_{\mu\nu} \quad , \quad g_7 = \frac{\sqrt{4\pi}}{\Lambda_6^3} \tag{1.10}$$

siendo $\tilde{F}^{\mu\nu}$ el dual del tensor electromagnético anteriormente definido. A partir de este lagrangiano se obtiene la sección eficaz diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} \left(1 + \frac{s^3}{64\pi\alpha^2\Lambda_6^6}\left(\frac{1+\cos^2\theta}{1-\cos^2\theta}\right)\right) \tag{1.11}$$

Las constantes de acoplamiento g_6, g_7 han sido elegidas de manera que la contribución de estos lagrangianos efectivos en el cálculo de los momentos anómalos de los leptones sea muy pequeña [20].

Electrón excitado.

Una de las consecuencias de la no elementalidad de leptones y quarks es la existencia de estados excitados de los mismos [13], con masas intermedias entre la escala de energías intrínseca de la teoría y la masa de las partículas conocidas. Generalmente se suponen con las mismas cargas electrodébiles que sus estados fundamentales. De esta forma es posible la desexcitación del leptón pesado al doblete fundamental. Esta transición se toma invariante gauge [21] y de manera que resulte ser de tipo magnético. Igual que para los términos de contacto se introduce un lagrangiano efectivo en el que está involucrado el campo del leptón excitado. El primer lagrangiano de este tipo propuesto, por Low [22], para el acoplamiento $e^*e\gamma$, y que está asociado a los diagramas de Feynman en orden Born de la figura 1.6, fue:

$$\mathcal{L}_{e^*e\gamma} = \frac{e\lambda}{2\Lambda_{e^*}}\bar{\psi}_{e^*}\sigma^{\mu\nu}\psi_e F_{\mu\nu} + h.c. \tag{1.12}$$

donde $\sigma^{\mu\nu}$ es el conmutador $[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. La sección eficaz diferencial a la que da lugar, asumiendo $\Lambda_{e^*} = m_{e^*}$, es [19]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} &+ \alpha^2\left[\left(\frac{\lambda}{m_{e^*}}\right)^2\left\{\frac{u}{u-m_{e^*}^2} + \frac{t}{t-m_{e^*}^2} + \frac{s}{4}\mathrm{sen}^2\theta\left(\frac{1}{u-m_{e^*}^2} + \frac{1}{t-m_{e^*}^2}\right)\right\}\right.\\
&+ \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{m_{e^*}}\right)^4\left\{\left(\frac{s}{4}\mathrm{sen}^2\theta + m_{e^*}^2\right)\left(\frac{u^2}{(u-m_{e^*}^2)^2} + \frac{t^2}{(t-m_{e^*}^2)^2}\right)\right.\\
&+ \left.\left.\frac{1}{2}\frac{m_{e^*}^2 s^2\mathrm{sen}^2\theta}{(u-m_{e^*}^2)(t-m_{e^*}^2)}\right\}\right]
\end{aligned} \tag{1.13}$$

siendo u y t las variables de Mandelstam, que se definen en el sistema de centro de masas y en el caso relativista como

$$u = -\frac{s}{2}(1-\cos\theta)$$

$$t = -\frac{s}{2}(1+\cos\theta)$$

Una generalización del lagrangiano de Low es [13, 17]:

$$\mathcal{L}_{e^*e\gamma} = \frac{e\lambda}{2\Lambda_{e^*}}\bar{\psi}_{e^*}\sigma^{\mu\nu}(c-d\gamma^5)\psi_e F_{\mu\nu} + h.c. \tag{1.14}$$

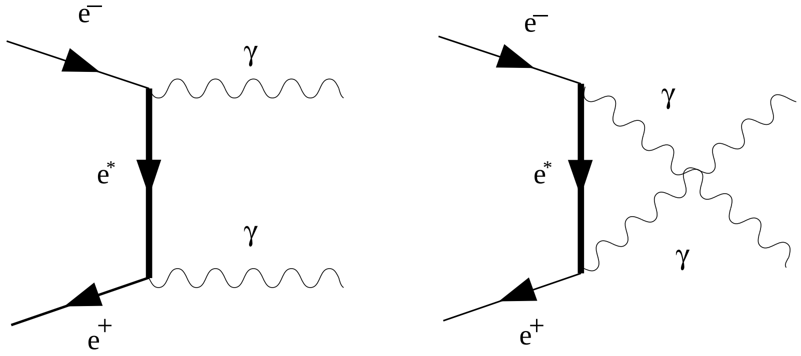


Figura 1.6: Diagramas de Feynman para el electrón excitado.

El criterio de normalización es $c^2 + d^2 = 1$ y la invariancia CP se consigue imponiendo que c, d sean reales. Además para conservar helicidad se suele pedir que $c^2 = d^2$, es decir que η_R o η_L se anulen. Este lagrangiano, al igual que el anterior no presenta invariancia quiral. La correspondencia de este lagrangiano con el dado por (1.12) se obtiene imponiendo $d = 0$. La sección eficaz diferencial a la que se llega es:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s}\left\{\frac{(1+\cos\theta)^2}{\mathrm{sen}^2\theta}\left[\left(1+\frac{\lambda^2 s^2 \mathrm{sen}^2\theta}{4\Lambda_{e^*}^2(M_{e^*}^2-u)}\right)^2+1\right]\right. \\ &+ \left.\frac{(1-\cos\theta)^2}{\mathrm{sen}^2\theta}\left[\left(1+\frac{\lambda^2 s^2 \mathrm{sen}^2\theta}{4\Lambda_{e^*}^2(M_{e^*}^2-t)}\right)^2+1\right]\right\} \end{aligned} \tag{1.15}$$

Relaciones entre las secciones eficaces

Las secciones eficaces diferenciales obtenidas a partir de los lagrangianos efectivos presentados son equivalentes en algunos casos límite que vamos a señalar:

- Despreciando términos de orden $(s^2/\Lambda^4)^2$, las secciones eficaces diferenciales obtenidas para los término de contacto, de la ecuación (1.7), y para los factores de forma, ecuación (1.5) son iguales:

  - para $\eta_L = \eta_R = \pm 1$ se obtiene:

$$\Lambda_{L+R}^4 = \pm\Lambda_{\pm}^4$$

  - para $\eta_{L(R)} = \pm 1$, $\eta_{R(L)} = 0$ se obtiene:

$$\Lambda_{L(R)}^4 = \pm\frac{1}{4}\Lambda_{\pm}^4$$

- De igual manera se puede conseguir la identificación con la sección eficaz diferencial dada por la ecuación (1.9), con lo que las constantes estan relacionadas de la siguiente forma:
$$\Lambda^4 = \frac{4}{\alpha}\Lambda^4_{L(R)} = \frac{2}{\alpha}\Lambda^4_{L+R} = \pm\frac{2}{\alpha}\Lambda^4_{\pm}$$
- En el límite en que $m_{e^*} \gg s$ y $\lambda = 1$, existe correspondencia entre las secciones eficaces diferenciales para los términos de contacto, ecuación (1.7), y para el electrón excitado, ecuación (1.15).

1.2 Desintegraciones raras del bosón Z

La búsqueda de señales de nueva física se puede hacer a través del estudio de las desintegraciones del bosón Z, con lo que se aprovecha la copiosa producción de éste en LEP durante su primera fase de funcionamiento. Como se dijo anteriormente existen teorías que suponen que los bosones vectoriales W y Z son compuestos y en ellas ciertas desintegraciones, que en el Modelo Estándar están suprimidas o prohibidas, se encuentran intensificadas. De ellas nos interesan en nuestro trabajo aquéllas que dan lugar a fotones en el estado final. Además de las teorías de la subestructura del sector bosónico, la aparición de nueva física se podría presentar mediante la contribución virtual de partículas exóticas en ciertas desintegraciones. Este es el caso del "loop" asociado al monopolo en la desintegración del bosón Z en tres fotones [23]. Así mismo será considerada la desintegración del bosón Z en un fotón y un mesón pseudoescalar. Los modos de desintegración del mesón pseudoescalar en fotones nos llevan a una signatura similar a la de los sucesos de 2 fotones. Estas desintegraciones se esperan muy pequeñas en el Modelo Estándar, pero podrían estar primadas en el caso de existir nueva física. Por último consideraremos el proceso $Z \to \gamma\gamma$, que está prohibido en el marco del Modelo Estándar, pero que podría ser factible si la simetría Bose-Einstein no fuese perfecta.

1.2.1 $Z \to \gamma\gamma\gamma$

En el Modelo Estándar, la desintegración del bosón Z sólo puede ocurrir mediante procesos descritos por diagramas de Feynman con uno o más "loops". El cálculo de este proceso lleva a la predicción para la anchura de desintegración del bosón Z [24] :

$$\Gamma(Z \to \gamma\gamma\gamma) = 1.35 eV$$

que queda fuera del alcance directo en LEP. Sin embargo, existen distintos marcos teóricos en los que se espera un valor mayor de esta anchura.

Bosón Z compuesto

Una de los fenómenos que podría dar lugar a una desintegración observable a las energías de LEP es la presencia de acoplamientos anómalos del tipo $Z-\gamma-\gamma-\gamma$ (fig.1.7). La descripción de estas interacciones se puede hacer utilizando lagrangianos efectivos con

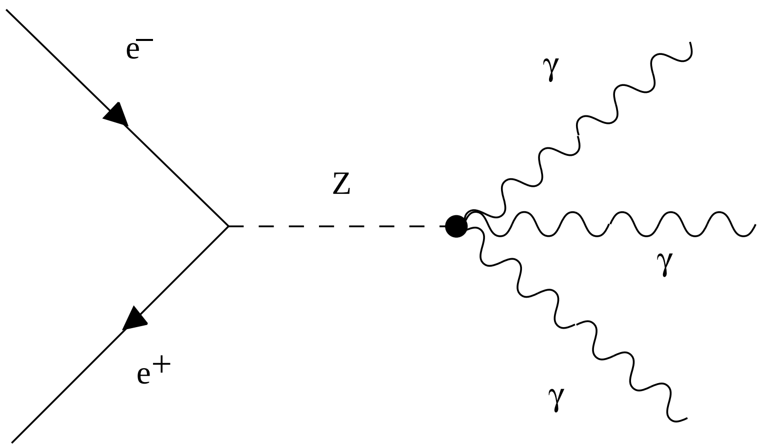


Figura 1.7: Diagrama de Feynmann asociado al lagrangiano efectivo para el acoplamiento $Z-\gamma-\gamma-\gamma$.

un término de acoplamiento $Z - 3\gamma$. En estos se conservan las simetrías que existen a bajas energías y se introduce la escala representativa de la nueva física a través de un parámetro M. Un lagrangiano con estas características es [25]:

$$\mathcal{L}_{Z3\gamma} = \frac{4\alpha^2}{M^4}\left(\beta_1(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})(F_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}) + \beta_2(Z_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu})(F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu})\right) \tag{1.16}$$

Donde las constantes $\beta_{1,2}$ se eligen de manera adecuada dependiendo del modelo que se quiera tratar.

Monopolos magnéticos

Los monopolos magnéticos surgen de la unificación total de magnetismo y electricidad [27]. Si bien en algunas teorías la masa de tal partícula estaría situada alrededor de la escala de unificación, M_{GUT} [28], recientemente se ha sugerido que podrían existir monopolos más ligeros [23] y su búsqueda sería factible en los aceleradores disponibles en la actualidad. Si se asumen como partículas puntuales de espín 1/2 y con acoplamientos a los bosones Z y γ duales de los del Modelo Estándar, podrían producirse virtualmente en la desintegración del bosón Z y aumentar significativamente la anchura parcial $Z \to l\gamma$ ($l \geq 3$ e impar). Para su estudio se introduce un lagrangiano efectivo, similar al dado por la ecuación (1.16), y en concreto:

$$\mathcal{L}_{\text{monop}} = \frac{\alpha_g^2}{360m^4}\tan\theta_W\left\{4(F\cdot F)^2 + 7(F\cdot\tilde{F})^2\right\} \tag{1.17}$$

siendo m la masa del monopolo y θ_W el ángulo de Weinberg. Las unidades se han elegido de tal forma que $\alpha_g \equiv g^2/4\pi$ y la carga magnética, g, y la carga eléctrica, e, satisfacen la relación $eg = 2\pi n$, siendo n un número entero. Los términos $(F\cdot F) = F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ tienen que estar simetrizados sobre todos los fotones. En el caso que nos ocupa es posible calcular la sección eficaz diferencial del proceso y la anchura de desintegración parcial [23] :

$$\Gamma(Z \to 3\gamma) = M_Z \frac{17\pi s^2}{972000c^2} \left[\frac{g^2}{4\pi^2}\right]^4 \left(\frac{M_Z}{m}\right)^8 \tag{1.18}$$

siendo m la masa del monopolo y g la carga magnética.

1.2.2 $Z \to \gamma P$

Dentro del Modelo Estándar es posible que el bosón Z se desintegre en un fotón y un estado ligado quark-antiquark ("quarkonium") [29]. En particular nos interesa el caso en el que tengamos mesones pseudoescalares, P, ya que estos pueden desintegrarse a su vez en fotones, dando un estado final multifotónico. La anchura calculada en el Modelo Estándar para un mesón de masa M_P es [30]:

$$\Gamma(Z \to P\gamma) = \frac{\alpha\alpha_Z\pi}{96}|V_P(M_Z^2)|^2 M_P^3 \left(1 - \frac{M_P^2}{M_Z^2}\right)^3 \tag{1.19}$$

siendo α la constante de estructura fina y estando definida α_Z como

$$\alpha_Z = \frac{\alpha}{\operatorname{sen}^2\theta_W \cos^2\theta_W}$$

$V_P(q^2)$ es el factor de forma de la corriente neutra evaluado a la escala q^2, y que en el límite $q^2 \to \infty$ es

$$\lim_{q^2\to\infty} V_P(q^2) \to \frac{8f_P}{q^2} N_C e_q v_q$$

siendo N_C el número de colores, e_q la carga del quark constituyente, v_q el acoplamiento vectorial al Z y f_P la constante de desintegración del mesón pseudoescalar. Los posibles canales y los valores de las anchuras parciales consideradas, del bosón Z son:

- $Z \to \pi^0\gamma$, $\Gamma_{Z\to\pi^0\gamma}$=0.027 eV.
- $Z \to \eta\gamma$, $\Gamma_{Z\to\eta\gamma}$=0.53 eV.
- $Z \to \eta'\gamma$, $\Gamma_{Z\to\eta'\gamma}$=13 eV.

La existencia de nueva física podría alterar los valores de estas anchuras hasta hacerlas significativas con las actuales estadísticas de LEP.

1.2.3 $Z \to \gamma\gamma$

En el Modelo Estándar la desintegración del bosón Z, cuyo espín es 1, en un par de fotones está prohibida [7]. Una pequeña violación de la simetría Bose-Einstein conllevaría una anchura de desintegración no nula del bosón Z en dos fotones [31]. A partir de la amplitud de desintegración del bosón Z se puede obtener [31] una relación entre la anchura de desintegración parcial y un parámetro g que cuantifica dicha violación de la simetría, y que viene dada por:

$$\Gamma(Z \to \gamma\gamma) = \frac{g^2 M_Z}{16\pi} \tag{1.20}$$

Aunque es posible obtener similares relaciones para otros bosones de espín 1, es de esperar que la posible violación de la simetría Bose-Einstein sea mayor cuanto más grande sea la masa del bosón.

Capítulo 2

Descripción del dispositivo experimental

La muestra de datos utilizada en este trabajo ha sido recogida en el detector L3 instalado en el anillo LEP del CERN. En el presente capítulo vamos a hacer una breve introducción del acelerador LEP así como una descripción del detector L3, haciendo énfasis principalmente en las partes utilizadas en este análisis.

2.1 El colisionador LEP

El colisionador electrón-positrón LEP [32], situado en la frontera franco-suiza, es un anillo de 26.66 Km de circunferencia en el cual se cruzan, en 8 puntos, un haz de electrones y otro de positrones dando lugar a interacciones que se estudian mediante complejos sistemas de detección (fig 2.1). En cuatro de dichos puntos están instalados los experimentos internacionales ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL.

El diseño del acelerador ha permitido operar en el periodo 1989-95 a energías del orden de 100 GeV (LEP 1) en centro de masas, y tras las modificaciones realizadas en 1996 se ha incrementado hasta los 160 GeV (LEP 2) [33], teniendo previsto en un futuro próximo llegar hasta los 180 GeV.

Los electrones y positrones se introducen en LEP procedentes de un sistema de inyección (fig. 2.1) constituido por: un acelerador lineal (LIL, "Linear Injecotr of LEP"), un anillo de acumulación (EPA, "Electron Positron Acumulator"), un sincrotrón (PS, "Proton Syncrotron") y un super-sincrotrón (SPS, "Super Proton Syncrotron"). Procedente de este último llegan al anillo principal 4 "paquetes" de electrones y 4 de positrones [1] formados cada uno por unas 10^{11} partículas ($\sim 450\mu A$) y con energía de 20 GeV. En el anillo son acelerados, mediante cavidades de radiofrecuencia, hasta la energía nominal tras lo cual se procede a su focalización transversal en los puntos de interacción mediante imanes cuadrupolares superconductores. Los haces de electrones y positrones se cruzan

[1] Durante el funcionamiento de LEP se han utilizado otras configuraciones: la de 8x8 (8 paquetes en cada dirección) durante el periodo 1993-1994 y la de "bunch-train" (cada paquete dividido en subpaquetes) durante la primera parte de 1995.

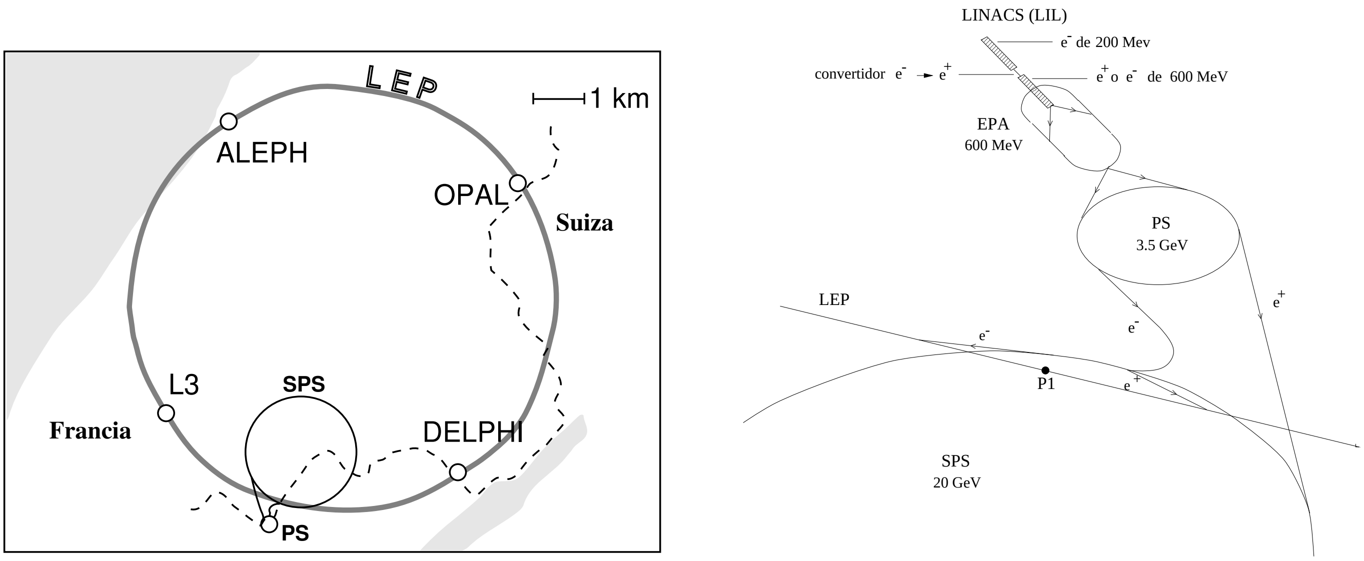


Figura 2.1: Situación geográfica de LEP y esquema de su sistema de inyección.

cada 22μs en uno de estos puntos. Esto, junto al número de partículas y el tamaño del haz, determina una luminosidad[2] de unos 10^{31} cm^{-2} s^{-1}.

2.2 El detector L3

L3 [34] es un conjunto de subdetectores dispuestos de manera simétrica alrededor de uno de los puntos de interacción del anillo LEP. Fue diseñado especialmente para el estudio de las colisiones e^+e^- en el rango de los 100 GeV con especial énfasis en la medida precisa de la energía de electrones, fotones y muones. Para lograrlo se utiliza una combinación de calorímetros y cámaras de deriva que recubren casi completamente el ángulo sólido. Están inmersos en un campo magnético uniforme de 0.5 T paralelo a la dirección de los haces (fig. 2.2).

En la parte interior del detector se produce el reconocimiento de la dirección de las partículas cargadas utilizando el detector de microvértice de silicio ("Silicon Microvertex Detector", SMD) y la cámara de vértice. La medida de la energía se realiza en los calorímetros electromagnético y hadrónico instalados a continuación. Los muones, cuyo

[2] Para calcular la luminosidad puede utilizarse la ecuación

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

siendo N el número de partículas por paquete, f es la frecuencia de revolución, n el número de paquetes y σ_x, σ_y la dispersión en el plano transverso del haz (en LEP estos valores son $\sigma_x \approx 160\mu m$ y $\sigma_y \approx 20\mu m$.

gran poder de penetración les permite pasar por la parte interior del detector sin verse casi afectados, son medidos utilizando las cámaras de deriva situadas en la parte exterior. A continuación expondremos cada uno de los subdetectores por separado deteniéndonos un poco más en aquellos que afectan directamente a nuestro análisis.

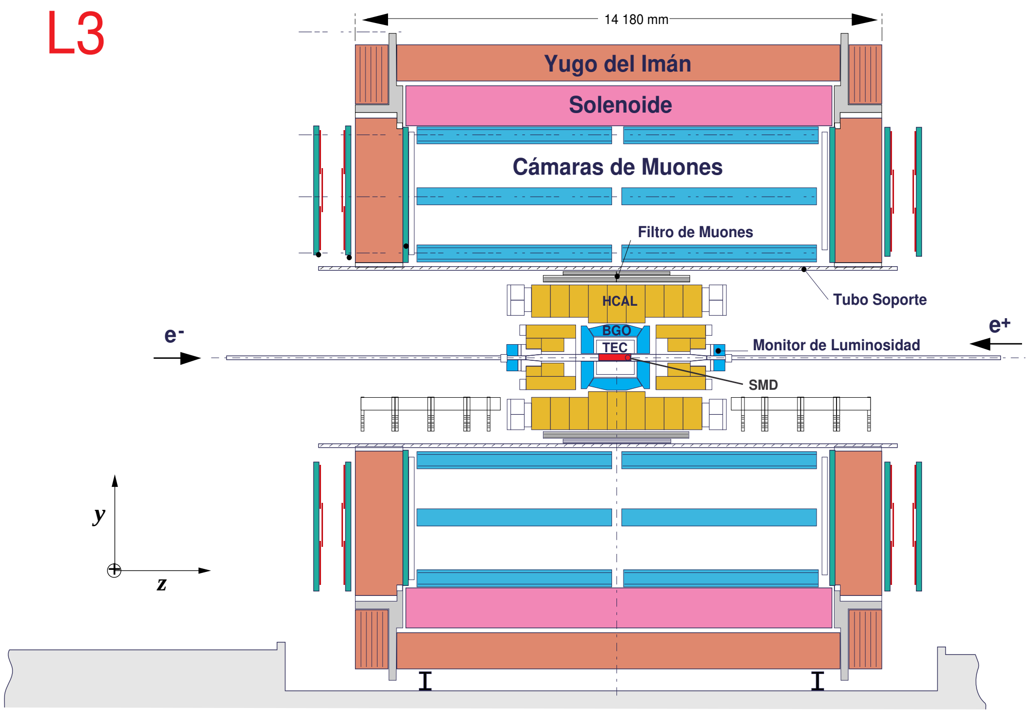


Figura 2.2: Sección longitudinal del detector L3.

El sistema central de detección de trazas

En L3 la determinación de la dirección y momento de las partículas cargadas se hace en la región más cercana al vértice de interacción. Para ello se cuenta con dos subdetectores: el detector de microvértice de silicio (SMD) [3] y la cámara de vértice (fig. 2.3).

SMD

El detector de microvértice [35] está situado entre el tubo soporte y la parte interior de la cámara de vértice. Está constituido por dos capas de 12 “ladders” cada una, estando estos formados por 4 planos rectangulares de sensores de silicio denominados “wafers”, con unas dimensiones de 4x7 cm^2 y 300 μm de espesor. Mediante su introducción se

[3] El detector de microvértice fue instalado en 1993 y es plenamente operativo desde 1994

ha conseguido mejorar la determinación de los parámetros de las trazas que permiten la determinación de la carga, el momento transverso y la posición de los vértices primarios y secundarios. Estos aumentos de precisión son fundamentales en la segunda fase de LEP para la determinación de vidas medias de las partículas.

Cámara de Vértice

La cámara de vértice [36] está compuesta por la cámara de expansión temporal (TEC) y por la cámara Z (figura 2.4). La primera mide las trayectorias de las partículas en el plano $R\phi$ mientras la segunda lo hace con la coordenada a lo largo del eje Z.

La **TEC** consta de dos cámaras de deriva concéntricas (TEC interna, externa) instaladas alrededor del tubo del haz con tapas comunes:

- TEC interna. Se extiende, radialmente, desde los 8.5 cm hasta los 14.3 cm. Está subdividida en 12 sectores mediante planos de hilos catódicos perpendiculares al plano XY, cada uno cubriendo un ángulo de 30^o en ϕ (fig. 2.4).

- TEC externa. Llega hasta los 49.6 cm radialmente y está subdividida en 24 sectores cubriendo cada uno 15^o en ϕ (fig. 2.4).

Las cámaras operan según el principio de “Expansión Temporal”. Siguiendo éste, existe una región de amplificación cerca del ánodo, donde la velocidad de deriva es alta ($\sim$ 50 μm/ns), separada del resto mediante una rejilla de hilos a potencial cero (fig. 2.5). Además se utiliza una mezcla de gas, 80% CO_2 y 20% isobutano (iC_4H_{10}), con un coeficiente de difusión y velocidad de deriva bajos. Mediante esta configuración se obtiene

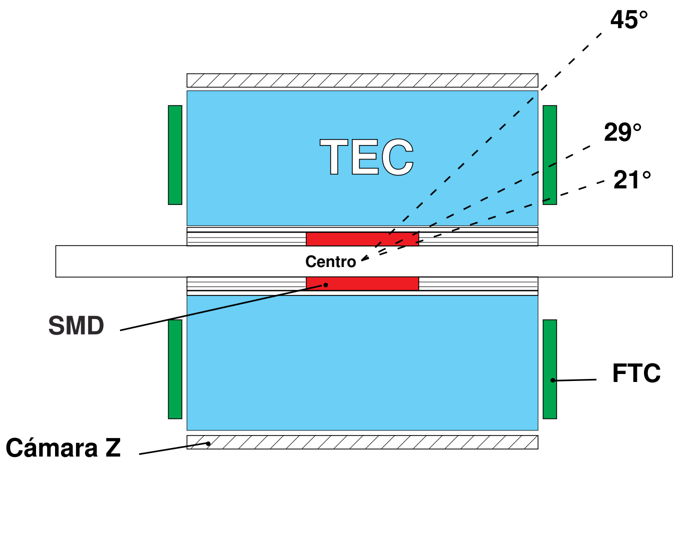


Figura 2.3: Esquema de la sección longitudinal del conjunto SMD y TEC.

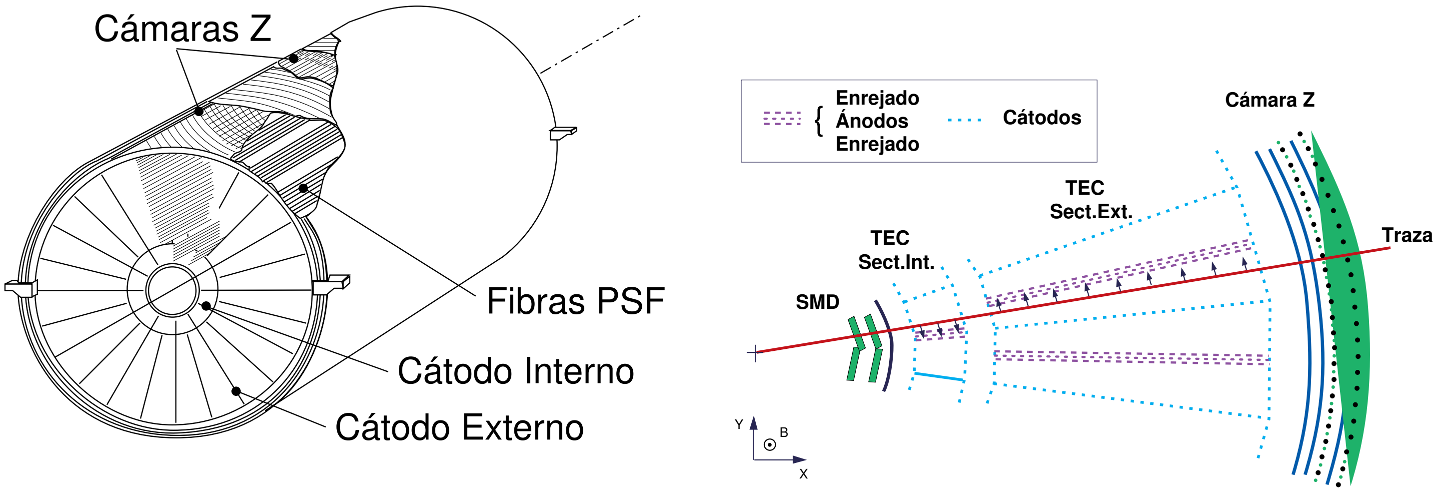


Figura 2.4: Vista en perspectiva y sección transversal de la cámara de vértice.

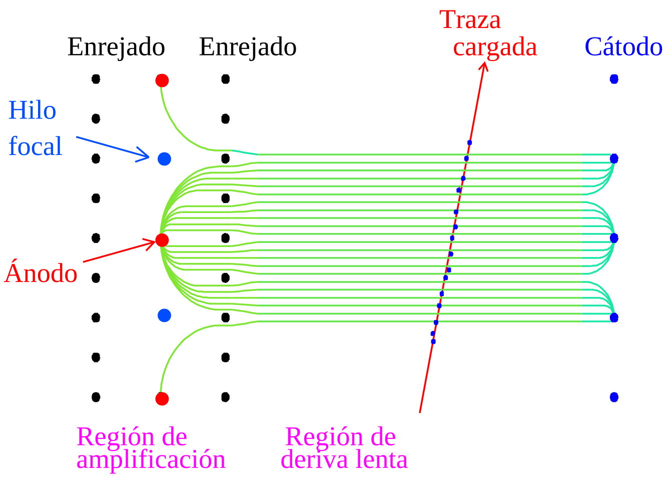


Figura 2.5: Principio de expansión temporal que actua en la TEC.

una precisión en la medida de la posición por hilo que mejora la conseguida mediante métodos convencionales, llegando a ser ésta de $\approx$50-60 μm. Esto lleva a una capacidad de resolución entre trazas próximas de 650 μm. a una precisión en la determinación de las trazas aisladas. En cuanto a la precisión en la medida del momento transverso es:

$$\sigma(1/p_t) = 0.022 \text{ GeV}^{-1}.$$

La **Cámara Z** está formada por dos cámaras cilíndricas concéntricas situadas en la pared externa de la TEC que cubren el rango angular polar $45^o < \theta < 135^o$. Están rellenas de una mezcla de 80% de Ar y 20% de CO_2. Los cátodos de la cámara se situan en la cara interna de ésta, mientras que los ánodos son hilos paralelos al eje Z y situados en el centro de la misma. La resolución en el rango de medida es de unos 300 μm.

El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [37] se encarga de la medida de la energía y posición de electrones y fotones en el rango de 100 MeV a 100 GeV. Está constituido por 11360 cristales de germanato de bismuto (BGO, Bi_4 Ge_3 O_{12}) fabricados con forma de pirámide truncada (fig. 2.6) de dimensiones variables segun su posición en θ, con el objeto de cubrir la misma cantidad de ángulo sólido, y cuyas principales características aparecen en la tabla 2.1. Todos ellos apuntan al vértice de interacción con un ligera desviación de 10 $m$rad en ϕ para evitar la fuga de fotones.

Propiedades físicas	
Densidad	7.13 g/cm^3
Long. Radiación	1.12 cm
Long. Interacción Nuclear	22 cm
Radio de Molière	2.3 cm
dE/dx	9 MeV/cm

Dimensiones	
Longitud	24.0 cm
Barril	
Base interior	2x2 cm^2
Base posterior	(2.6x2.6 - 3x3) cm^2
"End caps"	
Base interior	(1.7x1.7 - 2.5x2.5) cm^2
Base posterior	(2.7x2.7 - 3.3x3.3) cm^2

Tabla 2.1: Principales propiedades físicas y dimensiones de los cristales del BGO.

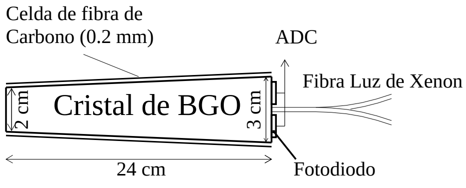


Figura 2.6: Cristal típico del calorímetro electromagnético.

El calorímetro se divide en dos zonas diferenciadas (fig. 2.7):

- **Barril**. Cubre el ángulo polar entre 42^o y 138^o. Está a su vez constituido por dos estructuras dispuestas a cada lado del punto de interacción y cuyo radio interior es de 52 cm. Cada una de estas dos mitades consta de 24 anillos en la proyección θ, sumando un total de 7680 cristales.

- **"End caps"**. Son dos módulos simétricamente situados respecto del plano Rϕ cubriendo las regiones angulares:

  $$10^o < \theta < 38^o \text{ y } 142^o < \theta < 170^o$$

  En el ángulo polar cada uno presenta un total de 17 anillos de cristales que a su vez contienen 16 sectores en ϕ. Esto hace que las dimensiones de los cristales sean diferentes dependiendo de su posición en los "end caps".

  En frente de cada "end cap" se situan 2 cámaras de deriva (FTC) que permiten conocer la posición y la dirección de las partículas cargadas a bajo ángulo.

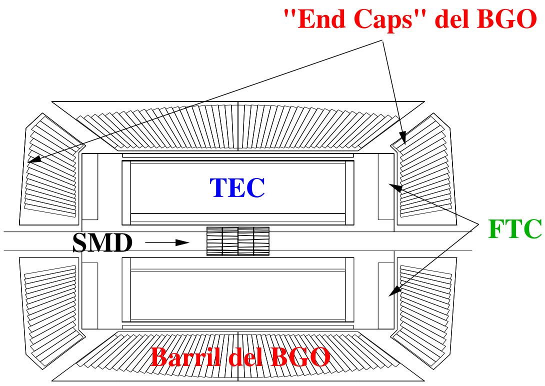


Figura 2.7: Esquema de la sección longitudinal de la TEC y el calorímetro electromagnético (BGO).

Las propiedades del cristal de BGO permiten obtener una muy buena resolución de la energía y de la posición de fotones y electrones. Para lograrlo es necesario conocer las constantes de calibración de cada cristal. Estas constantes se obtuvieron en un Haz de Prueba [37] previo a la instalación del calorímetro y se controlan durante la toma de datos mediante el monitor de Xenon. Este sistema inyecta pulsos de luz con intensidad conocida (equivalentes a 1GeV y a 30 GeV) leyendo a continuación del sistema de adquisición de datos del BGO. Junto a esta calibración se utiliza el estudio de sucesos Bhabha y la comparación entre las energías medidas por la TEC[4] y el BGO. Así se llega a que la resolución en función de la energía de la partícula es:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.015}{\sqrt{E}} + \frac{0.004}{E} + 0.01$$

donde la energía viene dada en GeV.

En cuanto a la precisión de la medida del punto de impacto se tiene que la resolución en función de la energía de la partícula es:

$$\sigma_\Phi = \frac{6.00}{\sqrt{E}} + 0.3\mathrm{mrad}$$

y la energía viene dada en GeV.

El monitor de luminosidad

La luminosidad de los haces de electrones y positrones que LEP suministra se mide de forma precisa, en el punto de interacción L3, mediante el monitor de luminosidad. Para hacerlo se utiliza la producción de sucesos Bhabha, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, en la región de bajo ángulo polar. En estas condiciones el proceso es casi independiente del intercambio

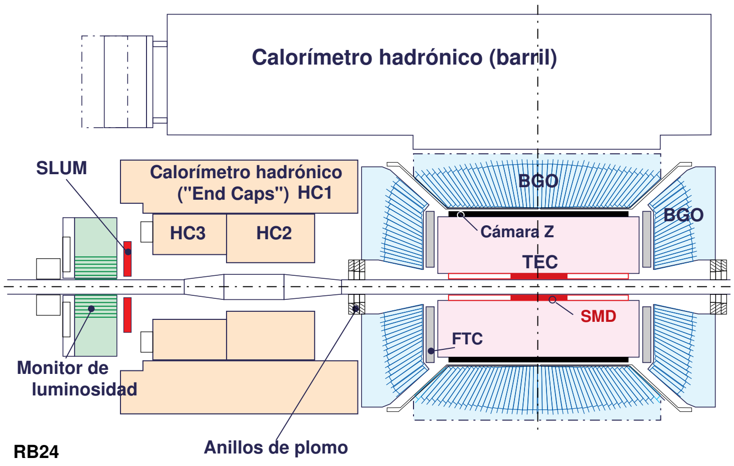


Figura 2.8: Sección transversal del monitor de luminosidad y la zona central de L3

del bosón Z y la sección eficaz puede ser conocida con gran precisión mediante QED. El monitor consta de dos módulos, formados por cristales de BGO, simétricamente dispuestos a ambos lados del tubo del haz y a una distancia de 273 cm en la dirección del eje Z. Delante de cada módulo de situa un detector de láminas de silicio (fig. 2.8) , SLUM, cuyo objetivo es la selección de sucesos Bhabhas en un volumen fiducial preciso.

[4]Para partículas de bajo momento, la TEC ofrece una precisión comparable a la del BGO

El rango angular que subtiende cada módulo es 31 mrad$< \theta <$ 62 mrad y la sección eficaz efectiva del proceso es de $\approx$ 100 nb. El error sistemático, que fundamentalmente proviene de las incertidumbres teóricas[5] y de las ineficiencias del detector, está por debajo del 1%.

Contadores de tiempo de vuelo

Se encuentran situados entre los calorímetros electromagnético y hadrónico (fig. 2.9). Su misión principal es discriminar entre los muones cósmicos y los pertenecientes a sucesos de dimuones ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Esto se consigue mediante la diferencia del tiempo de vuelo entre ambos tipos de sucesos: 5.8 ns para los cósmicos y cero para los dimuones. El contador de tiempo de vuelo está constituido por 16 pares de plásticos centelleadores a modo de barril y subtiende un ángulo polar entre 25^o y 155^o , cubriendo el 93% del rango en ϕ. La resolución temporal de los centelleadores es de 0.46 ns con lo que se puede discriminar entre los muones cósmicos y dimuones.

El calorímetro hadrónico

La mayor parte de la energía de los hadrones se mide en L3 mediante el calorímetro hadrónico (HCAL) [38]. Este está situado a continuación del calorímetro electromagnético, radialmente entre los 88 y 213 cm, y antes de la cámaras de muones, con lo que actua ademas como filtro añadiendo 3.5 longitudes de interacción al paso de las partículas. El calorímetro está constituido por un material pasivo encargado de provocar la cascada al paso de los hadrones, que en este caso es U^{238}, y por cámaras proporcionales de hilos que actuan como detectores de las mismas. La elección del uranio como material está determinada por la necesidad de detener todos los hadrones en una distancia reducida.

El calorímetro, que recubre el 99.5% del ángulo sólido, está dividido en dos partes (fig. 2.9) :

Barril. Cubre el ángulo polar entre 35^o y 145^o. Tiene una estructura modular consistente en 9 anillos de 16 módulos cada uno (en la figura denominados HB). Cada módulo está constituido por placas de 5 mm de anchura de uranio empobrecido recubiertas de una aleación de Níquel y Cobre de 20 μm de espesor.

"End caps". Constan de tres módulos cilídricos concéntricos (designados en la figura como HC) divididos en dos hemisferios. Recubren la región angular definida por:

$$5.5^o < \theta < 35^o \text{ y } 145^o < \theta < 174.5^o$$

y su estructura es similar a la de los módulos del barril.

Las cámaras proporcionales están constituídas por planos de tubos de deriva conectados a alto voltaje y rellenas de una mezcla de 80%de Argón y 20% de CO_2. A lo largo de su eje contienen el ánodo a potencial cero.

[5] Estas incluyen las incertidumbres debidas a los efectos de las correcciones radiativas de orden mayor a α^3, los efectos de la polarización del vacío y de las interacciones débiles.

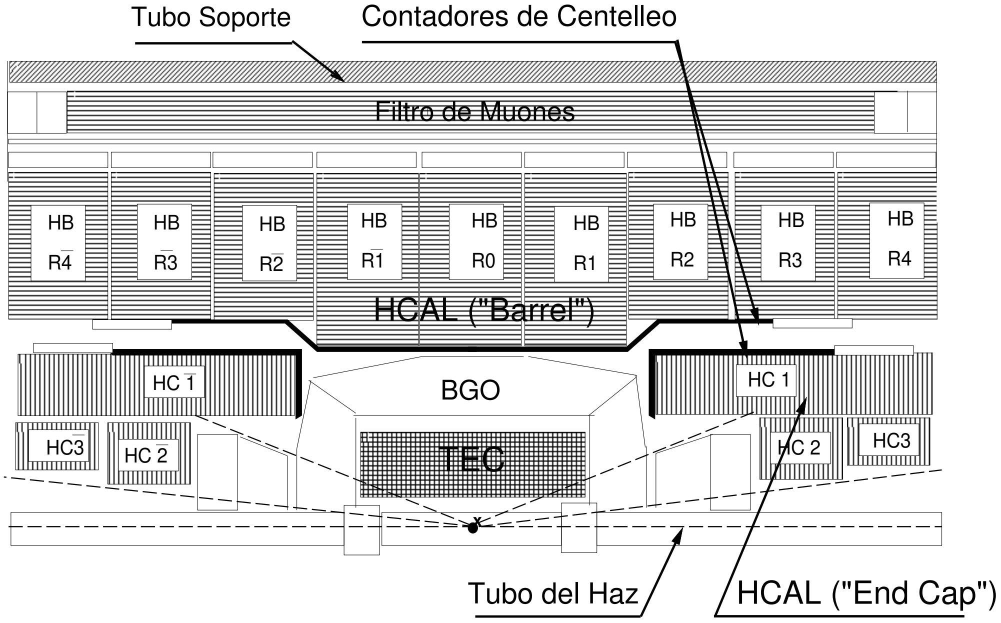


Figura 2.9: Sección transversal del calorímetro hadrónico.

La resolución en la medida de la energía ha sido estimada mediante los datos recogidos en el Haz de Prueba llevado a cabo con un haz de piones con energías entre 1 y 50 GeV. La respuesta del detector se puede parametrizar como

$$\frac{\sigma_{\mathrm{HCAL}}(E)}{E} = \left(0.05 + \frac{0.55}{\sqrt{E}}\right)$$

donde la energía viene dada en GeV.

El filtro de muones.

Está pensado para añadir 1.03 longitudes de interacción al paso de los hadrones procedentes del calorímetro hadrónico de forma que no lleguen a pasar al detector de muones. Para ello está situado en la pared interna del tubo soporte (fig. 2.9) y está constituido por 6 capas de latón de 1 cm de espesor intercaladas con 5 capas de cámaras proporcionales y seguidas de otras 5 capas de material pasivo de 1.5 cm de espesor que se adaptan a la forma circular del tubo soporte.

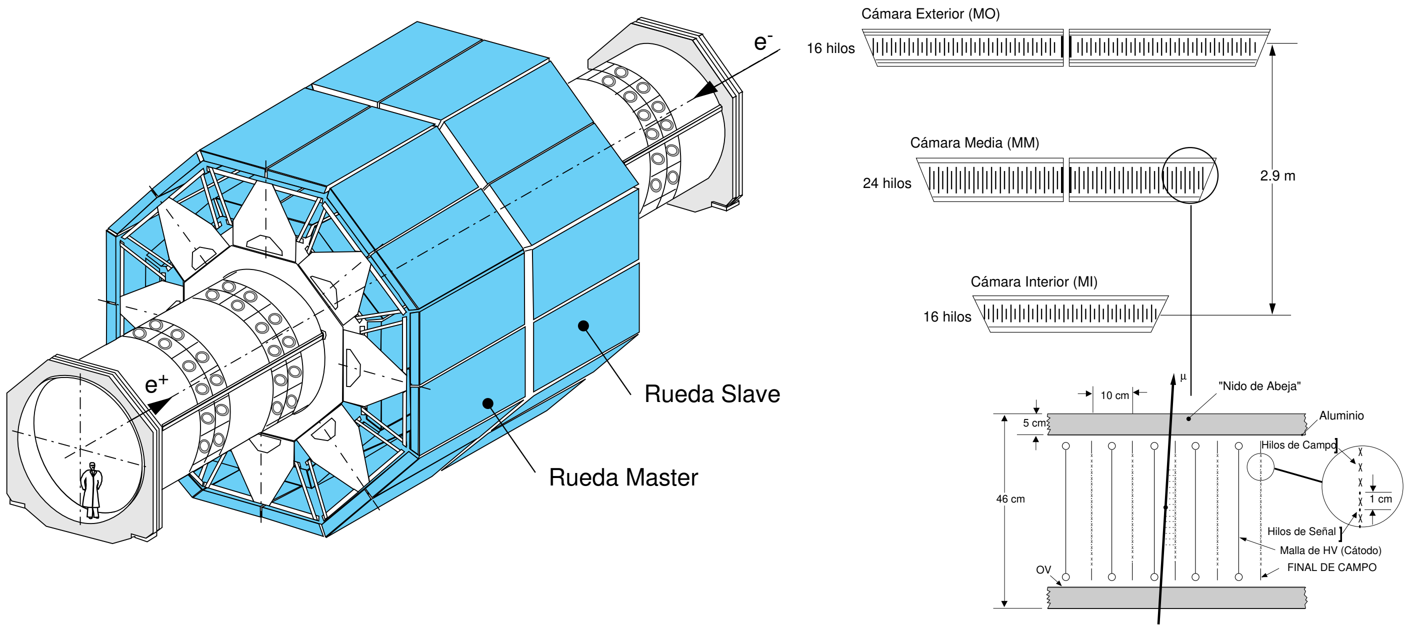


Figura 2.10: Vista exterior en perspectiva del espectrómetro de muones y sección transversal del mismo.

Detector de muones.

El detector de muones de L3 [39] (MUCH) ocupa el exterior del detector llegando desde el tubo soporte hasta la bobina del imán (fig. 2.2). Fue diseñado con el objeto de medir con una gran precisión muones con energías altas ($\approx$ 50 GeV). El rango angular[6] que cubre es $36^o < \theta < 146^o$. Además las cámaras se encuentran inmersas en un campo magnético uniforme de 0.5 T.

La estructura del detector es modular y consiste en dos ruedas de Ferris (denominadas "Master" y "Slave"), una a cada lado del punto de interacción y constituidas por 8 octantes (fig. 2.10). Cada octante está formado por dos tipos diferentes de cámaras de deriva:

Cámaras P. Hasta un total de 5 por cada octante están destinadas a medir la trayectoria en el plano Rϕ. Se dividen en tres subtipos cuyas características fundamentales vienen dadas en la tabla 2.2

Los hilos sensores están intercalados con hilos de campo y su espaciamiento en la dirección radial es de 9 mm. Las cámaras operan rellenas de una mezcla gaseosa de Argón (61.5% y Etano (38.5%). La determinación de tres puntos a lo largo de la

[6] Como extensión a este rango angular fueron instaladas unas cámaras de muones en las regiones delantera y trasera de L3 [40] (FB)

trayectoria curva que describe el muón, con una precisión de 60 μm, es equivalente[7] a una resolución en el momento de un 2% a 45 GeV.

Cámaras Z. Son cuatro cámaras de deriva por octante que miden la coordenada a lo largo del eje del haz. Están situadas a modo de tapaderas superior e inferior de las cámaras MI y MO. Cada una consta de dos capas de tubos de deriva, una desplazada media celda con respecto a la otra con el fin de resolver la ambigüedad izquierda-derecha. Las cámaras operan rellenas de una mezcla del gaseosa de Argón (91%) y Metano (9%). La resolución por hilo obtenida es de 500 μm.

<table>
<tr><th>Tipo de cámara P</th><th>MI</th><th>MM</th><th>MO</th></tr>
<tr><td>Número de cámaras</td><td>1</td><td>2</td><td>2</td></tr>
<tr><td>Longitud</td><td colspan="3">5.5 m</td></tr>
<tr><td>Anchura de la celda</td><td colspan="3">101.5 mm</td></tr>
<tr><td>Número de celdas</td><td>19</td><td>15</td><td>21</td></tr>
<tr><td>Hilos sensores por celda</td><td>16</td><td>24</td><td>16</td></tr>
</table>

Tabla 2.2: Características principales de las cámaras P del detector de muones

Para poder obtener las precisiones en las medidas anteriormente señaladas es fundamental la existencia de sistemas de alineamiento que en todo momento controlen el posicionamiento de las cámaras dentro de cada octante con precisiones inferiores a 30 μm. Las variaciones relativas son registradas en la base de datos de L3.

2.3 Adquisición y reconstrucción de datos

En LEP el cruce de haces sucede cada 22 μs y en cada uno de estos cruces se producen interacciones de todo tipo. De todas ellas sólo una pequeña parte nos interesará. La frecuencia de tales sucesos físicos es de unos pocos Hz, con lo que es necesaria la existencia de un sistema que permita discriminarlos frente al resto. De esto se encarga el sistema de "trigger". La decisión acerca del suceso debe de hacerse en un tiempo muy corto con lo que es necesario emplear una parte reducida de la información en la toma de esta decisión. Para lograrlo el sistema de "trigger" está estructurado en tres niveles[8] [34] :

[7] Para extraer de esta medición el momento se utiliza la fórmula

$$p \sin\theta = 0.3BR \simeq \frac{0.3Bl^2}{8s}$$

donde θ es el ángulo de la traza con el eje Z, R es el radio de curvatura, B es el campo magnético (0.5 T) y s es la sagita del arco de circunferencia que describe el muón cuando recorre una longitud l en el octante ($l \simeq 3m$).

[8] Cuando se ha operado en modo 8x8 paquetes se ha establecido un sistema de 4 niveles de "triggers", introduciendo un nivel 0. Así mismo en el modo empleado durante 95-96 de "bunch-train" se ha modificado el sistema de "triggers".

Nivel 1. Es fundamental puesto que decide en cada cruce si el suceso debe de ser aceptado o no. Para ello posee, a su vez, una serie de "subtriggers" asociados a diferentes subdetectores de L3

- Calorímetricos. Procesan información procedente del BGO, HCAL y del monitor de luminosidad y llega a una decisión en 16.8 μs. De cada calorímetro sólo obtiene una información reducida y con ella se realizan una serie de cálculos lógicos que constituyen los diferentes "subtriggers": de energía total, de fotón aislado, de impactos, de "clusters" y de luminosidad. Se acepta el suceso cuando uno de estos ha sido disparado.
- De las cámaras de muones. Recogen información procedente de los centelleadores y de las cámaras de muones. Presenta como "subtriggers": de muón único, de dimuones y de muones a pequeño ángulo.
- De la cámara de vértice. Utilizan señales procedentes de los sectores externos y del enrejado. Con ésta se reconstruyen tres tipos de trazas. Se exigen un mínimo de dos trazas con una acoplanaridad $< 60^o$.
- De los centelleadores. Exigen señal en al menos 5 de los 30 plásticos centelleadores.

Una decisión positiva activa la conversión analógica-digital de los datos que tardará unos 500 μs y que se almacena en una memoria que puede contener hasta 8 sucesos distintos. Esto introduce un tiempo muerto en la toma de datos, que puede estimarse en torno al 1% del total [9], durante los cuales el detector no recoge información de las posibles interacciones producidas. Si el suceso es rechazado se reinicializa la electrónica para esperar al siguiente cruce.

- **Nivel 2.** En este nivel se produce una reducción significativa ($\approx$ 10 veces) del número de sucesos mediante una post-selección. Al funcionar de modo asíncrono y utilizar varios procesadores en la tarea, no introducen tiempo de retraso en la adquisición de datos. Sólo rechazan sucesos con un solo "subtrigger" aceptado en el nivel 1. Los que tienen dos disparados son automáticamente grabados en cinta. Ahora la información utilizada procede de todo el detector, correlacionando distintas partes del mismo para tomar la decisión.

- **Nivel 3.** En este nivel se tiene acceso a la totalidad de las digitizaciones de los distintos subdetectores de modo que se pueden realizar estudios más detallados. La reducción que se obtiene es entre el 40% y el 60% de los sucesos.

[9] La duración de este tiempo muerto puede ser estimada en los 500 μs que tarda en recogerse el suceso, aunque depende de factores tales como la cantidad de contaminación que produzca LEP y los cambios en los "triggers". Asi pues suponiendo un flujo de sucesos de $\approx$ 20 Hz esto nos da un 1% del tiempo total (500μs $\times$ 20 sucesos/s).

Reconstrucción

Una vez el suceso ha sido seleccionado mediante el sistema "online" de "triggers" se procede a su reconstrucción para conseguir entidades más significativas para el análisis. El proceso de reconstrucción utiliza la información sobre las condiciones del detector en la toma de datos y que están almacenadas en las bases de datos de L3: parámetros de la estructura del detector, condiciones de funcionamiento de los mismos (partes activas de la TEC, los calorímetros y de las cámaras de muones) y los factores de calibración para cada uno.

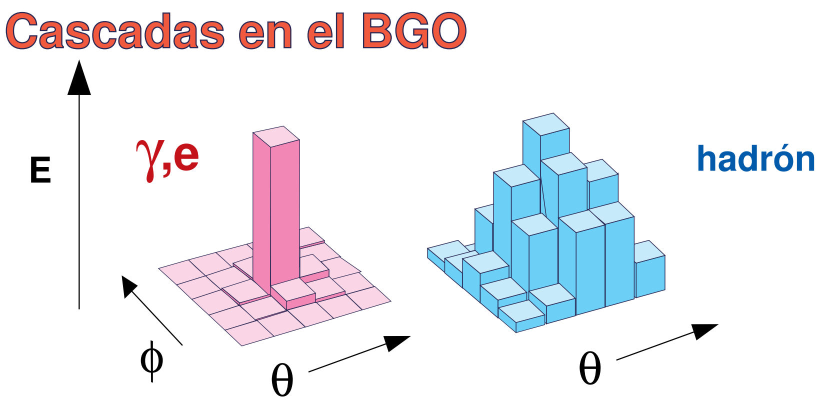


Figura 2.11: Esquema de una cascada electromagnética (γ,e) y hadrónica en el BGO

Dado que en este trabajo se utilizarán algunos conceptos ligados a la reconstrucción de los datos haremos una breve exposición de los mismos, en concreto de los "bumps" del BGO y de los "hits" asociados a trazas en la TEC. En el proceso de reconstrucción las primeras entidades en aparecer son los impactos, "hits", en los calorímetros y en las cámaras (tanto en la TEC como las de muones). En el caso del calorímetro electromagnético los "hits" se agrupan en conjuntos de cristales tocados adyacentes (fig. 2.11) denominados "bumps". Para hacer la suma de las energías de cada cristal y obtener así la energía asociada al "bump", se utilizan las constantes de calibración y los factores de cada cristal. La forma de una de estas agrupaciones permite distinguir entre una partícula electromagnética, γ o e, y un hadrón (fig. 2.11). Como puede observarse para fotones y electrones la mayor parte de la energía (típicamente en torno al 75%) se deposita en un solo cristal al contrario que para los hadrones. Los "hits" en la cámara de vértice se agrupan para formar trazas que corresponden al paso de partículas por esa zona del detector. El siguiente paso consiste en agrupar estos objetos (trazas, "bumps") para formar entidades superiores que permitan el análisis del suceso a través de variables globales y que ayuden a identificar los flujos de energía que se denominan "jets".

Parte importante del análisis en la física de altas energías, es el uso de sucesos generados mediante métodos Monte Carlo y para los que se simula el efecto del detector y se les reconstruye de igual manera que a los datos. Esta simulación se hace a través del programa estándar de L3 [41] en el que la parte de respuesta del detector al paso de las partículas está realizada por el programa GEANT 3.15 [42]. De la comparación de los datos con muestras de estos sucesos se extrae la información necesaria para obtener los resultados finales del análisis.

Capítulo 3

Selección de la muestra

El presente trabajo se basa en el estudio de la proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ utilizando el detector L3 en LEP. Para ello se ha seleccionado una muestra principal de sucesos con al menos dos fotones en el estado final, que nos permitirá estudiar las desviaciones respecto de las predicciones de QED. De ella extraeremos una submuestra de sucesos con 3 fotones identificados y realizaremos los estudios sobre desintegraciones raras del bosón Z.

En el presente capítulo se obtienen dichas muestras, se explican los criterios de selección, basados en las características distintivas de la señal frente a la contaminación, se dan las eficiencias de reconocimiento y se calculan los valores de las secciones eficaces medidas $\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$ y $\sigma_{\gamma\gamma\gamma}$, asumiendo la validez de QED.

3.1 Obtención de la muestra de $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$

En este apartado vamos a obtener los criterios de selección necesarios para extraer una muestra de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ de la totalidad de los producidos en las colisiones e^+e^- en LEP. Para lograrlo utilizaremos las propiedades de los sucesos señal frente a las de los sucesos identificados como contaminantes. El objetivo es lograr una significación estadística lo más alta posible. Posteriormente calcularemos la sección eficaz del proceso.

3.1.1 Propiedades de los sucesos y variables de selección

Dado que en el estado final los sucesos señal poseen sólo 2 ó 3 fotones las principales propiedades que los distinguen son

1. La energía del estado final es "electromagnética", entendiendose por esto que la energía que llevan estas partículas se deposita, prácticamente en su totalidad, en el BGO.

2. Ausencia de carga.

En principio los sucesos contaminantes serán aquellos que simulen estas dos características. De entre todos los procesos producidos en las colisiones e^+e^- sólo los sucesos bhabhas, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, producción de taus, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ y sucesos de interacción "beam-gas"

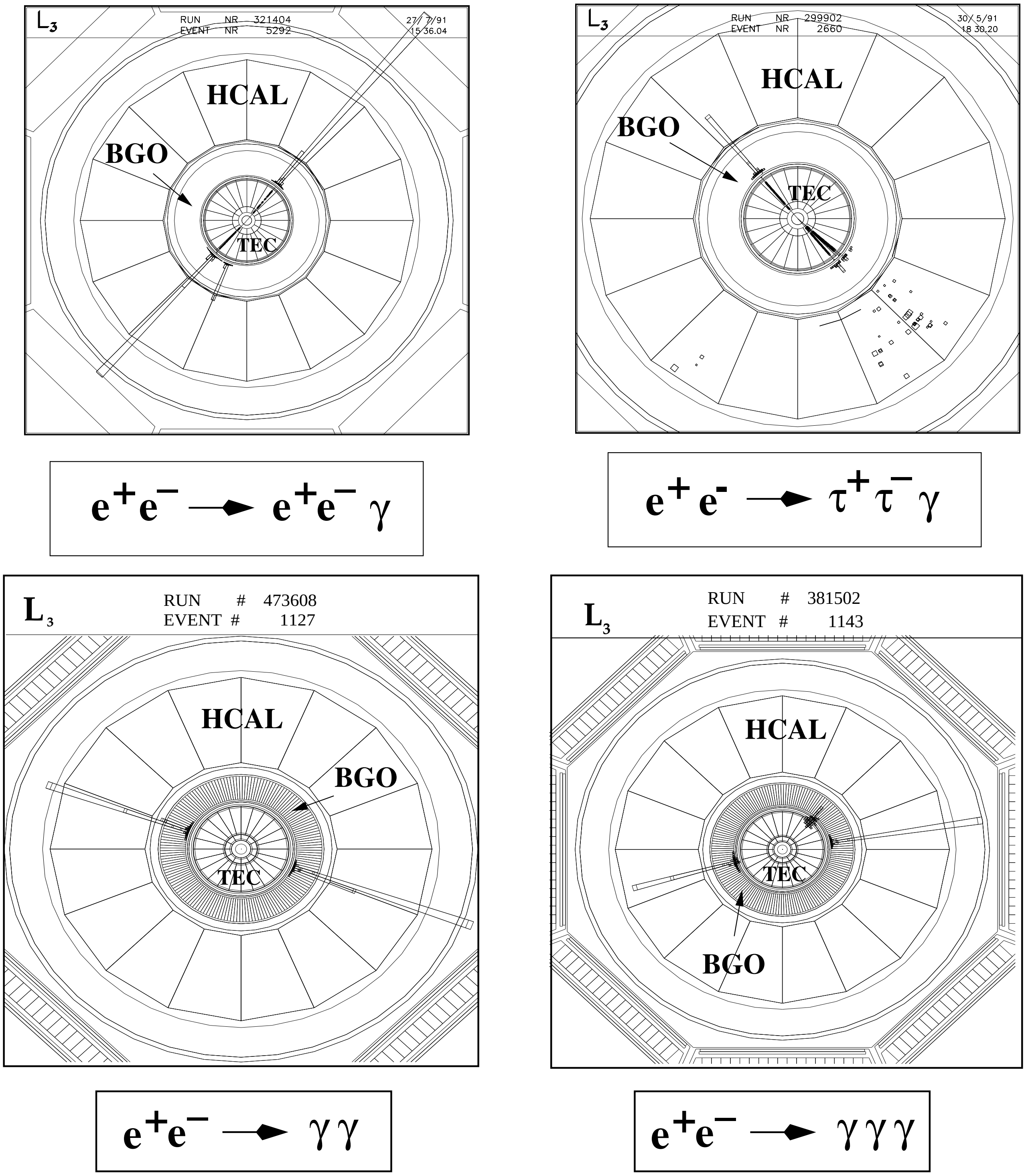


Figura 3.1: Secciones transversales de sucesos $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to \gamma\gamma$ y $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$.

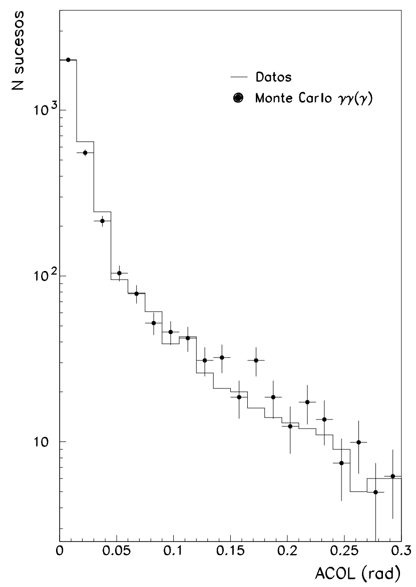


Figura 3.2: Distribución de la acolinealidad para los sucesos seleccionados.

o "beam-pipe" pueden llegar a ser confundidos con la señal (fig. 3.1). A continuación estudiaremos las dos propiedades señaladas y eligiremos las variables utilizadas en la selección de la muestra.

Características calorimétricas

En el detector L3 un suceso con sólo fotones en el estado final deja señal en el calorímetro electromagnético y el número de "bumps" producido está relacionado directamente con la multiplicidad del suceso (figura 3.1). Además debido a las características cinématicas de este proceso la disposición de los "bumps" más energéticos es muy colineal. Si definimos la acolinealidad como:

$$\mathrm{ACOL} = \pi - \Psi_{12} \quad , \quad \Psi_{12} \equiv \text{ángulo entre "bumps" más energéticos}$$

tendremos que la señal se distribuye según el histograma de la figura 3.2, en el cual se compara esta variable para los datos seleccionados y para el Monte Carlo QED de $\gamma\gamma(\gamma)$. Los sucesos contaminantes que no están producidos en interacciones e^+e^- presentan una fuerte acolinealidad (sucesos "beam-gas", "beam-pipe"). El acuerdo entre la señal seleccionada y el montecarlo es bueno.

Sólo una pequeña parte de los fotones dejará alguna energía en el calorímetro hadrónico, principalmente debido a que la partícula incide en los bordes del barril o de los "end caps" [1]. Además la energía recogida en el BGO será igual a la de centro de masas, salvo para

[1]Es posible que también se registre actividad en el HCAL debido al ruido producido en el propio

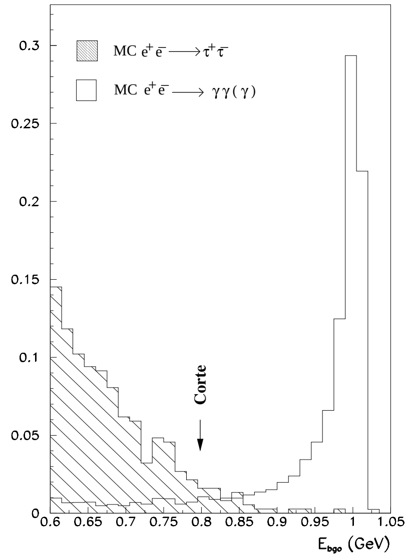


Figura 3.3: Energía depositada en el BGO en sucesos $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ y $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$.

aquellos sucesos en los que uno de los fotones se haya perdido por ineficiencia en la detección del BGO (fig. 3.3).

Aparte de las regiones que no cubre el subdetector existen zonas del mismo que no dan señal cuando les incide una partícula, son los llamados cristales "muertos". Para estudiar su situación exacta utilizaremos los propios datos. Necesitaremos una muestra de partículas que recubran de manera uniforme el detector, cuya rango de energías sea amplio y que además no falsee la distribución de cristales "muertos" debido a la correlación angular entre las partículas utilizadas. La muestra de sucesos hadrónicos recogidos en L3 es un candidato idóneo. Los mapas obtenidos mediante este método nos servirán para corregir las eficiencias finales de nuestro análisis.

La exigencia sobre el contenido energético del BGO y el número de "bumps" elimina prácticamente la contaminación procedente de sucesos $\tau^+\tau^-$, hadrónicos y sucesos que no provengan de interacciones electrón-positrón.

Así pues como variables calorimétricas elegiremos:

1. Energía depositada en el BGO frente a la energía centro de masas, $E_{\mathrm{BGO}}/\sqrt{s} \geq 0.8$

2. Número de "bumps" en el BGO, $N_{\mathrm{bumps}} \in [2, 8]$

En la figura 3.3 se puede ver una comparación entre la energía depositada en el BGO por sucesos señal y sucesos de producción de taus. El corte en la variable nos elimina prácticamente el total de la contaminación procedente de dicho proceso.

detector o a que algún fotón traspase el BGO llegando a las primeras capas del calorímetro hadrónico.

Carga del suceso

Para los sucesos $\gamma\gamma(\gamma)$ la carga total en el estado final es cero. Como consecuencia la cámara de expansión temporal (TEC) no debería recoger ninguna señal y un buen corte sería :

- Número de trazas reconstruidas igual a cero.

Sin embargo hay que tener en cuenta la presencia de ruido en la TEC que para estados finales sin carga nos simularán trazas y las ineficiencias de la TEC que para sucesos contaminantes con carga nos la eliminarán. Esto último es muy importante toda vez que los sucesos bhabha son, cuando los dos electrones están dentro del volumen fiducial, prácticamente indistinguibles si no nos fijamos en la carga. Las ineficiencias de la TEC pueden catalogarse como:

Ineficiencias temporales La TEC presenta periodos durante la toma de datos en los que está inactiva. Por lo tanto es necesario la localización de los mismos para eliminarlos. Esto nos corregirá la luminosidad recogida y nos ayudará en el rechazo de la contaminación, especialmente de bhabhas. Una forma de hacerlo es utilizar la información recogida en la base de datos cuando se tomaron los mismos. Sin embargo dado que no existe una fiabilidad total de esa información se debe usar una comprobación alternativa. Para ello se usarán los propios datos. Usando el resto del detector (calorimetría y cámaras de muones) se identifican sucesos $q\bar{q}$, en los que se sabe con seguridad que deben de existir trazas cargadas. Estos sucesos están repartidos uniformemente en el plano $R - \phi$ y son suficientemente numerosos como para dar confianza estadística adecuada. Una vez identificado se examinan las trazas y su posición en ϕ. En un periodo de tiempo de n-minutos un sector se declara "muerto" cuando el número de trazas recogido en él está por debajo de un umbral dado. Este umbral depende fundamentalmente de la luminosidad, es decir del número de sucesos esperados en el periodo examinado. Periodos de tiempo muy cortos sólo serán posibles con luminosidades altas.

Ineficiencias espaciales Para estudiar éstas definimos la variable ocupancia:

$$\text{Ocupancia} \equiv \mathcal{O} = \frac{\text{Número de “hits” recogidos}}{\text{Número de “hits” esperados}} \tag{3.1}$$

El número de "hits" recogidos lo obtenemos en la región asociada al "bump" mediante un cono de semiapertura 3^o y vértice el origen de L3. El número esperado es calculado asumiendo que la partícula toca todos los hilos que atraviesa en su camino. Esta definición pretende evitar la introducción de contaminación procedente de trazas mal reconstruidas. Mediante esta variable catalogaremos a los "hits" asociados al "bump" como buena/mala traza. En un detector ideal las partículas cargadas presentarían ocupancia igual a 1, mientras que para los fotones sería 0. Lo que esperamos sin embargo será algo diferente puesto que existen sectores de la TEC más ruidosos que otros y dentro de cada sector zonas donde es más fácil perder "hits" (zonas cercanas a cátodos y ánodos). El corte en la variable ocupancia debe de hacerse además en función del ángulo θ_{bump} puesto que la

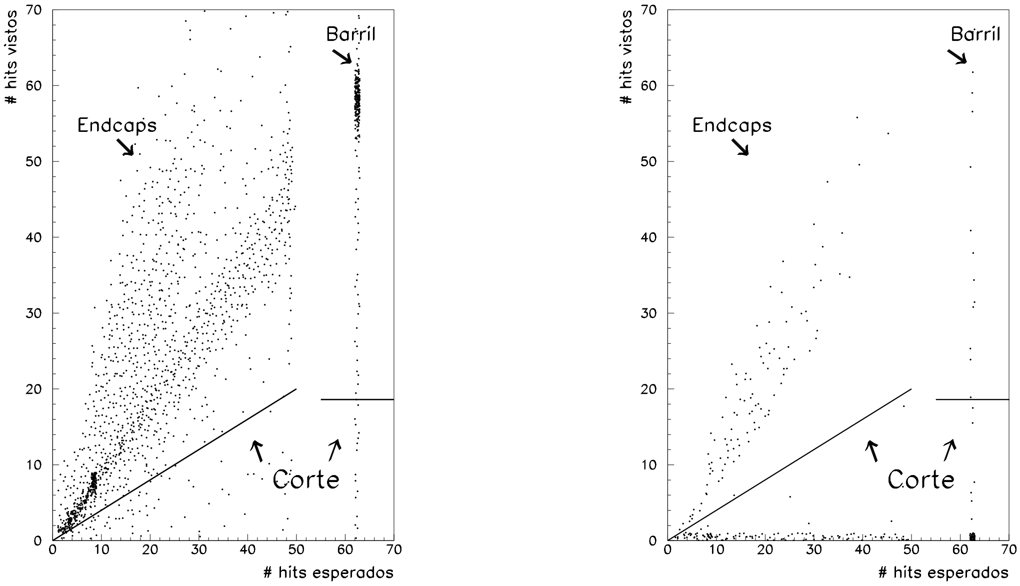
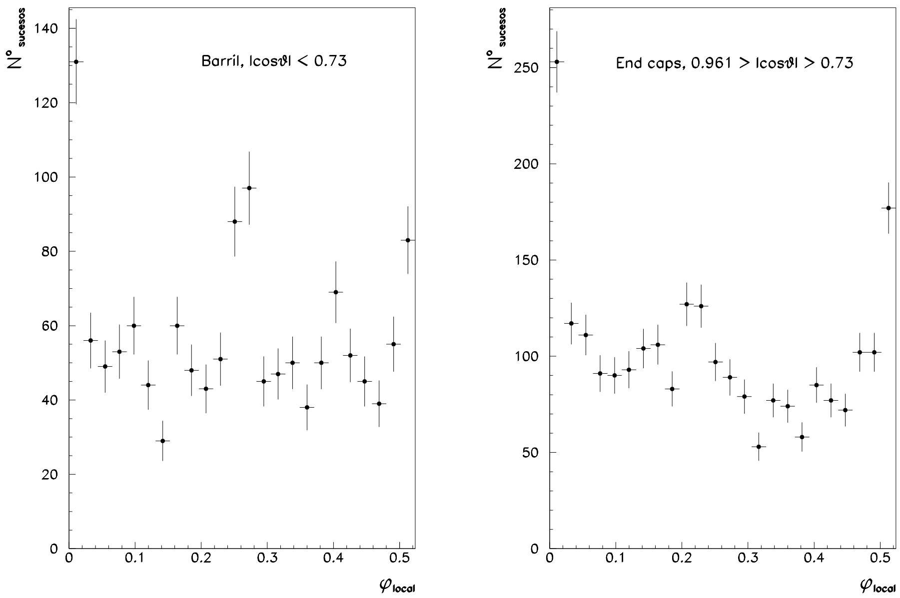


Figura 3.4: Número de "hits" observado frente al esperado, para sucesos bhabhas y $\gamma\gamma(\gamma)$.



(a) (b)

Figura 3.5: Número de sucesos bhabhas con ocupancia menor que 0.5 en función de su φ local ($\varphi_{local} \equiv \varphi(\text{mod } \pi/6)$) , vistos en la zona del: a) barril ; b) "end cap"

TEC no presenta el mismo número de hilos en todo el ángulo polar. En las zonas con un número menor la probabilidad de pérdida o ganancia de un "hit" aumenta. En la figura 3.4 se puede observar la zona de corte en la variable y la capacidad de discriminación de la misma. Por lo tanto el corte a realizar será:

- Corte general, $N^o_{\mathrm{trazas}} = 0$
- Barril, $|\cos\theta| \leq 0.7$, $\mathcal{O}_{\mathrm{corte}} \geq 0.3$
- "End caps", $|\cos\theta| \in [0.8, 0.96]$, $\mathcal{O}_{\mathrm{corte}} \geq 0.4$

Para evitar las zonas donde es más fácil que una partícula cargada deje menos "hits" a su paso se impone un alejamiento de los cátodos en cada sector de la TEC:

- Distancia en ϕ a las zonas catódicas/anódicas, $\Delta_\phi \geq 0.025$ rad.

Para estudiar este efecto se ha utilizado la muestra de datos, seleccionando sucesos "golden bhabhas", es decir bhabhas en los que no se ha producido emisión de radiación. Como aproximación a la ϕ de la partícula tomamos la posición en $R - \phi$ del "bump" asociado y dado que estamos tratando con partículas energéticas esta aproximación es bastante buena. La distribución del número de estos sucesos en los que uno de los electrones ha dejado menos del 50% de los "hits" esperado en función del ángulo azimutal local se muestra en la figura 3.5. Como se comprueba existe un exceso en las zonas cercanas a los planos de cátodos tanto en el barril como en los "end caps".

3.1.2 Resultados de la selección y cálculo de la sección eficaz

En este apartado daremos los resultados al aplicar los cortes anteriormente expuestos para la obtención de la muestra de sucesos $\gamma\gamma(\gamma)$. Con el objetivo de calcular la sección eficaz del proceso, estimamos la cantidad de contaminación esperada, y la eficiencia del análisis.

	1991		1992		1993		1994		Total	
$\sqrt{s}$	$\mathcal{L}_{rec.}$	$\mathcal{L}_{corr.}$	$\mathcal{L}_{rec.}$	$\mathcal{L}_{corr.}$	$\mathcal{L}_{rec.}$	$\mathcal{L}_{corr.}$	$\mathcal{L}_{rec.}$	$\mathcal{L}_{corr.}$	$\mathcal{L}_{rec.}$	$\mathcal{L}_{corr.}$
88.4	0.78	0.49							0.78	0.49
89.4	0.86	0.71			8.60	8.33			9.46	9.04
90.2	0.79	0.67							0.79	0.67
91.2	8.58	7.46	21.80	20.90	15.51	15.46	49.57	47.94	95.46	91.76
92.0	0.73	0.67							0.73	0.67
93.0	0.76	0.68			8.84	8.78			9.60	9.46
93.7	0.82	0.67							0.82	0.67
Total	13.32	11.35	21.80	20.90	32.95	32.57	49.57	47.94	117.64	112.76

Tabla 3.1: Luminosidad recogida y corregida por año y punto de energía en L3.

Luminosidad recogida y corregida

La muestra de datos con que se cuenta ha sido recogida en L3 durante los años 91 a 94. Como se dijo anteriormente la ineficiencia temporal de la TEC influye en la luminosidad recogida. En la tabla 3.1 se da la luminosidad total y la luminosidad corregida, mediante la eliminación de los periodos inactivos, para los distintos puntos de energía y años.

Resultados de la selección

Utilizando las variables de selección anteriormente expuestas y los cortes en las mismas se obtiene la muestra de sucesos $\gamma\gamma(\gamma)$. Estos resultados se muestran en la tabla 3.2.

Año	91	92	93	94	Total
$N_{suc.}$	395	703	925	1431	3454

Tabla 3.2: Número de sucesos por año en la selección de 2 fotones.

Estimación de la contaminación

Tras realizar los cortes de selección, la contaminación se reduce esencialmente a sucesos bhabhas. Los que consiguen pasar son los que no cumplen el criterio establecido para identificar "buenas" trazas. Así pues, una estimación de las veces que nos confundimos al denominar a la traza asociada al bhabha como "mala" nos dará un medio para calcular el

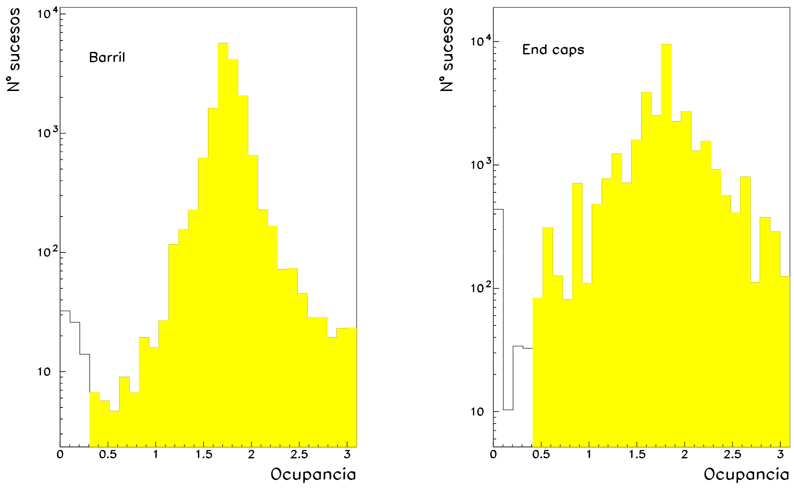


Figura 3.6: Distribución de la variable ocupancia para electrones en el barril y los "end caps". La zona sombreada corresponde al criterio de "mala" traza.

número de sucesos contaminantes que se espera. Para ello utilizaremos los datos seleccionando una muestra de sucesos bhabha que no han radiado ("golden bhabhas") utilizando los cortes:

- $E_{\text{bgo}} \geq 0.8$
- $N_{\text{bumps}} = 2$
- Acol $\leq 10^o$

Identificamos uno de los electrones exigiendo una ocupancia alta, $\mathcal{O} \geq 0.7$. La distribución de ocupancia del otro electrón nos permitira calcular la probabilidad de confusión del electrón con un fotón (fig. 3.6) como el cociente

$$P_{e\to\gamma} = \frac{N_{\text{sucesos}}(\mathcal{O} > \mathcal{O}_{\text{corte}})}{N_{\text{sucesos}}}$$

donde $\mathcal{O}_{\text{corte}}$ es el criterio establecido anteriormente para decidir la calidad de la traza. La probabilidad de perder un suceso será el producto de la probabilidad para cada electrón, $P_{ee\to\gamma\gamma} = (P_{e\to\gamma})^2$. El resultado se muestra en la tabla 3.3.

Año	$P_{e^+e^-\to\gamma\gamma}$
91	$(1.88\pm0.30)\cdot 10^{-4}$
92	$(0.42\pm0.07)\cdot 10^{-4}$
93	$(0.16\pm0.02)\cdot 10^{-4}$
94	$(0.24\pm0.03)\cdot 10^{-4}$
Promedio	$(0.2\pm0.02)\cdot 10^{-4}$

Tabla 3.3: Probabilidad de confusión de un suceso e^+e^- con uno $\gamma\gamma$.

De todos los sucesos bhabhas contribuirán a la contaminación principalmente dos tipos:

- "Golden bhabhas", $e^+e^- \to e^+e^-$, en los que ambos electrones se confunden con fotones. En este caso la probabilidad será el producto.
- Bhabhas radiativos, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, en los que uno de los electrones no se detecta por caer fuera de la región examinada o fuera del detector. Para estos la probabilidad es la de confusión de un electrón con un fotón.

Conociendo la luminosidad para cada año y la sección eficaz de producción de bhabhas podemos calcular el número de sucesos que esperamos tener por causa de la confusión. La sección eficaz para el primer tipo de sucesos bhabha la hemos calculado utilizando el programa de generación Monte Carlo BHAGENE [43]. Para el segundo tipo de bhabhas se ha utilizado un programa de generación especial en el cálculo de la sección eficaz. Este Monte Carlo está descrito en [44]. En la tabla 3.4 se dan los resultados finales en el cálculo de la contaminación.

Año	91	92	93	94	Total
$N_{suc.}$	6.7	3.5	2.1	5.0	17.3

Tabla 3.4: Número de sucesos contaminantes esperado por año.

Estimación de la pérdida de sucesos debida conversiones efectivas

Cuando un fotón atraviesa las partes materiales del detector que hay entre el punto de interacción y el BGO, es posible que produzca una conversión a un par e^+e^-. Dado que estamos rechazando todos los sucesos con *buenas* trazas, es necesario examinar si el Monte Carlo que usaremos para calcular la eficiencia tiene bien descrito este fenómeno. Junto al fenómeno de la conversión existe el ruido de la TEC que aumenta el número de hits recogidos y asociados al bump. En nuestro caso no hemos distinguido ambos fenómenos de manera que hemos estimado la corrección para ambos juntos. Por lo tanto es una conversión efectiva la que estamos estudiando.

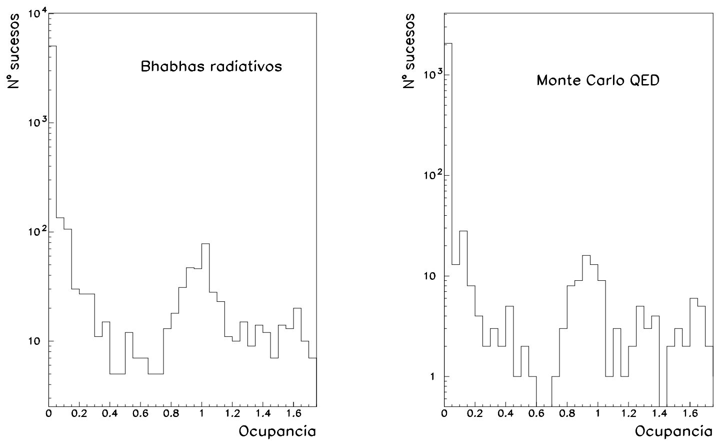


Figura 3.7: Distribución de la ocupancia para fotones en bhabhas radiativos y en el Monte Carlo de $\gamma\gamma(\gamma)$

Para ello utilizaremos una muestra de bhabhas radiativos, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, extraída de los datos mediante los siguientes criterios de selección:

- $E_{\rm bgo} \geq 0.8\sqrt{s}$ y $E_{\rm bump} \geq 2$ GeV
- $N_{\rm bumps} \in [3, 8]$
- Acol $\geq 15^o$
- Aislamiento del 3^{er} "bump". Se requiere que su distancia angular a los otros dos "bumps" sea mayor que 15^o.

Año	91	92	93	94
$P_{\gamma\to e^+e^-}$	0.076	0.081	0.098	0.106
$\Delta(P_{\gamma\to e^+e^-})$	0.013	0.009	0.009	0.007

Tabla 3.5: Probabilidad de conversión en datos.

En esta muestra podemos identificar ambos electrones con una eficiencia alta y examinar el tercer "bump" (que podemos pensar con gran fiabilidad que es el fotón). Mirando a la variable de ocupancia para ese "bump" podemos calcular la probabilidad de conversión en los datos (fig. 3.7). Los que presenten una ocupancía mayor que la que nos permite discriminar la calidad de la traza se considerara una conversión. Los resultados se dan en la tabla 3.5.

Para comparar con el Monte Carlo examinamos una muestra que posea los mismos cortes geométricos que los impuestos para la selección de los bhabhas radiativos en los datos (fig. 3.7). Los resultados obtenidos se dan en la tabla 3.6.

Año	91	92	93	94
$P_{\gamma\to e^+e^-}$	0.049	0.049	0.046	0.055
$\Delta(P_{\gamma\to e^+e^-})$	0.003	0.003	0.003	0.003

Tabla 3.6: Probabilidad de conversión en Monte Carlo de fotones.

La discrepancia entre lo que encontramos en los datos y lo que el Monte Carlo predice afectará nuestro cálculo de eficiencias. Es necesario introducir una corrección que puede especificarse como un factor que multiplicará a la eficiencia total, $F_{\rm conv}$. Este factor se puede calcular utilizando la siguiente fórmula:

$$f_\gamma = \frac{1 - P_{datos}}{1 - P_{mc}}$$

donde las P_{datos} y P_{mc} son las probabilidades de perder un suceso de dos fotones por causa de conversión efectiva[2] .Los resultados que se obtienen se dan en la tabla 3.7.

Año	91	92	93	94
$P_{conv.}$	0.944	0.934	0.894	0.895
$\Delta P_{conv.}$	0.029	0.021	0.021	0.017

Tabla 3.7: Factor de corrección por "gamma conversion" a la eficiencia.

[2]Calculandose como $P = 2P_{\gamma\to e^+e^-} P_{\gamma\to\gamma} + P^2_{\gamma\to e^+e^-}$, donde $P_{\gamma\to\gamma}$ es la probabilidad de que el fotón no sufra conversión.

Año	91	92	93	94
ϵ	0.650	0.644	0.590	0.577
$\Delta(\epsilon)$	0.026	0.019	0.017	0.015

Tabla 3.8: Eficiencias del análisis para los distintos años.

Eficiencia de la selección y cálculo de la sección eficaz

Para el estudio de la eficiencia del análisis se ha contado con una muestra de 5000 sucesos generados mediante el método Monte Carlo para cada año. Definimos la eficiencia del análisis como el cociente

$$\epsilon = \frac{N_{aceptados}}{N_{generados}}$$

y tanto los sucesos generados como reconstruidos se cuentan en la región angular examinada. Así mismo hemos calculado la eficiencia del "trigger" usado en los sucesos $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$. Para ello hemos utilizado sucesos $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ con al menos una traza detectada, de manera que hayan disparado el "trigger" basado en las trazas cargadas de la TEC además del calorimétrico. La comparación entre ellos nos permite estimar que esta eficiencia es mayor que el 99.9%. Las eficiencias finales, despues de introducir las correcciones por conversiones efectivas y la eficiencia del "trigger", se dan en la tabla 3.8 .

La sección eficaz para un proceso dado se calcula mediante la fórmula

$$\sigma = \frac{N_{sucesos} - N_{contaminacion}}{\epsilon \mathcal{L}} \tag{3.2}$$

La sección eficaz ha sido calculada en los puntos de energía donde se cuenta con estadística suficiente. Para cada uno de esos puntos la contaminación, el número de sucesos recogido y el valor de la sección eficaz calculada se muestran en la tabla 3.9. Su comparación con el resultado predicho por QED se puede observar en la figura 3.8.

$\sqrt{s}$ (GeV)	88.4	89.4	90.2	91.2	91.9	93.0	93.7
$N_{suc.}$ señal	14	241	27	2853	26	265	21
$N_{suc.}$ contaminación	0.25	0.9	0.41	14.5	0.35	0.6	0.23
$\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$ (pb)	43.1	44.2	61.0	51.5	58.9	47.0	47.6
$\Delta(\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)})$ (pb)	11.9	3.1	12.2	1.3	11.9	3.2	10.7

Tabla 3.9: Número de sucesos, contaminación y luminosidad en los distintos puntos de energía.

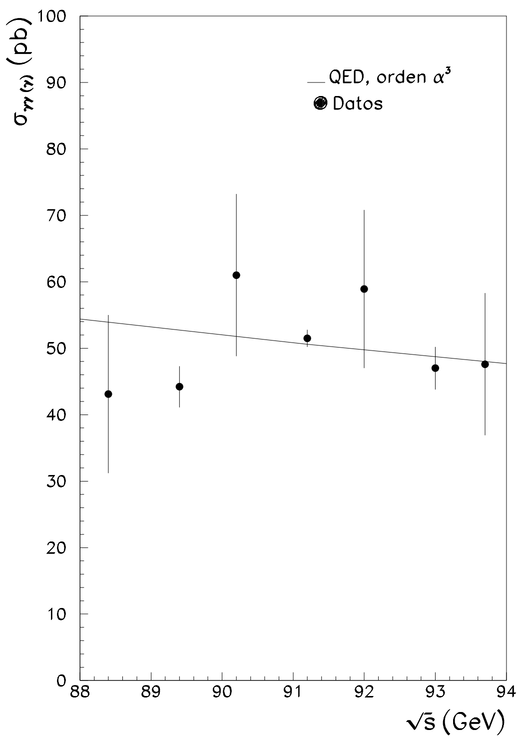


Figura 3.8: Sección eficaz total obtenida y comparación con la previsión de QED.

3.2 Selección y análisis de la muestra de tres fotones

En este apartado vamos a realizar la selección de la submuestra en la que los tres fotones hayan sido detectados a partir de la muestra anteriormente seleccionada. Después calcularemos las eficiencias de selección y la sección eficaz del proceso.

3.2.1 Variables de selección

Junto a las variables citadas en el apartado anterior tenemos que incluir aquellas que nos permitan identificar la existencia del tercer fotón. Usaremos la energía del tercer "bump" más energético para ello. La distribución de energías de éste se puede ver en la figura 3.9. Para discriminar los "bumps" producidos por una partícula de los creados por el ruido en el detector, en su mayor parte de baja energía, pediremos:

- $E_{3^{er}bump} \geq 3$ GeV.
- Angulo entre "bumps", $\Psi_{ij} \geq 20^o$.

El segundo corte intenta evitar la producción artificial de "bumps" debidos a la mala reconstrucción de los mismos, ya que en algunos casos una partícula aislada puede producir

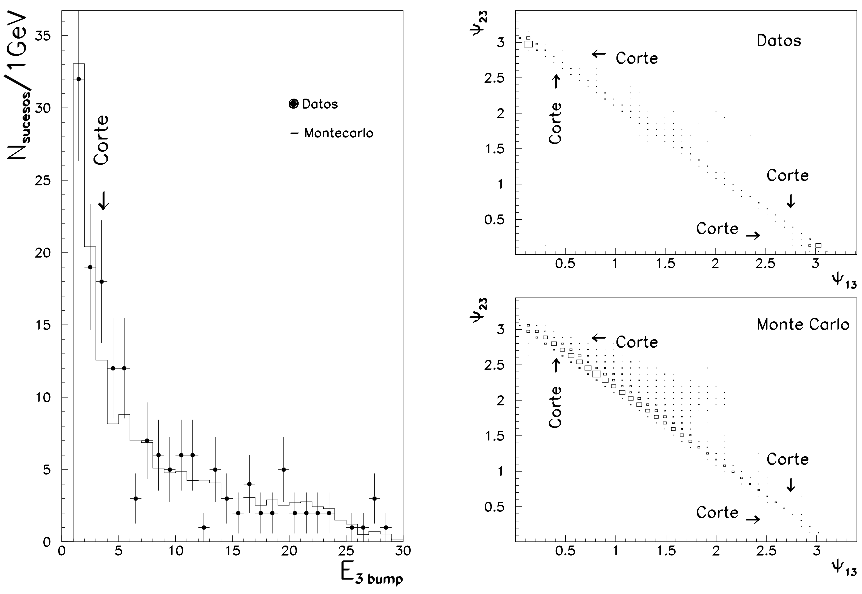


Figura 3.9: Energía del tercer bump y aislamiento del mismo.

dos o más, con energías apreciables (fig. 3.9). El corte en la energía del tercer "bump" junto a los anteriores elimina la mayor parte de la contaminación procedente de bhabhas radiativos.

3.2.2 Resultados de la selección y cálculo de la sección eficaz

Tras aplicar los criterios de selección anteriores se obtienen los resultados que aparecen en la tabla 3.10. Solo se han utilizado los datos recogidos en los puntos de energía con mayor luminosidad acumulada en el periodo de toma de datos ($\sqrt{s}$ =89.4, 91.2, 93.0).

Año	91	92	93	94
$N_{suc.}$	11	19	29	31

Tabla 3.10: Resultados de la selección para la muestra de 3 fotones.

Para el estudio de la eficiencia de selección se ha contado con muestras de 5000 sucesos generados mediante métodos Monte Carlo para cada uno de los años. En este caso también debemos corregir la eficiencia por causa de las conversiones de fotones en el detector. De los valores para la probabilidad de conversión de un fotón es fácil calcular los factores de conversión para los sucesos[3]. Los valores de los factores de corrección de las eficiencias y

[3] En este caso, al tener tres fotones, la probabilidad de perder un suceso es $P = 3P_{\gamma\to e^+e^-}P^2_{\gamma\to\gamma} + 3P^2_{\gamma\to e^+e^-}P_{\gamma\to\gamma} + P^3_{\gamma\to e^+e^-}$

de las mismas tras aplicarles dichos factores se dan en la tabla 3.11.

Año	91	92	93	94
F_{conv}	0.917	0.902	0.845	0.847
$\Delta(P_{conv})$	0.047	0.033	0.032	0.027
ϵ	0.444	0.430	0.382	0.401
$\Delta(\epsilon)$	0.032	0.028	0.025	0.023

Tabla 3.11: Factores de corrección de las eficiencias y eficiencias del análisis de 3 fotones.

Para el cálculo de la sección eficaz se utiliza la ecuación (2.5). Los resultados junto a los sucesos seleccionados en cada punto de energía y la contaminación se muestran en la tabla 3.12. La comparación con la predicción de QED se tiene en la figura 3.10.

$\sqrt{s}$ (GeV)	89.4	91.2	93.0
$N_{suc.}$ señal	9	66	11
$N_{suc.}$ contaminación	0.02	0.3	0.01
$\sigma_{\gamma\gamma\gamma}$ (pb)	2.55	1.73	2.82
$\Delta(\sigma_{\gamma\gamma\gamma})$ (pb)	0.87	0.22	0.89

Tabla 3.12: Número de sucesos, contaminación y sección eficaz para los puntos de energía considerados.

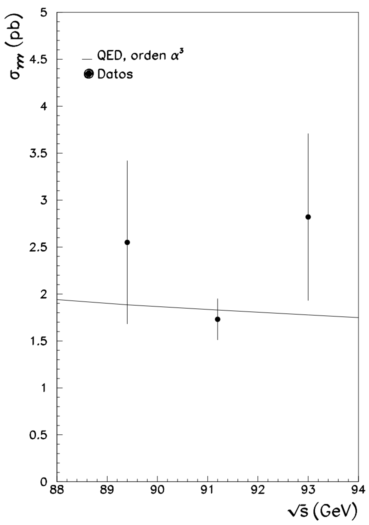


Figura 3.10: Sección eficaz total obtenida y comparación con la previsión de QED.

Capítulo 4

Resultados experimentales

En este capítulo estableceremos los valores de los límites para los parámetros que reflejan las desviaciones de los comportamientos estándar descritos en el capítulo 1. Primero lo haremos usando las secciones eficaces diferenciales obtenidas con los lagrangianos efectivos añadidos a QED, tanto para términos de contacto como para el electrón excitado. En segundo lugar para las desintegraciones del bosón Z en estados finales multifotónicos: bien estados con un mesón pseudoescalar, que se desintegre en fotones, y un fotón, o bien estados con tres fotones (vía monopolo magnético virtual o causado por el carácter compuesto del bosón Z). En cada caso se describirán los métodos empleados para obtener dichas cotas.

4.1 Desviaciones respecto de QED

Los estudios sobre las desviaciones de QED han sido realizadas utilizando datos a energías de centro de masas cercanas a la masa del Z y datos tomados en el periodo Junio-Agosto de 1996 a energías de 161.4 GeV en centro de masas. Los resultados de esta última toma de datos mejoran notablemente los límites obtenidos con los primeros y han sido combinados con ellos para obtener mejores valores.

Para realizar el cálculo de estas desviaciones podemos emplear tanto la sección eficaz total como la diferencial. En nuestro caso hemos utilizado esta última ya que permite mejores resultados en la determinación de los límites deseados.

La comparación entre las distribuciones experimentales y teóricas precisa del conocimiento del efecto del detector en nuestros datos. Para conseguirlo se ha estudiado los cambios introducidos por el mismo en la distribución teórica de la variable, en este caso $\cos\theta$, utilizando una muestra de sucesos $\gamma\gamma(\gamma)$ simulados y reconstruidos en nuestro detector. Una parametrización de estos efectos se utiliza para corregir los datos tras lo cual se puede proceder a la comparación con las secciones eficaces diferenciales teóricas presentadas en el capítulo 1. Para extraer los valores de los límites se han definido dos estimadores: máxima verosimilitud para datos sin agrupar y Q^2 en el caso de datos distribuidos en canales.

4.1.1 Definición de los estimadores

Vamos a definir las funciones que hemos utilizado en nuestra estimación de los parámetros para las desviaciones de QED:

$\boxed{\textbf{Máxima verosimilitud}}$ Ha sido utilizado para datos sin agrupar y se define como:

$$\mathcal{L}(\Lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(N^{\text{corr.}}_{\text{datos}} - N_{\text{teoría}}(\Lambda))^2}{2\sigma^2}} \prod_{i=1}^{N} \rho(\theta_i, \Lambda) \tag{4.1}$$

donde el productorio es sobre el total de los sucesos identificados. Se define:

- $N^{\text{corr}}_{\text{datos}}$. Número de datos recogidos y corregidos por los efectos de la eficiencia y la aceptancia del detector.
- $N_{\text{teoría}}$. Número de sucesos que predice la teoría para la luminosidad recogida.
- σ. Error estadístico en el número de datos corregidos.
- $\rho(\theta_i, \Lambda)$. Función densidad de probabilidad. Esta función ha sido calculada a partir de las secciones eficaces diferenciales del capítulo 1.

$\boxed{\mathbf{Q^2}}$ Ha sido utilizado para los datos agrupados en canales y se define como:

$$Q^2(\Lambda) = \sum_{i=1}^{N} \frac{(N^{\text{corr.}}_{i,\text{datos}} - N_{i,\text{teoría}}(\Lambda))^2}{\sigma_i^2} \tag{4.2}$$

donde el sumatorio es sobre todos los canales útiles del histograma de la variable en cuestión. Un canal se tiene en cuenta cuando el número de entradas es suficientemente grande para que la distribución de Poisson pueda ser sustituida por una gaussiana. Además de esta manera, el estimador definido se comporta como una distribución χ^2.

- $N_{i,\text{datos}}$. Número de sucesos recogidos en el canal i. Este número está corregido por las eficiencias y aceptancias del detector.
- $N_{i,\text{teoría}}(\Lambda)$. Número de sucesos previstos por la teoría en el canal i para la luminosidad recogida.
- σ_i. El error estadístico en el número de sucesos corregidos en el canal i y calculado como:

$$\sigma(N^{\text{corr.}}_{i,\text{dat}}) = N^{\text{corr.}}_{i,\text{dat}} \sqrt{\frac{1}{N_{i,\text{dat}}} + \epsilon_i(1-\epsilon_i)\frac{1}{N_{i,\text{gen}}}} \tag{4.3}$$

siendo $N_{i,\text{gen}}$ el número de sucesos generados para el canal i y ϵ_i la eficiencia para ese canal.

Hemos realizado el ajuste para los puntos de energía con mayor luminosidad y para calcular la cota final en el parámetro se ha combinado el valor de cada uno de los estimadores en ellos.

4.1.2 Cálculo de las cotas

Para el cálculo de las cotas vamos a seguir el método expuesto en [45]. Primero estimamos el valor del parámetro para el cual el estadístico utilizado (máxima verosimitud o Q^2) presenta su valor extremo (máximo o mínimo dependiendo de la definición que se haya hecho). En vez de utilizar directamente los parámetros de las desviaciones, bien Λ o m_{e^*}, usaremos unos nuevos definidos como

$$\alpha = 1/\Lambda^n$$

siendo n la potencia necesaria para conseguir que la sección eficaz diferencial sea lineal en este nuevo parámetro. En ese caso el comportamiento de los estadísticos definidos, $\mathcal{L}$ o Q^2, es aproximadamene parábolico en un entorno del valor estimado del parámetro. Podemos, usando el teorema central del límite, aproximar nuestra distribución a una gaussiana definida como:

$$f(\alpha;\bar{\alpha},\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\alpha-\bar{\alpha})^2}{2\sigma^2}} \tag{4.4}$$

donde la media $\bar{\alpha}$ es el valor estimado del parámetro y la anchura σ es obtenida del estadístico en cuestión mediante las ecuaciones

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\alpha) &= \ln \mathcal{L}(\alpha)_{max} - \frac{s^2}{2} & (4.5) \\ Q^2(\alpha) &= Q^2(\alpha)_{min} + s^2 & (4.6) \end{aligned}$$

Aparte de las ventajas ofrecidas por la gaussiana como función de distribución de nuestro parámetro estimado, el cálculo ahora se hace más accesible puesto que este valor aparece cerca de cero.

Si el valor central de la gaussiana es compatible con cero podemos establecer límites a los valores de los parámetros al asumir que no existe una desviación signficativa del comportamiento estándar (QED es correcta). Dado que parte de la gaussiana cae fuera del rango físico del parámetro (valores negativos), la renormalizamos mediante el área que cae en la zona física:

$$g(\alpha;\bar{\alpha},\sigma) = \frac{f(\alpha;\bar{\alpha},\sigma)}{\int_0^\infty f(\alpha;\bar{\alpha},\sigma)dx}$$

El límite con nivel de confianza ϵ se establece a partir de

$$1 - \epsilon = \int_0^{\bar{\alpha}_{lim}} g(\alpha;\bar{\alpha},\sigma)dx \tag{4.7}$$

De estos valores límites se obtienen los parámetros requeridos deshaciendo el cambio de variable realizado al principio. Dadas las relaciones formales que existen entre las expresiones de las secciones eficaces diferenciales, como ha sido señalado en el capítulo 1, los ajustes realizados han sido llevados a cabo sólo sobre algunos de los parámetros extrayendo el valor correspondiente al resto a partir de las mismas. A continuación se especifican los resultados.

1. Factores de forma y términos de contacto

- Primero calcularemos las cotas para los parámetros correspondientes al factor de forma modificado ("cut-off") y a los lagrangianos efectivos con términos de contacto, denotados por $\mathcal{L}_1$ (para los casos L, R, L+R) y $\mathcal{L}_2$. Para extraer todos los valores partiremos del parámetro introducido en la sección eficaz diferencial de la ecuación (1.9) y el resto los calcularemos utilizando las relaciones entre ellos allí expuestas. Como se explicó anteriormente se ha utilizado una linealización de la misma realizando la asignación $\alpha = 1/\Lambda^4$.

  * Valor estimado del parámetro:

  $$\alpha_{\Lambda,\mathrm{estimado}} = (-0.12\pm^{0.32}_{0.34}) \cdot 10^{-11}\ \mathrm{GeV}^{-4}$$

  Límite obtenido al 95% de nivel de confianza:

  $$\Lambda > 651\ \mathrm{GeV}$$

  Ahora utilizando las relaciones anteriormente comentadas se pueden extraer los siguienes límites, todos ellos al 95 % de nivel de confianza:

  $$\Lambda_+ > 160\ \mathrm{GeV}$$

  $$\Lambda_- > 150\ \mathrm{GeV}$$

  $$\Lambda_{L(R)} > 135\ \mathrm{GeV}$$

- Para el lagrangiano $\mathcal{L}_3$, asociado a términos de contacto, se ha utilizado la relación $\alpha_6 = 1/\Lambda_6^6$. Con ello se obtiene:

  * Valor estimado del parámetro:

  $$\alpha_{\Lambda_6,\mathrm{estimado}} = (-0.75\pm^{3.34}_{3.33}) \cdot 10^{-16}\mathrm{GeV}^{-6}$$

  Límite obtenido al 95% de nivel de confianza:

  $$\Lambda_6 > 344\ \mathrm{GeV}$$

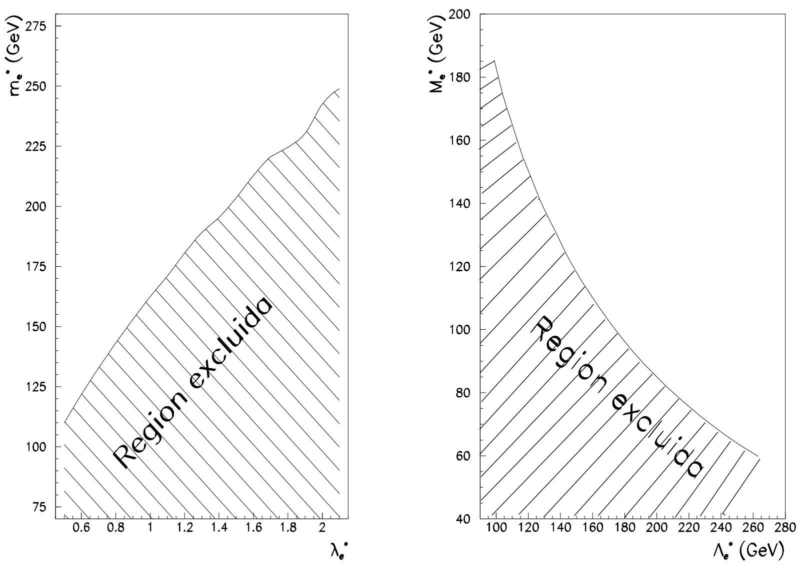
- Para el parámetro Λ_{L-R}, obtenido del lagrangiano $\mathcal{L}_1$ cuando se ha impuesto la restricción $\eta_R = \pm 1$, $\eta_L = \mp 1$, hemos utilizado la identificación $\alpha_{L-R} = 1/\Lambda^8_{L-R}$. Los resultados son:

  * Valor estimado del parámetro:

  $$\alpha_{\Lambda_{L-R},\mathrm{estimado}} = (-0.04\pm 1.51) \cdot 10^{-16}\ \mathrm{GeV}^{-8}$$

  \- Límite obtenido al 95% de nivel de confianza:

  $$\Lambda_{L-R} > 87\ \mathrm{GeV}$$



(a) **(b)**

Figura 4.1: Región excluida al 95% de nivel de confianza para el caso del electrón excitado utilizando: a) Lagrangiano de Low; b) Lagrangiano con fermiones dextrógiros o levógiros.

2. Electrón excitado

- Utilizamos ahora la sección eficaz dada por la ecuación (1.13) deducida del lagrangiano de Low donde hemos impuesto $\lambda = 1$. De esta manera llegamos a

  * Valor estimado del parámetro:

$$\alpha_{m_{e^*},\text{estimado}} = (-0.27 \pm 0.88) \cdot 10^{-9} \text{ GeV}^{-4}$$

  Límite obtenido al 95% de nivel de confianza:

$$m_{e^*} > 159 \text{ GeV}$$

  Igualmente se puede dejar libre este parámetro y obtener un área de exclusión en el plano (λ, M_{e^*}). Los resultados se muestran en la figura 4.1.

- Para el caso de la ecuación (1.15), asociada al lagrangiano efectivo generalización del de Low, hemos calculado las cotas en el plano (Λ_{e^*}, M_{e^*}) asumiendo que el parámetro λ toma el valor 1. Los resultados pueden verse en la figura 4.1. Cuando se impone $\Lambda_{e^*} = M_{e^*}$ obtenemos:

  * Valor estimado del parámetro:

$$\alpha_{M_{e^*},\text{estimado}} = (-0.09^{+0.24}_{-0.22}) \cdot 10^{-8} \text{ GeV}^{-4}$$

Límite obtenido al 95% de nivel de confianza:

$$M_{e^*} > 128 \text{ GeV}$$

4.1.3 Estudio a 161 GeV

Durante el periodo Julio-Agosto 1996 se han tomado datos a la energía de centro de masas de 161.3 GeV y la luminosidad recogida por L3 ha sido de 10.71 pb^{-1}. La configuración del detector para este periodo ha sido, en lo que atañe a este análisis[1] , identica a la descrita en el capítulo 2. El análisis ha sido efectuado utilizando los mismos cortes descritos en el capítulo 3. Se han realizado así mismo, un estudio de los malos periodos de funcionamiento de la TEC así como de las zonas del calorímetro electromagnético declaradas como "muertas". El número de sucesos contaminantes ha sido estimado mediante el cálculo descrito en el capítulo 3, resultando ser de 0.8 sucesos. Igualmente se ha calculado el factor de corrección de la eficiencia debido a conversiones efectivas, como se ha descrito en el capítulo 3, resultando ser este de 0.86 ± 0.08. En la tabla 4.1 se dan el número de sucesos recogido y la sección eficaz calculada con los mismos.

$\sqrt{s}$=161.3	
$\mathrm{N}_{\text{sucesos señal}}$	110
$\mathrm{N}_{\text{sucesos contaminación}}$	0.8
$\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$	16.8
$\Delta(\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)})$	2.5

Tabla 4.1: Resultados de la selección a 161.3 GeV.

Una comparación de esta sección eficaz con la que predice QED, en función de la energía de centro de masas se puede ver en la figura 4.2. Se puede comprobar el buen acuerdo existente con la teoría. Utilizando esta muestra de sucesos se pueden realizar el mismo tipo de estudios sobre las cotas a los parámetros de QED que en el apartado anterior. Las definiciones utilizadas han sido las mismas y los resultados son:

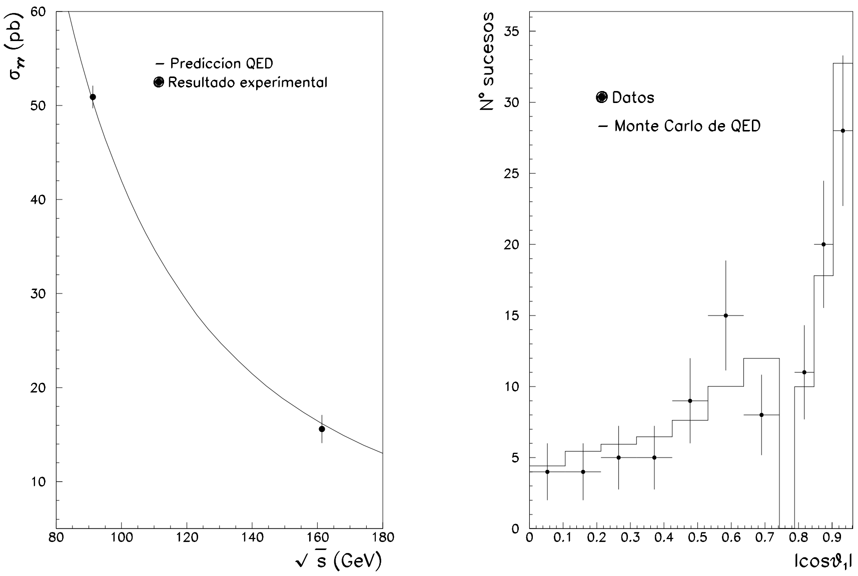
1. Factores de forma y términos de contacto

- Utilizaremos la identificación $\alpha = 1/\Lambda^4$ para realizar las estimaciones de los parámetros. En este caso obtenemos:

  * Valor estimado del parámetro:

$$\alpha_{\Lambda,\text{estimado}} = (-0.03^{+0.18}_{-0.16}) \cdot 10^{-11} \text{ GeV}^{-4}$$

[1] Ha sido instalado, en la zona vacía existente entre el barril y los "end caps" del BGO, un nuevo calorímetro de fibras centelleadoras de plomo ("spaghetti-calorimeter") [46]. Su principal objetivo es mejorar la hermeticidad del detector L3 para su operación en la fase LEP-200



(a) **(b)**

Figura 4.2: a) Comparación entre la sección eficaz predicha por QED y la calculada para distintos valores de la energía de centro de masas. b) Distribución angular para el ángulo polar del fotón más energético.

Límite obtenido al 95 % de nivel de confianza:

$$\Lambda > 763 \text{ GeV}$$

A partir de este y con las relaciones entre los parámetros se obtienen, todos ellos al 95% de nivel de confianza:

$$\Lambda_+ > 182 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_- > 176 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_{L(R)} > 153 \text{ GeV}$$

- El valor estimado para Λ_6 es

$$\alpha_{\Lambda_6,\text{estimado}} = (-0.15^{+0.52}_{-0.54}) \cdot 10^{-16} \text{ GeV}^{-6}$$

con lo que se obtiene el siguiente límite, al 95% de nivel de confianza:

$$\Lambda_6 > 467 \text{ GeV}$$

- Para el parámetro Λ_{L-R} se obtiene como estimación (recordemos que ahora se realiza la identificación $\alpha = 1/\Lambda_{L-R}^8$) :

$$\alpha_{\Lambda_{L-R},\mathrm{estimado}} = (-0.03 \pm 0.06) \cdot 10^{-16}\ \mathrm{GeV}^{-8}$$

y su límite al 95% de nivel de confianza:

$$\Lambda_{L-R} > 133\ \mathrm{GeV}$$

2. Electrón excitado

- Como se expuso anteriormente el cálculo del estimado se hace sobre el párametro $\alpha_{m_{e^*}} = 1/m_{e^*}^4$ asumiendo que $\lambda = 1$. En ese caso se obtiene:

$$\alpha_{m_{e^*},\mathrm{estimado}} = (-0.11^{+0.46}_{-0.44}) \cdot 10^{-8}\mathrm{GeV}^{-4}$$

lo cual nos da como cota para la masa del electrón excitado, al 95% de nivel de confianza:

$$m_{e^*} > 188\ \mathrm{GeV}$$

Cuando se deja libre el parámetro λ se obtine en el plano (λ, M_{e^*}) la curva de exclusión que se muestra en la figura 4.3.

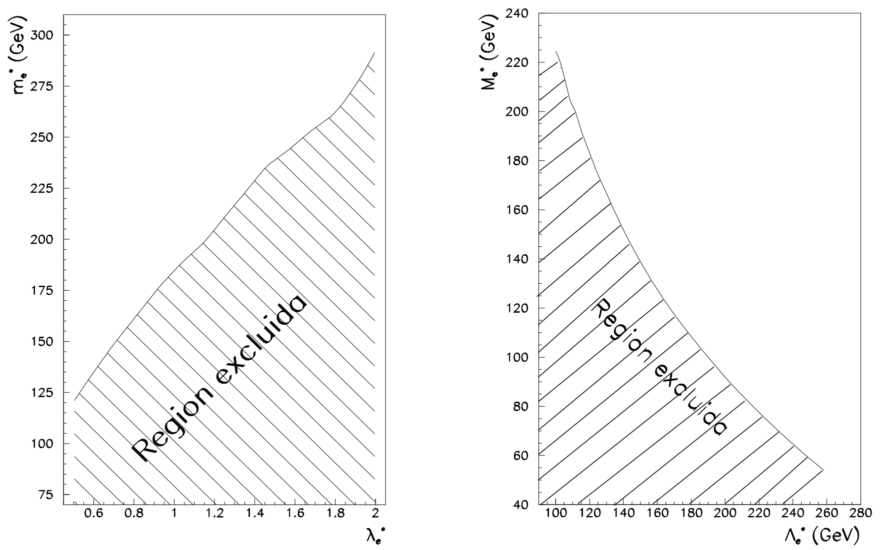


Figura 4.3: Región excluida al 95% de nivel de confianza para: a) Lagrangiano de Low; b) Lagrangiano con fermiones dextrógiros o levógiros.

- Para la generalización del lagrangiano de Low, (Λ_{e^*}, M_{e^*}), hemos operado de forma similar y en la figura 4.3 se pueden observar la zona excluida. Fijando $\Lambda_{e^*} = M_{e^*}$ obtenemos como valor estimado del parámetro:

$$\alpha_{M_{e^*}} = (-0.03 \pm 0.14) \cdot 10^{-8}\mathrm{GeV}^{-4}$$

lo cual se traduce en un valor de la cota para el parámetro, al 95% de nivel de confianza:

$$M_{e^*} > 141 \text{ GeV}$$

Combinación de los resultados

Los resultados obtenidos en el periodo de toma de datos a 161.3 GeV y los tomados a $\sqrt{s} \approx M_Z$ pueden combinarse para dar unos valores conjuntos de los parámetros. Estos resultados se muestran en la tabla 4.2, todos ellos al 95% de nivel de confianza.

Parámetro	Cota	Parámetro	Cota
Λ	779 GeV	Λ_6	471 GeV
Λ_+	199 GeV	Λ_{L-R}	133 GeV
Λ_-	183 GeV	$m_{e^*}(\lambda = 1)$	197 GeV
$\Lambda_{L(R)}$	167 GeV	$M_{e^*}(\Lambda_{e^*} = M_{e^*})$	149 GeV

Tabla 4.2: Combinación de los resultados obtenidos para los distintos puntos de energía examinados.

4.2 Desintegraciones del bosón Z en fotones.

Esta sección la dividiremos en dos apartados. En un primero estableceremos las cotas a las desintegraciones del bosón Z en mesones pseudoescalares y un fotón. Estos estados, en el caso en que el mesón se desintegra en fotones, son prácticamente indistinguibles de los estados finales de QED con 2 ó 3 fotones. En el segundo apartado estimaremos las desintegraciones del bosón Z en 3 fotones cuando el proceso intermediario es debido a partículas virtuales de carácter exótico (monopolos magnéticos) o debido a la existencia de una subestructura del propio bosón Z.

4.2.1 Desintegraciones en mesones pseudoescalares y un fotón

Utilizaremos la muestra de $\gamma\gamma(\gamma)$ seleccionada en el apartado 3.1 para extraer los valores de las cotas a las anchuras de desintegración del bosón Z. Para ello utilizaremos la función de máxima verosimilitud $\mathcal{L}$ y la función Q^2 definidas para el número de sucesos visto en cada punto de energía. Dado que sería prácticamente imposible distinguir los

Desintegración	Anchura (KeV)
$Z \to \pi^0\gamma$	$\Gamma < 89.9$
$Z \to \eta\gamma$	$\Gamma < 131.2$
$Z \to \eta^{'}\gamma$	$\Gamma < 530.8$

Tabla 4.3: Cotas para las anchuras de desintegración del bosón Z

sucesos producidos vía QED de los que tienen como signatura la buscada, en cada punto de energía el numero esperado de sucesos será:

$$N_{tot}(\Gamma_P) = N_{qed} + N_{Z\to P\gamma}(\Gamma_P) = \mathcal{L}(\sigma_{qed}\epsilon_{qed} + \sigma^s_{Z\to P\gamma}\epsilon_{Z\to P\gamma}(\Gamma_X)) \tag{4.8}$$

El valor de la eficiencia para la selección de QED ha sido ya obtenida en el cápitulo 3, mientras que en el caso de la eficiencia $Z \to P\gamma$ ha sido estimada mediante el estudio de muestras de sucesos generadas mediante métodos Monte Carlo. La sección eficaz σ^s, a nivel Born, viene dada por :

$$\sigma^s = \frac{12\pi}{m_Z^2}\frac{\Gamma_{ee}\Gamma_P}{\Gamma_Z^2}\sigma_Z^{rad.} \tag{4.9}$$

y se han tenido en cuenta las correcciones radiativas en el estado inicial. Se define a continuación los estadísticos usados en los ajustes:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^{7}\frac{(N^i_{tot,datos} - N^i_{tot,teoria})^2}{\sigma_i^2} \tag{4.10}$$

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{7}\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}}e^{\frac{-(N^i_{tot,datos} - N^i_{tot,teoria})^2}{2\sigma_i^2}} \tag{4.11}$$

Donde se han tenido en cuenta todos los puntos de energía para realizar la estimación. Una vez calculado el valor del parámetro es posible establecer una cota al valor de la anchura de la desintegración del bosón Z. Igual que en el caso de las desviaciones de QED seguiremos el método presentado en [45]. La gaussiana la definimos en este caso de manera similar a la ecuación 4.4 y para el cálculo de la cota renormalizamos con la parte que tiene sentido físico de la distribución de probabilidad. Los valores encontrados con nivel de confianza del 95% se dan en la tabla 4.3

4.2.2 Desintegración del bosón Z en dos fotones

La muestra utilizada es la misma que la del apartado anterior y debido a que las energías de los fotones y piones procedentes del Z son altas, es prácticamente imposible distinguir ambos tipos de partículas en el estado final. Esto es debido a que los fotones que provienen de la desintegración del π^0 llegan al BGO tan juntos que no se pueden resolver. Por lo tanto la búsqueda de la cota para este tipo de desintegración resulta equivalente a la de $\pi^0\gamma$. Asi pues el valor numérico para esta cota de la anchura de desintegración del bosón Z es el obtenido en el apartado anterior. A partir de este valor, que puede verse en la tabla 4.3 y utilizando la ecuación (1.20) se llega a la cota para el parámetro g:

$$\boxed{g \leq 7.0 \cdot 10^{-3}\ ,\ 95\% C.L.}$$

4.2.3 Desintegraciones del bosón Z en 3 fotones

En este apartado vamos a estudiar dos tipos de procesos que podrían contribuir a esta desintegración. En primer lugar la posible existencia de partículas, como los monopolos magnéticos, que producidas de manera virtual medien en este proceso. En segundo lugar la posible existencia de subconstituyentes del bosón Z podría potenciar su desintegración en fotones. En los dos casos partiremos de la muestra de sucesos con 3 fotones detectados, seleccionada en el apartado 3.2, pero en cada caso realizaremos cortes adicionales para obtener la mayor discriminación posible de la contaminación.

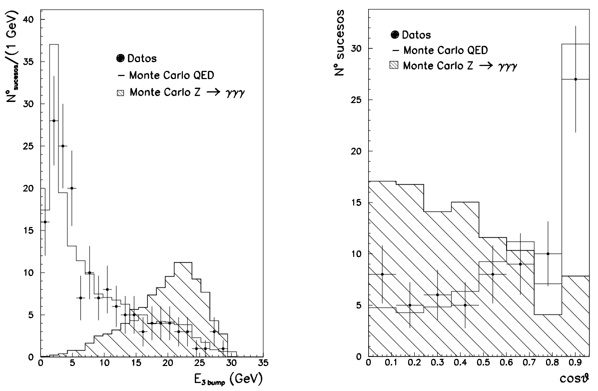
Monopolo magnético virtual

Sobre la muestra de $\gamma\gamma\gamma$ anteriormente obtenida realizamos los cortes adicionales:

- $E_{3^{er}\mathrm{bump}}/\sqrt{s} \geq 0.125$

- $|\cos\theta| \leq 0.75$

Este corte se realiza con el objetivo de mejorar el reconocimiento de los sucesos producidos via el monopolo virtual frente a los producidos mediante el proceso QED, $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$. En la figura 4.4 se puede observar la comparación entre las distribuciones de la energía del tercer "bump" y el coseno del ángulo polar.



(a) (b)

Figura 4.4: Distribuciónes de (a) la energía del tercer "bump"; (b) coseno del ángulo polar para sucesos $e^+e^- \to Z \to \gamma\gamma\gamma$ y sucesos $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$.

Realizando este corte adicional el número de sucesos seleccionado se dan en la tabla 4.4 .

Año	91	92	93	94	Total
$N_{\text{seleccionados}}$	2	2	3	4	11

Tabla 4.4: Sucesos seleccionados para el análisis de la desintegración $Z \to \gamma\gamma\gamma$ via monopolos.

Usaremos las anchuras de desintegración del Z en función de la masa del monopolo y de la carga magnética expuestas en el capítulo 1. Para extraer una cota inferior a la anchura de desintegración utilizaremos el método expuesto en [45] para un proceso que sigue la distribución de Poisson y que puede desglosarse en señal y contaminación. Se supone que el total de sucesos que observamos está compuesto de señal ($Z \to \gamma\gamma\gamma$), denotada por n_0, y de una contaminación, denotada por μ_b, procedente en su totalidad de sucesos producidos mediante el proceso QED cosiderado ($e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$). La probabilidad, $1-\epsilon$, de que en una repetición del experimento, con la contaminación estimada y con $\mu_{\text{señal}} = N$, tengamos más de n_0 sucesos se puede calcular estimando N en la igualdad:

$$1 - \epsilon = 1 - \frac{e^{(-\mu_b+N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_b+N)^n}{n!}}{e^{-\mu_b} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_b^n}{n!}} \tag{4.12}$$

El número de sucesos esperado procedentes de QED se ha calculado utilizando una muestra de sucesos $\gamma\gamma\gamma$ generados mediante Monte Carlo. Las eficiencias y el número de sucesos se dan en la tabla 4.5 .

Año	91	92	93	94	Total
ϵ	0.122	0.119	0.11	0.112	
$\Delta(\epsilon)$	0.013	0.012	0.011	0.01	
$N_{\text{esperados}}$	1.2	1.9	2.7	4.1	9.9

Tabla 4.5: Eficiencias y número de sucesos esperado para el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ mediante QED.

Para obtener la cota a la fracción de desintegración utilizaremos su relación con la fracción de desintegración hadrónica que es conocida. La ecuación que se obtiene es:

$$Br(Z \to \gamma\gamma\gamma) = Br(Z \to \text{hadrones}) \frac{N}{\mathcal{L}\epsilon_{\text{señal}}\sigma(Z \to \text{hadrones})} \tag{4.13}$$

Utilizaremos los valores dados por [45] para la fracción de desintegración hadrónica del bosón Z y los resultados obtenidos en L3 para la sección eficaz hadrónica [47]. La eficiencia del análisis, $\epsilon_{\text{señal}}$, ha sido estimada mediante la utilización de sucesos generados mediante técnicas Monte Carlo, simulados y reconstruidos mediante los programas estándar de L3. Los resultados se dan en la tabla 4.6.

Año	91	92	93	94
ϵ	0.37	0.364	0.341	0.353
$\Delta(\epsilon)$	0.022	0.016	0.016	0.014

Tabla 4.6: Eficiencias del análisis $e^+e^- \to Z \to \gamma\gamma\gamma$ via monopolo virtual.

Utilizando estos valores en la ecuación (4.13) se obtiene como valor de la fracción de desintegración del bosón Z en tres fotones

$$\boxed{Br(Z \to \gamma\gamma\gamma) < 5.5 \cdot\ 10^{-6}\ (95\%\ \text{C.L.})}$$

A partir de este valor se puede obtener de la ecuación (1.18) el valor de m/n con el nivel de confianza deseado

$$\boxed{M_{\text{monopolo}}/n > 527\,\text{GeV}\ (95\%\ \text{C.L.})}$$

siendo n la carga magnética del monopolo en unidades elementales.

Subestructura del bosón Z

En este apartado haremos dos estudios complementarios. Por un lado utilizaremos el método anteriormente expuesto para dar una cota a la anchura parcial de desintegración del bosón Z en 3 fotones, cuando se supone su carácter no elemental. En segundo lugar, utilizando un cálculo para el elemento de matriz obtenido del lagrangiano efectivo dado por la ecuación 1.16 del capítulo 1, se obtienen cotas para los valores de las constantes de acoplamiento, β_1, β_2.

Anchura parcial de desintegración

Como en el apartado anterior partiremos de la muestra seleccionada de sucesos $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$. Al igual que en el caso del monopolo magnético haremos un corte adicional en la energía del tercer "fotón" para tener una mayor significación estadística:

- $E_{3^{er}\text{bump}}/\sqrt{s} \geq 0.125$

Añadiendo este corte el número de sucesos recogido para cada punto de energía resulta ser el que se da en la tabla 4.7 Para obtener las cotas vamos a seguir el mismo método expuesto en la sección anterior. Ahora las eficiencias obtenidas para el Monte Carlo de QED son las dadas en la tabla 4.8.

Año	91	92	93	94	Total
$N_{\text{recogidos}}$	6	5	10	10	31

Tabla 4.7: Número de sucesos recogido para cada uno de los puntos de energía considerados.

Año	91	92	93	94	Total
ϵ	0.477	0.471	0.413	0.40	
$\Delta(\epsilon)$	0.011	0.02	0.01	0.01	
$N_{\text{esperados}}$	4.2	7.3	9.9	14.2	35.6

Tabla 4.8: Eficiencias y número de sucesos esperado para el proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ mediante QED.

Ahora la eficiencia de la señal ha sido calculada mediante sucesos Monte Carlo en los que se asume que el bosón Z es compuesto [13]. Los resultados de las eficiencias calculadas se dan en la tabla 4.9.

El resultado final nos lleva a imponer una cota a la anchura parcial de desintegración

$$\boxed{Br(Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 4.6 \cdot\ 10^{-6}\ (95\%\ \text{C.L.})}$$

Constantes de acoplamiento

Siguiendo lo expuesto en el apartado 1.2.1 es posible dar cuenta del carácter compuesto del bosón Z a través de una familia de lagrangianos efectivos en los que las constantes de acoplamiento, allí denotadas $\tilde{\beta}_{1,2}$, determinan el modelo del que se quiera tratar [25]. En nuestro caso hemos obtado por intentar acotar, mediante la comparación con los datos recogidos, los valores permitidos de estas constantes de acoplamiento sin necesidad de imponer una restricción sobre el tipo de modelo subyacente. Para poder realizar este estudio se han utilizado muestras de sucesos generadas mediante la técnica Monte Carlo y usando el elemento de matriz completo [48]. Para la generación de estas muestras hemos utilizado además un aproximante a la sección eficaz de manera que la eficiencia sea mayor.

Año	91	92	93	94
ϵ	0.479	0.473	0.413	0.403
$\Delta(\epsilon)$	0.024	0.018	0.017	0.013

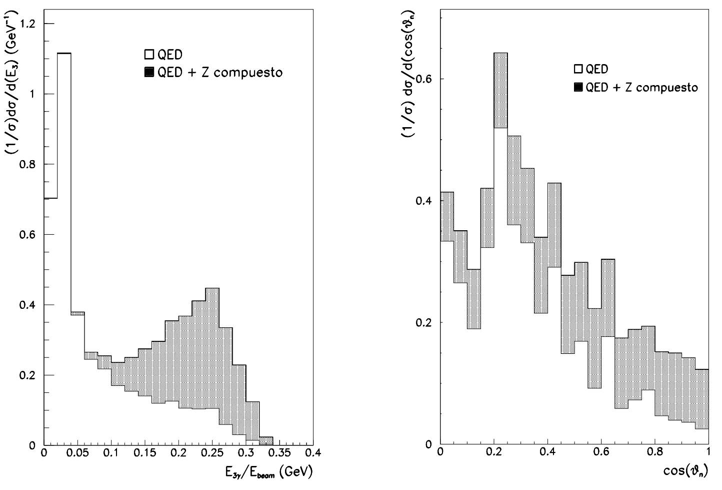
Tabla 4.9: Eficiencias del análisis $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ cuando el bosón Z es compuesto.

El aproximante elegido ha sido el generador de sucesos QED estándar en L3 [49].

El cálculo de las cotas para estas constantes de acoplamiento se realiza mediante la comparación entre una muestra de datos y otra de Monte Carlo en alguna variable en la que las diferencias entre el comportamiento esperado por QED y el predicho por estos modelos sean significativas. Para ello podemos utilizar dos tipos de variables

- <u>Energías de los fotones.</u> La distribución más significativa resulta ser la $E_{3^{er}\mathrm{bump}}$ significativa. Esto es así debido a que en el caso de la desintegración del bosón Z los tres fotones se reparten la energía disponible que en promedio es del mismo orden, mientras que en el proceso QED el fotón de "bremstrahlung" es el menos energético. Una comparación a nivel generador entre la distribución para QED y un lagrangiano con los valores $\beta_2 = 0.08$, $\beta_3 = 0.08$ se puede observar en la figura 4.5a.

- <u>Variables angulares calculadas a partir de los ángulos de los fotones.</u>
  En este apartado se incluye la colinealidad con la partícula que emite el fotón y la distribución angular del plano del suceso (de la normal al plano del suceso). En el primer caso los sucesos QED favorecen esta colinealidad mientras que se espera que los fotones procedentes del Z no lo hagan. La distribución más significativa es la de la colinealidad del fotón más energético. En la figura 4.5b se compara a nivel generador la distribución angular para el plano del suceso siguiendo QED y un lagrangiano con los valores $\beta_2 = 0.08$, $\beta_3 = 0.08$.



(a) (b)

Figura 4.5: Distribuciones comparativas a nivel generador entre QED y QED más un término procedente de la desintegración $Z \to \gamma\gamma\gamma$.a) Energía del tercer fotón relativa a la energía del haz. b) Coseno del ángulo del plano del suceso.

En nuestro caso utilizaremos la variable $E_{3^{er}\text{bump}}$ para obtener las cotas de las constantes. En este cálculo se sigue un método similar al empleado en las desviaciones de las predicciones de QED. Para cada celdilla ij del plano (β_1, β_2) se obtiene una muestra de sucesos para los que se ha simulado su paso por el detector mediante los programas estándar de L3. La comparación se hará entre las distribución para la energía del fotón menos energético obtenida de los datos y la obtenida con la muestra de Monte Carlo. Se define un estimador para datos agrupados en canales, Q^2, que en este caso dependerá de dos parámetros, (β_1, β_2), y que definiremos como

$$Q^2(\beta_1, \beta_2) = \sum_{i,j=1}^{N} \frac{(N_{i,\text{datos}} - N_{i,\text{teoría}}(\beta_1, \beta_2))^2}{\sigma_i^2} \tag{4.14}$$

donde ij hace referencia al número de sucesos en el canal i y σ_{ij} es el error en el canal correspondiente. El estimador Q^2 se comportará como un χ^2 cuando el número de sucesos sea grande. En la figura 4.6 se muestra el valor estimado, la línea de una desviación estándar y la línea de exclusión al 95% de nivel de confianza.

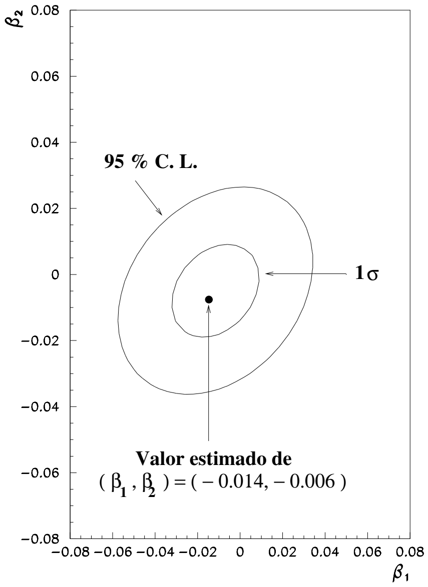


Figura 4.6: Mapa de curvas de nivel en el plano β_1, β_2 donde se muestran la curva de una desviación estándar y la curva del 95% de nivel de confianza.

Capítulo 5

Conclusiones

En el presente trabajo se han realizado, utilizando una muestra de sucesos multifotónicos recogida en L3, estudios sobre la validez de las predicciones de QED así como la posible presencia de efectos fuera del marco del Modelo Estándar producidas por nueva física.

- La muestra con que se ha contado para el estudio de las predicciones de QED ha sido la recogida durante los años 91-94 a energías de centro de masas $\approx M_Z$ y la recogida durante el periodo Julio-Agosto 1996 a la energía de centro de masas 161.4 GeV. Con esta muestra:
  - Se ha realizado un estudio de la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ y medida de su sección eficaz $\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$ en función de $\sqrt{s}$. El acuerdo encontrado con QED es satisfactorio.
  - Se han fijado cotas para los valores mínimos de los parámetros que gobiernan las desviaciones de los comportamientos de QED. Los resultados obtenidos combinando los valores obtenidos en distintos puntos de la energía, y al 95 % de nivel de confianza, han sido:

“Cut-offs”
$\Lambda_+ \geq$199 GeV $\Lambda_- \geq$183 GeV
Términos de contacto
$\Lambda \geq$779 GeV $\Lambda_{L(R)} \geq$167 GeV $\Lambda_6 \geq$471 GeV $\Lambda_{L-R} \geq$133 GeV
Electrón excitado
$m_{e^*} \geq$197 GeV $M_{e^*} \geq$149 GeV

- Mediante la muestra de datos recogida entre los años 91-94 se han estudiado las desintegraciones del bosón Z en mesones pseudoescalares y un fotón, que en el estado final son indistinguibles de la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Las cotas obtenidas en las anchuras de desintegración han sido, al 95 % de nivel de confianza:

$$\boxed{\begin{array}{c} \Gamma(Z \rightarrow \pi\gamma) \leq 89.9 \text{ KeV} \\ \Gamma(Z \rightarrow \gamma\gamma) \leq 89.9 \text{ KeV} \\ \Gamma(Z \rightarrow \eta\gamma) \leq 131.8 \text{ KeV} \\ \Gamma(Z \rightarrow \eta^{'}\gamma) \leq 530.8 \text{ KeV} \end{array}}$$

- Utilizando este último resultado se ha podido establecer, como criterio de validez de la estadística Bose-Einstein, la cota al parámetro g

$$\boxed{g \leq 7.0 \cdot 10^{-3}\,(95\%\,\text{C.L.})}$$

- Utilizando la muestra recogida entre los años 91-94 se ha estudiado la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ y se ha calculado su sección eficaz, $\sigma_{\gamma\gamma\gamma}$. Esta muestra se ha utilizado para detectar señales de la posible contribución de la desintegración $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. Ninguna contribución significativa ha sido detectada y el resultado es compatible con QED. A partir de esto se ha conseguido dar cotas para

  - Desintegración del bosón Z en un monopolo magnético de baja masa. La cota encontrada para la anchura de la desintegración del bosón Z es:

  $$\boxed{Br(Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 5.6 \cdot 10^{-6}\,(95\%\,\text{C.L.})}$$

  - Desintegración del bosón Z debido a su carácter compuesto

  $$\boxed{Br(Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 4.6 \cdot 10^{-6}\,(95\%\,\text{C.L.})}$$

  - Cálculo de cotas para las constantes de acoplamiento, β_1, β_2, del lagrangiano efectivo utilizado para dar cuenta del carácter compuesto del bosón Z.

Bibliografía

[1] Para la parte electrodébil del Modelo Estándar:
S. Weinberg, "A model of leptons"; Phys.Rev.Lett. **19**, 1264 (1967)
A. Salam, "Weak and Electromagnetic interactions" en "Elementary Particle Physics", ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), pag. 367
S. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, "Weak interactions with lepton-hadron symmetry" ; Phys.Rev **D2**, 1285 (1970)
Para una revisión de QCD:
A. Pich, "Quantum Chromodynamics", Proc. 1994 European School of High-Energy Physics (Sorrento, 1994), eds. N. Ellis y M.B. Gavela, CERN Report CERN 95-04 (Ginebra, 1995)

[2] F. Wilczek, "The future of particle physics as a natural science"; Charla invitada en la conferencia "Critical problems in physics", hep-ph/9702371

[3] H.Harari, "Composite models for quarks and leptons"; Phys.Rep. **104**, 159 (1984)

[4] Para una revisión historica de la creación de QED ver K.Yokoyama y R.Kubo, "Historical review and bibliography of Quantum Electrodynamics" en "Quantum Electrodynamics"; ed T.Kinoshita; World Scientific 1990.

[5] T.Kinoshita y D.R.Yennie, "High precision tests of Quantum Electrodynamics- An overview" en "Quantum Electrodynamics"; ed T.Kinoshita; World Scientific 1990.

[6] H.U. Martyn, "Test of QED by high energy electron-positron collisions" en "Quantum Electrodynamics"; ed T.Kinoshita; World Scientific 1990.
TOPAZ Collab., K.Shimozawa et al., "Studies of $e^+e^- \to \gamma\gamma$ and $\gamma\gamma\gamma$ reactions"; Phys.Lett **B284**, 144 (1992)

[7] L.D.Landau; DAN SSSR **60**, 207 (1948).
C.N.Yang, "Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons" ; Phys.Rev. **77**, 242 (1950).

[8] M.Böhm y T.Sack, "Electroweak radiative corrections to $e^+e^- \to \gamma\gamma$"; Z.Phys.**C 33**, 157 (1986).

[9] Particle Data Group, "Review of Particle Physics"; Phys.Rev. **D54**, 65 (1996)

[10] L.Lyons, "An introduction to the possible substructure of quarks and leptons"; Prog.Part.Nucl.Phys. **10**, 227 (1983)

[11] C.Pati y A.Salam, "Lepton number as the fourth colour"; Phys.Rev. **D 10**, 275 (1974)

[12] G. t' Hooft, "Recent developments in Gauge Theories", Cargese Lectures 1979, Plenum Press, New York (1980)

[13] F.Boudjema y F.M.Renard, "Compositeness" en "Z Physics at LEP 1"; ed G.Altarelli, R.Kleiss, C. Verzegnassi; CERN 89-08, vol2 185 (1989).

[14] T.Kinoshita y W.J.Marciano, "Theory of de Muon anomalous magnetic moment" en "Quantum Electrodynamics"; ed T.Kinoshita; World Scientific 1990.

[15] S.D.Drell, "Quantum electrodynamics at small distances"; Ann. Phys. **4**, 75 (1958) N.M.Kroll, "Ad hoc modifications of quantum electrodynamics"; Nuo. Cim. **XLV**, 65 (1966)

[16] C.N.Leung, S.T.Love y S.Rao, "Low energy manifestations of a new interaction scale: operator analysis"; Z.Phys. **C31**, 433 (1986)

[17] P.Méry, M.Perrotet y F.M.Renard, "Anomalous effects in e^+e^- annihilation into boson pairs I.$e^+e^- \to W^+W^-$; II.$e^+e^- \to ZZ\,,\gamma Z\,,\gamma\gamma$" ; Z.Phys. **C36**, 249 (1987); **C38**, 579 (1988)

[18] O.J.P.Eboli, A.A.Natale y S.F.Novaes, "Bounds on effective interactions from the reaction $e^+e^- \to \gamma\gamma$ at LEP"; Phys. Lett. **B271**, 274 (1991)

[19] A.M.Litke, "Experiments with electron-positron colliding beams"; Ph.D. Thesis, Harvard University (1970), unpublished.

[20] P.Méry, S.E.Moubarik, M.Perrotet y F.M.Renard, "Constraints on non-standard effects from present and future $g_\mu - 2$ measurements"; Z.Phys. **C46**, 229 (1990)

[21] K.Hagiwara, S.Komaniya y D.Zeppenfeld, "Excited lepton production at LEP and HERA" ; Z.Phys. **C29**, 115 (1985)

[22] F.E.Low, "Heavy electrons and muons" ; Phys.Rev.Lett. **14**, 238 (1965)

[23] A. De Rújula, "Effects of Virtual Monopoles"; Nucl.Phys. **B435**, 257 (1995)

[24] E.W.N.Glover y A.G.Morgan, "Z boson decay into photons"; Z.Phys. **C60**, 175 (1993).

[25] M.Baillargeon, F.Boudjema, E.Chopin y V.Lafage "New physics with three photons events at LEP"; Z.Phys. **C71**, 431 (1996).

[26] F.M.Renard, "Scalar boson production and decay in composite models" ; Phys.Lett. **B126**, 59 (1983)
W.Hollik, F.Schrempp y B.Schrempp, "Composite scalars in e^+e^- collisions and radiative Z decays" ; Phys.Lett. **B140**, 424 (1984)

[27] P.A.M.Dirac, "Quantized singularities in the electromagnetic field" ; Proc.Roy.Soc. (London) **A133**, 60 (1931).

[28] G. 't Hooft, "Magnetic monopoles in unified Gauge Theories"; Nucl.Phys. **B79**, 276 (1974)
A.M.Polyakov, "Particle spectrum in the quantum field theory"; JETP Lett. **20**, 194 (1974).

[29] B.Guberina, J.H.Kühn, R.D.Peccei y R.Rückl, "Rare decays of the Z^0" ; Nucl.Phys. **B174**, 317 (1980).

[30] L.Arnellos, W.J.Marciano y Z.Parsa, "Radiative decays: $W^{\pm} \to P^{\pm} + \gamma$ and $Z^0 \to P^0 + \gamma$"; Nucl.Phys. **B196**, 378 (1982).
E.W.N. Glover,J.J. van der Bij, "Rare Z decays" en "Z Physics at LEP 1"; ed G.Altarelli, R.Kleiss, C. Verzegnassi; CERN 89-08, vol2, 31 (1989).

[31] A.Yu.Ignatiev, G.C.Joshi y M.Matsuda, "The search for the decay of Z boson into two gammas as a test of Bose statistics", HEP-PH/9406398, UM-P-94/63, RCHEP-94/17 (1994)

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

[33] S.Myers y C.Wyss, "LEP2 Energy Upgrade", LEP2 Nota 95-34 (Agosto 1995)

[34] L3 Collab., B.Adeva *et al.*; "The construction of L3 experiment", Nucl.Inst.Meth. **A289**, 35 (1990)

[35] L3 Collab., O.Adriani *et al.*,"The L3 Silicon Microvertex Detector", Nucl.Inst.Meth. **A351**, 300 (1994)

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

[37] J.A.Bakken *et al.*, "Perfomance of a prototype BGO calorimeter in an electron beam from 2 to 50 GeV", Nucl.Inst.Meth. **A254**, 535 (1987)

[38] Y.Galaktionov *et al.*, "The perfomance of a uranium gas sampling calorimeter" ; Nucl.Inst.Meth. **A251**, 258 (1986)

[39] Y.Peng, "The muon spectometer of the L3 detector at LEP', Tesis Doctoral, Univ.de Amsterdam (1988)
J.Onvlee, "The behaviour of the L3 muon chambers in a magnetic field", Tesis Doctoral, Univ. de Amsterdam (1989)
L3 Collab., B.Adeva *et al.*, "Muon detection in the L3 experiment at LEP", Nucl.Inst.Meth. **A277**, 187 (1989)
E.González, "Medida precisa de muones con el detector L3 en LEP", Tesis Doctoral, Univ. Complutense de Madrid (1990)

[40] The L3 F/B Muon Group, Adam *et al.*, "The Forward Muon Detector of L3", Nucl.Inst.Meth. **A383**, 342 (1996) CERN-PPE-96-097, enviado a Nucl.Inst.Meth.

[41] H.Fesefeldt, "The simulation of hadronic showers: physics and applications" ;RWTH Aachen Preprint PITHA 85/02 (1985)

[42] R.Brun *et al.*, "GEANT 3", CERN-DD-EE-84-1, Sept. 1987

[43] M. Böhm,A. Denner y W. Hollik, "Radiative corrections to bhabha scattering at high energies. 1.Virtual and soft photons corrections"; Nucl. Phys. **B304**, 687 (1988)

[44] D. Karlen, "Radiative bhabha scattering for singly tagged and untagged configurations"; Nucl. Phys. **B289**, 23 (1987)

[45] Particle Data Group, "Review of Particle Physics"; Phys.Rev. **D54**, 159 (1996)

[46] E.Borchi, S.Majewski, J.Huston, A.Penzo y P.G.Rancoita, "Completion of the L3 e.m. calorimeter with a lead-scintillating fibers "spaghetti" calorimeter"; Nucl.Phys. **B44**, Proc.Suppl., 132-137 (1995)

[47] L3 collab., A.Adam *et al.*, "Measurement of cross-sections and leptonic forward - backward asymmetries at the Z pole and determination of electroweak parameters" , Z.Phys. **C62**, 551 (1994)

[48] F.Boudjema y E.Chopin,"Notes on the three gammas harmony", comunicacion privada.

[49] F.A.Berends y R.Kleiss, "Distributions for electron-positron annihilation into two and three photons"; Nucl.Phys. **B186**, 22 (1981)