FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID
MADRID 2001

Estudio del Proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ en LEP

Ángela Bajo Vaquero

Índice General

En este trabajo se analizan los datos recogidos por el detector L3 en el colisionador LEP durante los años 1997, 1998 y 1999 a energías en el centro de masas entre 183 y 202 GeV. Con estos datos estudiamos el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ y lo comparamos con las predicciones de QED (Electrodinámica Cuántica). QED es un excelente modelo de teoría de campos, por la cantidad de predicciones acertadas, la exactitud de éstas, y el amplio rango de energía en el que tiene validez.

En el capítulo 1 se expone brevemente la teoría de QED, y el estudio teórico del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$, incluyendo las expresiones de la sección eficaz diferencial y total que predice QED y las correcciones radiativas tenidas en cuenta.

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

En el capítulo 3 se describe la selección de la muestra $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ y los resultados obtenidos en este análisis (sección eficaz total y diferencial).

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

Capítulo 1

Introducción Teórica

La Electrodinámica Cuántica (QED) [1] fue formulada por Feynman, Tomonaga y Schwinger a finales de los años 40. QED es una teoría gauge renormalizable basada en el grupo gauge U(1), y describe las interacciones entre partículas cargadas y fotones. Las interacciones electromagnéticas y débiles fueron unificadas en la "Teoría Electrodébil" por Glashow, Weinberg y Salam [2]. La "Teoría Electrodébil" está basada en el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y requiere cuatro campos gauge. Debido al valor esperado en el vacío del campo de Higgs, tres de ellos Z, $W^{\pm}$, adquieren masa (rotura espontánea de simetría). El Modelo Estándar incluye la teoría de las interacciones electromagnéticas y débiles y QCD, la teoría de las interacciones fuertes [3].

1.1 Electrodinámica Cuántica

Consideremos un fermión de espín 1/2 y masa m. La densidad lagrangiana que describe su comportamiento en ausencia de interacción es:

$$\mathcal{L}_o = \bar{\Psi}(x)\,(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\,\Psi(x) \tag{1.1}$$

donde γ^μ son las matrices de Dirac ($\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$) y $\Psi(x)$ la función de onda de la partícula. De ella se extrae la correspondiente ecuación de movimiento, la ecuación de Dirac:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi(x) = 0 \tag{1.2}$$

La fase de la función de onda $\Psi(x)$ no es una cantidad medible, y por tanto la física del sistema debe ser invariante bajo un cambio de esta fase. Bajo una transformación global de fase (α constante), en la que los campos y las derivadas se transforman de la siguiente forma

$$\begin{array}{rcl} \Psi(x) & \rightarrow & \Psi'(x) = e^{i\alpha}\Psi(x) \\ \bar{\Psi}(x) & \rightarrow & \bar{\Psi}'(x) = e^{-i\alpha}\bar{\Psi}(x) \\ \partial_\mu \Psi(x) & \rightarrow & \partial_\mu \Psi'(x) = e^{i\alpha}\partial_\mu \Psi(x) \end{array}$$

$\mathcal{L}_o$ permanece invariante. Dicha simetría está asociada a la conservación de la corriente electromagnética.

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \tag{1.3}$$

donde el operador corriente j^μ viene dado por:

$$j^\mu = -e\bar{\Psi}\gamma_\mu \Psi \tag{1.4}$$

e integrando en todo el espacio a la conservación de la carga electromagnética:

$$e = \int d^3x \; j_o(x) \tag{1.5}$$

Consideremos ahora una transformación local de fase $\alpha(x)$, la función de onda se transforma como:

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\Psi(x) \tag{1.6}$$

El lagrangiano de Dirac (1.1) no es invariante bajo la transformación 1.6. Para conseguir su invariancia, modificamos el operador derivada definiendo una derivada modificada:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \tag{1.7}$$

donde incluimos el campo vectorial gauge A_μ. El lagrangiano modificado resulta

$$\mathcal{L} \; = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi = \mathcal{L}_o - j^\mu A_\mu \tag{1.8}$$

Frente a transformaciones gauge locales, la corriente j^μ no se modifica; el campo vectorial A_μ debe transformarse de la siguiente forma, para anular el término con $\partial_\mu\alpha(x)$ que aparece en el lagrangiano $\mathcal{L}_o$ y conseguir la invariancia buscada.

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \tag{1.9}$$

Se ha conseguido la invariancia del lagrangiano mediante la introducción de la interacción con un campo A_μ. El campo A_μ lleva asociado un bosón gauge, que tiene entidad física independiente de los fermiones. Por tanto, debe existir un lagrangiano que describa la evolución de estos bosones gauge, en ausencia de fermiones. Este lagrangiano debe ser invariante Lorentz e invariante gauge local. Teniendo en cuenta la forma en la que se modifica el campo A_μ frente a las transformaciones gauge locales, es evidente que el rotacional

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{1.10}$$

es invariante frente a transformaciones gauge locales. A partir del rotacional, la densidad lagrangiana más simple que puede construirse de forma que sea invariante Lorentz es:

$$\mathcal{L}_B \; = \; \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \tag{1.11}$$

El factor 1/4 es una normalización arbitraria que se introduce para obtener la expresión habitual del lagrangiano del campo electromagnético. El lagrangiano final queda:

$$\mathcal{L} \; = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) = \mathcal{L}_o - j^\mu A_\mu + \mathcal{L}_B \tag{1.12}$$

$\mathcal{L}_o$ es el lagrangiano que describe el comportamiento de los fermiones libres, $j^\mu A_\mu$ describe la interacción de los fermiones con los bosones gauge y $\mathcal{L}_B$ es el lagrangiano de los bosones gauge. Aparece un único campo A_μ, con lo cual hay sólo un bosón gauge, el fotón, partícula responsable de la interacción electromagnética. Como el campo A_μ es un cuadrivector, el bosón gauge tiene espín uno. $\mathcal{L}_B$ no contiene términos del tipo $m^2 A_\mu A^\mu$, por tanto la masa del bosón es cero. La constante e indica la intensidad del acoplamiento entre las corrientes fermiónicas y el campo A_μ. Finalmente, no aparecen términos cúbicos o de orden superior en A_μ, lo cual indica que el fotón no interactúa consigo mismo.

1.2 La reacción $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$

Dentro del Modelo Estándar, a la reacción $e^+e^- \to \gamma\gamma$ contribuyen los dos diagramas de Feynman de la figura 1.1

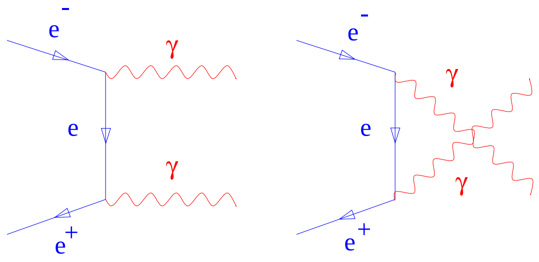


Figura 1.1: Diagramas de Feynman del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$

Con estos dos diagramas la sección eficaz diferencial tiene la forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{e^4}{32\pi^2 s}\left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u}\right) \tag{1.13}$$

$d\Omega = d\phi d\cos\theta$ y s, t y u son las variables de Mandelstam:

$$\begin{aligned} s &= E_{cm}^2 \\ t &= -\frac{s}{2}(1-\cos\theta) \\ u &= -\frac{s}{2}(1+\cos\theta) \end{aligned} \tag{1.14}$$

donde E_{cm} es la energía del centro de masas y θ el ángulo entre el electrón y el fotón saliente. Hemos despreciado las masas del electrón y positrón, pues LEP opera en la región ultrarrelativista, en la que $m_e/E << 1$.

La sección eficaz diferencial para este proceso, en función de θ, tiene la forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{\alpha^2}{s}\frac{1+\cos^2\theta}{1-\cos^2\theta} \tag{1.15}$$

donde α es la constante de estructura fina ($\alpha = e^2/4\pi$) y $\sqrt{s}$ la energía del centro de masas.

Integrando en ϕ y en θ, $\theta_{min} < \theta < \pi - \theta_{min}$, se obtiene la sección eficaz:

$$\sigma_0 = \frac{2\pi\alpha^2}{s}\left(\ln\frac{1+\cos\theta_{min}}{1-\cos\theta_{min}} - \cos\theta_{min}\right) \tag{1.16}$$

siendo θ_{min} el ángulo polar mínimo que cubre el detector. En la figura 1.2 puede verse la evolución la sección eficaz total en función de la energía del centro de masas para $\theta_{min} = 16^o$.

1.3 Correcciones radiativas

En la sección anterior se describe el proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$ a segundo orden en α. Correcciones de orden superior modifican la sección eficaz diferencial de la forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1+\delta_{CORR}) \tag{1.17}$$

δ_{CORR} incluye las correcciones QED, debidas a los fotones virtuales (figura 1.3), a la emisión de fotones de *bremsstrahlung* (figura 1.4) y las correcciones débiles.

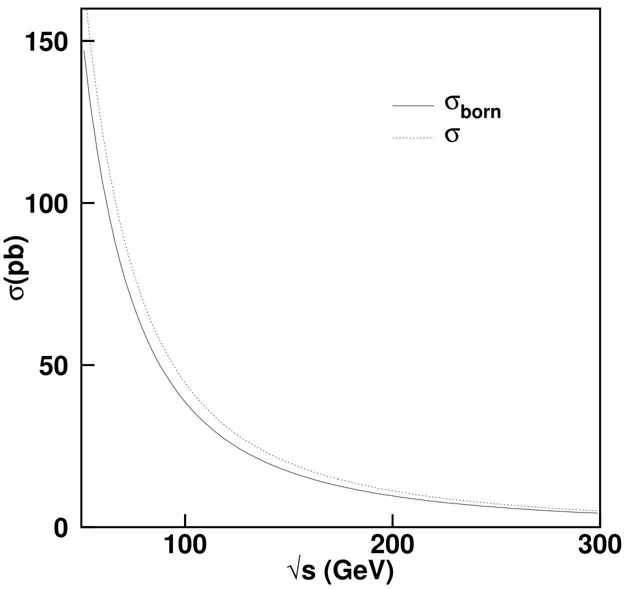


Figura 1.2: Sección eficaz total del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$ en función de la energía del centro de masas en el volumen fiducial de L3. La línea continua representa la predicción de QED a orden de Born, la línea punteada incluye las correcciones radiativas a orden α^3

- Las correcciones debidas a los fotones virtuales se obtienen añadiendo *loops* a las líneas internas, y conectando cualquier par de líneas con una línea fotónica. Estos son diagramas de orden α^4, pero la interferencia con términos de orden más bajo produce términos en la sección eficaz de orden α^3.

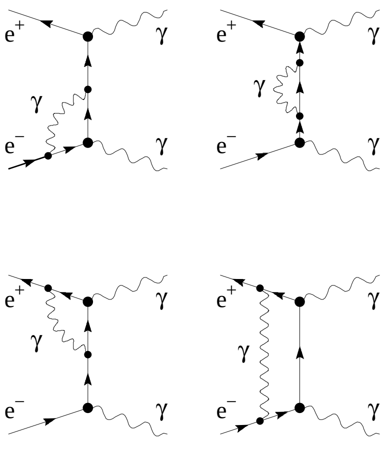


Figura 1.3: Diagramas de Feynman de las correcciones virtuales al proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$

- Los diagramas de emisión de fotones de *bremsstrahlung* se obtienen añadiendo una línea fotónica externa a los diagramas de orden más bajo. Estos diagramas contribuyen con términos de orden α^3 a la sección eficaz.

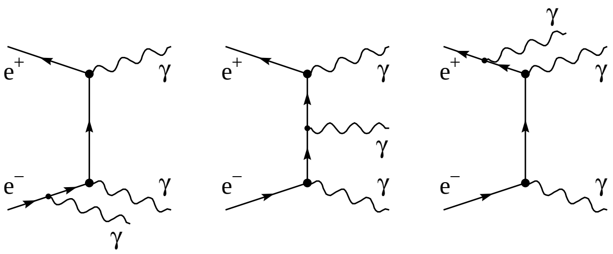


Figura 1.4: Diagramas de Feynman de las correcciones *bremsstrahlung* al proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

- Las correcciones débiles, debidas al intercambio de un bosón Z o $W^{\pm}$, son a estas energías despreciables [4], por tanto podemos considerar la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ como un proceso puramente de QED.

A las energías en las que opera LEP es necesario añadir las correcciones radiativas virtuales y de *bremsstrahlung* (emisión e intercambio de un fotón) para comparar los datos experimentales con la teoría.

La sección eficaz total de producción de 2 o 3 fotones incluyendo estas correcciones a orden α^3 es:

$$\sigma = \sigma_{2\gamma} + \sigma_{3\gamma} = \sigma_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{2v-1} \left(\frac{4}{3} v^3 - v^2 + \left(\frac{2\pi^2}{3} - 2 \right) v + 2 - \frac{\pi^2}{12} \right) \right\} \tag{1.18}$$

donde σ_0 es la sección eficaz total de la expresión 1.16 y $v = 1/2 \ln(s/m_e^2)$ [5]. La sección eficaz que predice QED disminuye con la energía como $1/s$ mientras que las correcciones virtuales aumentan como $\ln(s/m_e^2)$. En la figura 1.2 se compara la sección eficaz total a orden de Born (expresión 1.16) con la sección eficaz total incluyendo las correcciónes radiativas hasta α^3 (expresión 1.18), ambas para $\theta_{min} = 16^o$.

Capítulo 2

Dispositivo experimental

2.1 LEP

El acelerador LEP (*Large Electron Positron collider*) es un colisionador esencialmente circular de electrones y positrones. Este anillo está situado en el interior de un túnel subterráneo de 26.7 km de circunferencia y está compuesto por ocho arcos conectados por ocho tramos rectos, en cuatro de los cuales se sitúan los detectores ALEPH [6], DELPHI [7], L3 [8] y OPAL [9].

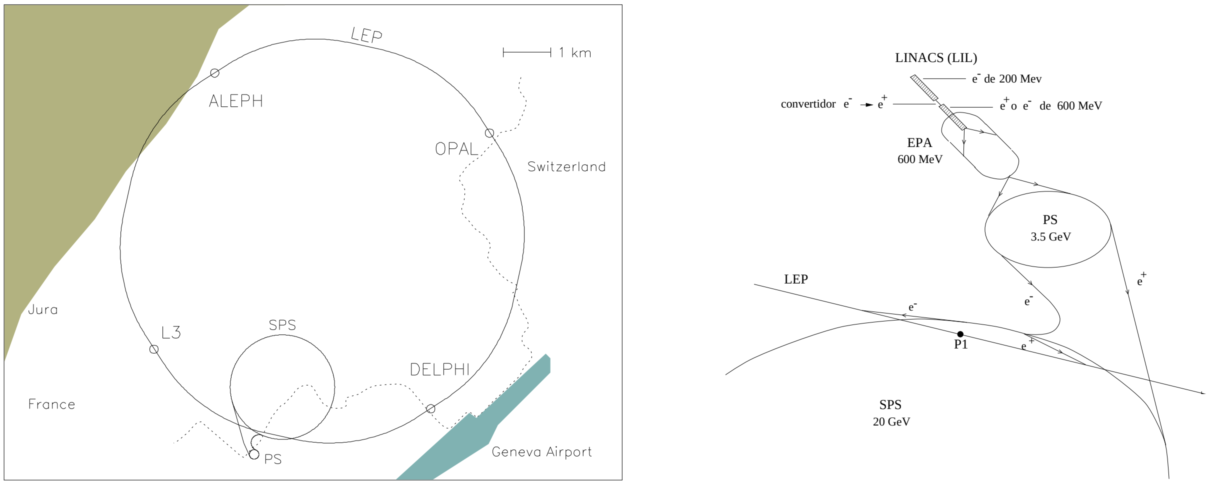


Figura 2.1: Vista del anillo de LEP y de su sistema de inyección

En el sistema de inyección de LEP los electrones son acelerados inicialmente a 200 MeV en un acelerador lineal (LINAC) y dirigidos a un blanco de tungsteno para producir pares electrón-positrón. Los electrones y positrones son acelerados a 600 MeV en un segundo acelerador lineal y almacenados en el acumulador de electrones y positrones (EPA), que condensa los haces en paquetes. Posteriormente, los paquetes son acelerados a 3.5 GeV en el sincrotrón de protones (PS) y alcanzan 20 GeV en el super sincrotrón de protones (SPS). A su salida, los paquetes son inyectados en el anillo de LEP, donde seguirán siendo acelerados hasta conseguir la energía deseada.

En la primera fase (1989-1995) LEP operó a energías en el centro de masas de ~ 91 GeV, para el estudio de las propiedades del bosón Z. En la segunda fase (1995-2000), se fue aumentando progresivamente la energía hasta alcanzar 208 GeV en el año de su cierre.

Además de la energía, otro parámetro importante en el diseño de un colisionador es la luminosidad instantánea, que se define como el número de cruces por unidad de sección transversa y por unidad de tiempo. La luminosidad viene dada por:

$$L = \frac{nN_{e^-}N_{e^+}f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.1}$$

donde N_{e^-} y N_{e^+} es el número de electrones y positrones en cada paquete, n el número de paquetes por haz, f la frecuencia de revolución y σ_x y σ_y las dimensiones transversas del paquete. La luminosidad integrada $\mathcal{L}$ $(= \int L\,dt)$ relaciona la sección eficaz de un proceso con el número de sucesos observados de dicho proceso N, según:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \epsilon} \tag{2.2}$$

donde ϵ es la eficiencia de la selección.

2.2 El detector L3

El experimento L3 (figura 2.2) se encuentra situado en el punto de interacción 2 del colisionador LEP. Fue diseñado especialmente para medir de manera precisa la energía de fotones y electrones y el momento de muones, por ello el gran tamaño de sus cámaras de muones para optimizar la medida de su momento y la elección de un calorímetro electromagnético de gran precisión. Los subdetectores que forman L3 están sustentados por un tubo de acero de 4.45 m de diámetro y 32 m de largo, concéntrico con la línea del haz. Un imán solenoidal de sección octogonal, proporciona un campo magnético de 0.5 T que curva la trayectoria de las partículas cargadas.

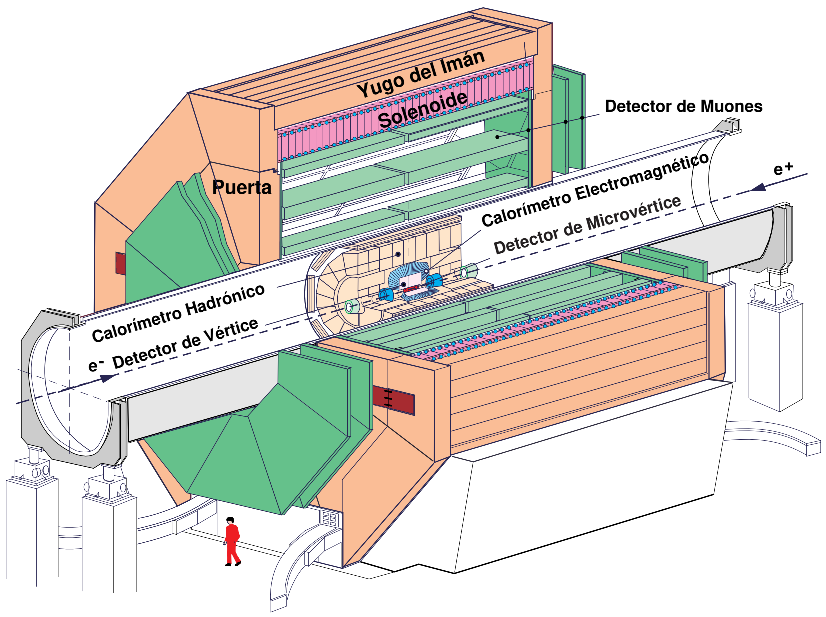


Figura 2.2: El detector L3

Empezando por la región más próxima al punto de interacción, los subdetectores de L3 son:

- **El sistema central de trazas** que tiene como objetivo detectar partículas cargadas y determinar con precisión la trayectoria de sus trazas y su momento.

- **El calorímetro electromagnético o BGO** está diseñado para la identificación y medida precisa de la energía y dirección de electrones y fotones.
- **El monitor de luminosidad**, situado a muy bajo ángulo a ambos lados del punto de interacción. Su objetivo es la identificación de electrones para determinar la luminosidad mediante el recuento de sucesos *bhabha*.
- **El sistema de centelleadores**. Proporciona una medida del tiempo en el que pasan las partículas por los contadores de centelleo respecto al cruce de haces.
- **El calorímetro hadrónico**, para medir la energía de los hadrones.
- **El espectrómetro de muones** formado por cámaras de deriva, permite una medida precisa del momento de los muones.
- **El imán**, que proporciona un campo magnético que curva la trayectoria de las partículas cargadas.

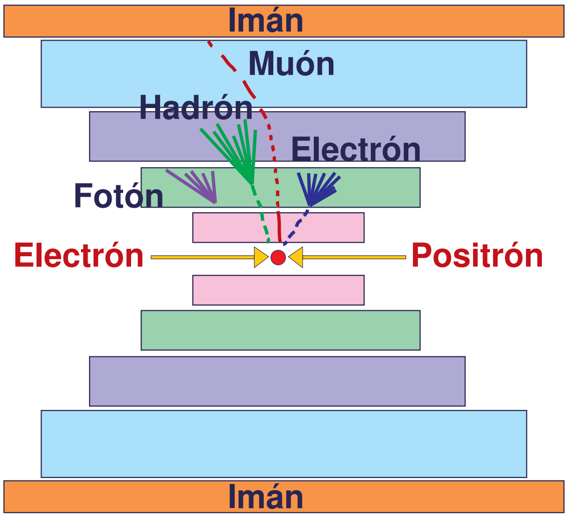


Figura 2.3: Identificación de las distintas partículas en el detector L3

La figura 2.3 muestra cómo se observan las diferentes partículas en el detector:

- **Fotones**. Al ser partículas sin carga, atraviesan la cámara central de trazas sin interaccionar y producen una cascada en el calorímetro electromagnético.
- **Electrones**. Después de dejar una traza en el detector central, producen una cascada en el BGO que apunta hacia ella.
- **Hadrones**. Si son cargados pueden dejar trazas en el detector central y cascadas electromagnéticas en el BGO. Tras atravesar este detector, depositan parte de su energía en el calorímetro hadrónico.
- **Muones**. Son las únicas partículas que alcanzan el espectrómetro de muones, donde se mide su momento con precisión después de dejar traza en el detector central, y perder parte de su energía en el BGO y el calorímetro hadrónico.

El sistema de coordenadas utilizado en L3 tiene su origen en el centro del detector, el eje z corresponde a la dirección de avance de los electrones, el eje x apunta hacia el centro del anillo de LEP y el eje y es perpendicular a él. El detector tiene simetría cilíndrica con respecto al eje z. Las coordenadas cilíndricas están definidas por el ángulo θ, ángulo polar respecto al eje z y el ángulo azimutal ϕ, contenido en el plano $x-y$ y medido a partir del eje x.

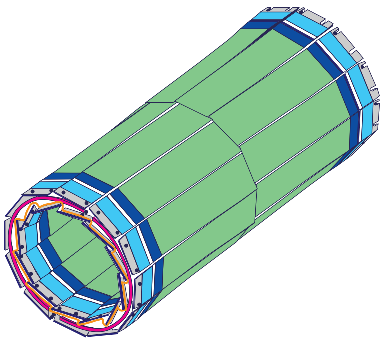
A continuación se describen los subdetectores que forman parte de L3.

2.2.1 El detector de trazas

Es el detector más cercano al punto de interacción. Está formado por el detector de microvértice (SMD), dos cámaras de deriva cilíndricas (TEC) y dos cámaras proporcionales (las cámaras Z). Su función es medir la dirección, el momento y la carga de las partículas que lo atraviesan y reconstruir el punto de interacción y vértices secundarios de las partículas con vidas medias superiores a 10^{-13} s.

SMD. *(Silicon Microvertex Detector)*

El SMD fue instalado en L3 en el año 1993 para mejorar la reconstrucción de trazas. Está situado entre el tubo del haz y el borde interno de la TEC. Como puede verse en la figura 2.4 está formado por dos capas de detectores de silicio colocadas a 6 y 8 cm del vértice de interacción. Cada capa está formada por 12 *ladders*. Cada *ladder* está formado por dos sensores de silicio con lectura de doble cara y dimensiones 70×40 cm^2 y 300 μm de grosor. La resolución obtenida en el plano $r\phi$ es de 7 μm y 14 μm en z, y cubre el intervalo angular $22^o < \theta < 158^o$.



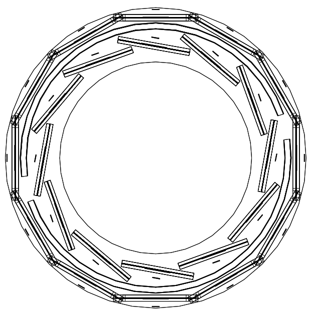


Figura 2.4: SMD

TEC. *(Time Expansion Chamber)*

La TEC es una cámara de deriva que actúa como elemento principal del sistema de detección central de trazas.

Cada sector de la TEC está dividido en una región con bajo y homogéneo campo eléctrico (región de deriva) y velocidades de deriva lentas (~ 6 μm/ns) y una región de amplificación con alto campo eléctrico y velocidades de deriva más altas (~ 50 μm/ns). Estas dos regiones están separadas por un plano de hilos catódicos. En el centro de cada sector y paralelos a la dirección del haz se disponen los hilos anódicos, 8 en los sectores internos y 54 en los externos, lo que proporciona un máximo de 62 puntos por traza en el plano perpendicular al haz. Para resolver si una traza está originada a uno u

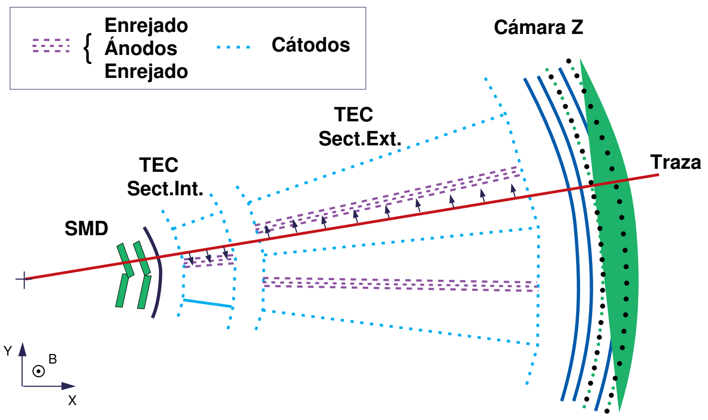


Figura 2.5: Sección transversal de la TEC y señal que deja en la misma una traza

otro lado del plano anódico al que deriva la señal, los sectores de la TEC se distribuyen en dos cámaras de deriva concéntricas: la cámara interna, compuesta de 12 sectores, y la externa, de 24.

La TEC opera con una mezcla de dióxido de carbono (80%) e isobutano (20%) con un bajo coeficiente de difusión y bajas velocidades de deriva. En la figura 2.5 se muestra la posición de los hilos de un sector de la TEC.

La resolución obtenida en la medida del momento transverso es de $\sigma(1/p_t) = 0.02$ GeV^{-1}. Además, la TEC distingue entre dos trazas próximas cuando su separación mínima es de ~ 650 μm.

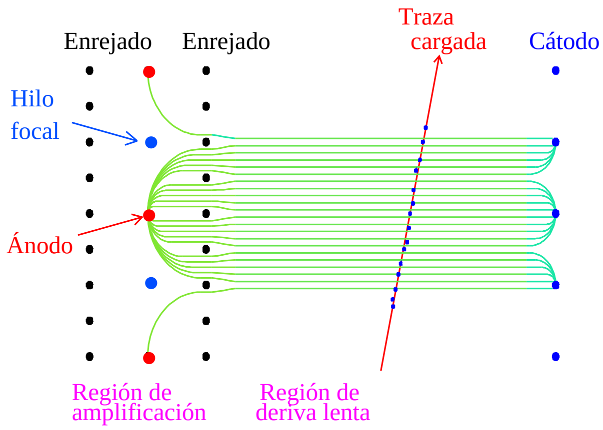


Figura 2.6: Mecanismo de la detección de trazas

Cámaras Z

Las cámaras Z cubren la región angular $45^o < \theta < 135^o$. Envuelven a la TEC y proporcionan una medida de la coordenada z de la traza. Consisten en dos cámaras proporcionales concéntricas y cilíndricas con lectura de cátodo. Las tiras de cátodos se encuentran inclinadas con respecto a la dirección del eje z, 69^o y 90^o en la cámara externa, y -69^o y -90^o en la cámara externa. La resolución en la medida de la coordenada z de una traza aislada es de 300 μm.

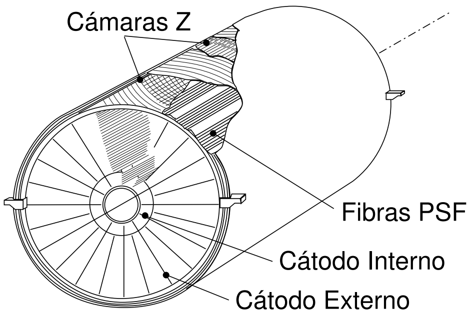


Figura 2.7: Cámara Z

2.2.2 El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético rodea al sistema central de trazas y está diseñado para la identificación y medida precisa de la dirección y energía de fotones y electrones. Está formado por cristales de germanato de bismuto ($Bi_4Ge_3O_{12}$) en forma de pirámide truncada (figura 2.8) que apuntan al vértice de interacción. Este material fue elegido debido a su elevada densidad (7.13 g/cm^3) y corta longitud de radiación (1.12 cm).

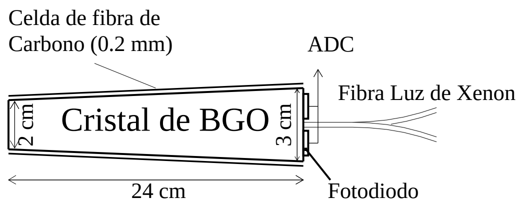


Figura 2.8: Cristal del BGO

El calorímetro electromagnético está dividido en dos partes: el *barril* que cubre la región central ($42^o < \theta < 138^o$), y dos partes a bajo ángulo, las *tapas* ($12^o < \theta < 38^o$ y $142^o < \theta < 168^o$). La disposición del calorímetro electromagnético puede apreciarse en la figura 2.9.

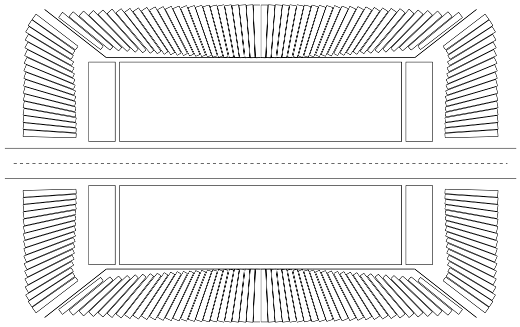


Figura 2.9: Vista del calorímetro electromagnético de L3

La luz de centelleo generada en los cristales debida al paso de partículas es recogida por los fotodiodos que se encuentran situados en la cara posterior de cada cristal. Debido a la fina segmentación del calorímetro electromagnético (10734 cristales) y a que la anchura de los cristales es inferior al radio de Molière (dimensión transversal de la cascada) la señal de las partículas será recogida por varios cristales permitiendo así una mejor localización del centro de la cascada.

Los fotones y electrones principalmente pierden su energía en el BGO debido a la creación de pares e^+e^- y a la emisión de fotones de *bremsstrahlung* respectivamente ($E_{brems} \propto 1/m^2$). La longitud de los cristales del BGO es de 24 cm ($\sim$ 21 longitudes de radiación) por lo que electrones y fotones perderán toda su energía en el calorímetro electromagnético.

Como la longitud de interacción nuclear es bastante superior a la longitud de interacción electromagnética y la pérdida de energía por emisión *bremsstrahlung* es inferior para las partículas que interaccionan nuclearmente, los hadrones continuarán hacia el calorímetro hadrónico. Además la forma de las cascadas nos permitirá diferenciar entre electrones y hadrones (figura 2.10)

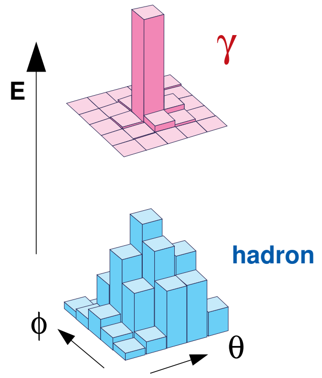


Figura 2.10: Cascadas electromagnética y hadrónica en el BGO

La resolución obtenida en la medida de la energía de una partícula electromagnética es [10]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[\frac{1.6 \pm 0.1}{\sqrt{E}} + (0.35 \pm 0.05)\right]\% \tag{2.3}$$

2.2.3 El monitor de luminosidad

La función del monitor de luminosidad consiste en la identificación de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a bajo ángulo. La sección eficaz de este proceso es grande y se conoce teóricamente con gran precisión. El número de sucesos observados se compara con el teórico para calcular la luminosidad suministrada por LEP.

El monitor de luminosidad consta de un detector de trazas y un calorímetro con cristales de BGO. El sistema está situado a ambos lados del vértice de interacción, a 2.73 m, cubriendo la región angular $1.4^o < \theta < 3.9^o$. Su disposición puede verse en la figura 2.11.

Cada calorímetro está compuesto de 304 cristales de BGO dispuestos en 8 anillos concéntricos, a su vez divididos en 16 sectores.

El detector de trazas es un detector de silicio de tres capas montado delante de cada calorímetro. Dos de las capas son concéntricas al eje del haz y proporcionan una medida del ángulo θ, y la tercera es perpendicular, para la medida de la coordenada ϕ. El error medido en la luminosidad es menor que el 0.2% [11].

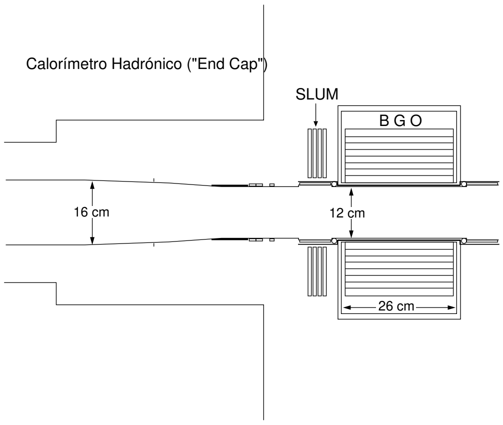


Figura 2.11: Sección longitudinal del monitor de luminosidad

2.2.4 Sistema de centelleadores

Los contadores de centelleo están situados en la región central entre el calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico. Miden con precisión el tiempo de vuelo de las partículas respecto al tiempo de cruce de los haces, permitiendo asi diferenciar muones cósmicos (5.8 ns en recorrer la distancia entre dos centelleadores opuestos) de muones que provienen de una colisión e^+e^- (la diferencia de tiempos entre los centelleadores es de 0 ns). Está formado por un conjunto de 30 plásticos centelleadores en el *barril* y 16 en las *tapas*. La resolución de los centelleadores es de 460 ps.

2.2.5 El calorímetro hadrónico y filtro de muones

El calorímetro hadrónico (HCAL) está diseñado para medir la energía y posición de los hadrones, conjuntamente con el calorímetro electromagnético.

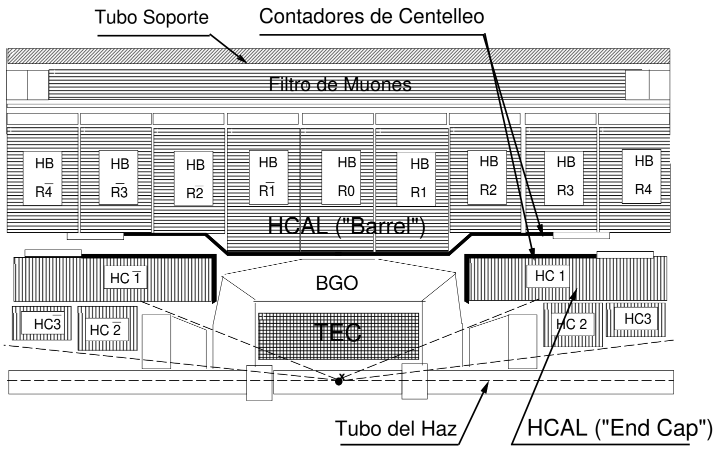


Figura 2.12: Sección longitudinal del calorímetro hadrónico

Está compuesto por módulos en los que se intercalan capas de cámaras proporcionales como material activo (operan con una mezcla de argón y dióxido de carbono $80-20\%$), con placas de uranio como material absorbente. El uranio fue elegido debido a su baja longitud de absorción.

En el *barril* ($36^o < \theta < 144^o$), el calorímetro hadrónico está formado por 9 anillos con 16 módulos cada uno. Los hilos de cada cámara están colocados perpendicularmente a los de las cámaras adyacentes, permitiendo así una medida tridimensional de la trayectoria de la partícula.

Las *tapas* ($5^o < \theta < 36^o$ y $144^o < \theta < 175^o$) constan de un anillo externo (HC1) y dos internos (HC2 y HC3), divididos a su vez en dos mitades. Los hilos de las cámaras están colocados perpendiculares a la dirección del haz, para medir directamente el ángulo θ.

Entre el tubo de soporte y el HCAL, se encuentra el filtro de muones, que está compuesto por 8 sectores idénticos compuestos cada uno de ellos por 6 capas de latón de 1 cm intercaladas con 5 cámaras proporcionales de 1.5 cm. El filtro de muones añade 1 longitud de absorción a las 4 del calorímetro hadrónico y 1 del calorímetro electromagnético, teniendo un total de 6 longitudes de absorción. Así el filtro actúa de forma que los hadrones procedentes del calorímetro hadrónico no lleguen a pasar al detector de muones.

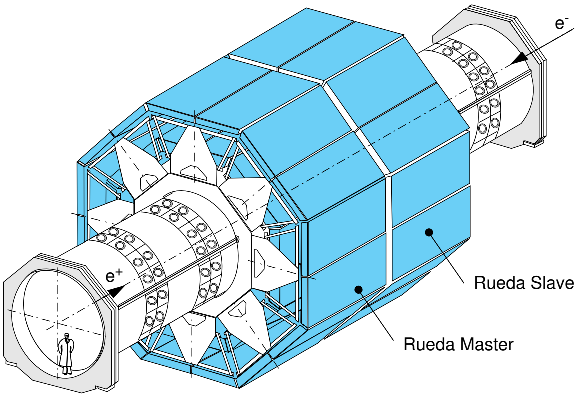
La resolución en la energía viene dada por:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{55}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 5 \right) \% \tag{2.4}$$

2.2.6 El detector de muones

El detector de muones es un sistema de cámaras de deriva situado entre el tubo soporte y el imán y tiene como objetivo la medida del momento de los muones.

Igual que los calorímetros y centelleadores, el espectrómetro de muones se divide en dos partes: *barril* y *tapas*.



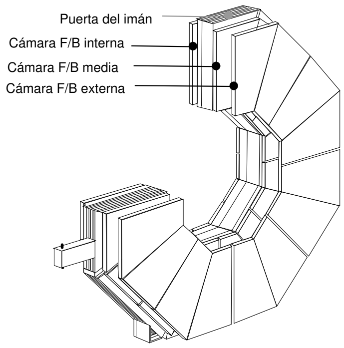


Figura 2.13: Vista del sistema central y a bajo ángulo del espectrómetro de muones

El *barril* cubre la región angular $44^o < \theta < 136^o$ y está compuesto por dos ruedas con 8 octantes cada una. Cada octante consiste en una estructura mecánica formada por tres planos en los que se montan dos tipos distintos de cámaras de deriva: las cámaras de precisión P, que miden el momento transverso de los muones, y las cámaras Z, que miden la coordenada z. El gas utilizado por las cámaras P es una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%); las cámaras Z operan con una mezcla de argón (91.5%) y metano (8.5%).

El momento de los muones de 50 GeV se mide con una resolución del 2%.

Las *tapas* o sistema *forward-backward*, cubre los intervalos $22^o < \theta < 43^o$ y $137^o < \theta < 158^o$ y está formado por 16 módulos independientes montados sobre las puertas del imán. Cada módulo está formado por tres planos de cámaras de deriva, dos de ellos en la cara externa de la puerta y uno en la cara interna. Estas cámaras contienen una mezcla compuesta por un 80% de argón, un 10% de dióxido de carbono y un 4% de isobutano.

La resolución en la medida del momento está limitada al 30% debido a la dispersión múltiple provocada por las puertas del imán.

2.2.7 El sistema de *trigger*

Al sistema de selección que permite la adquisición de un suceso o su veto se le denomina *trigger*; su función consiste en seleccionar los sucesos que deben ser almacenados por el sistema de adquisición de datos, para su posterior análisis.

Nivel 1

El *trigger* de primer nivel consta de varios *subtriggers* independientes: el *trigger* de energías, que combina las señales de los calorímetros, el de la TEC, de los centelleadores, de las cámaras de muones y del monitor de luminosidad.

Cada uno de los *subtriggers* individuales debe tomar la decisión de aceptar o rechazar el suceso antes del siguiente cruce de haces, el resultado positivo de alguno de ellos hará que comience la digitalización y almacenamiento de los datos del suceso (en 500 μs aproximadamente). Los sucesos que activan más de un *subtrigger* pasan a ser almacenados directamente. La frecuencia de salida de este nivel es de $\sim$ 20 Hz.

Nivel 2

El *trigger* de segundo nivel rechaza sucesos no físicos que han sido aceptados por el primer nivel, principalmente ruido electrónico, radiación de sincrotrón e interacciones del haz con las paredes del tubo de vacío. Varios algoritmos (energía, TEC y muones) examinan el suceso, y deciden si se rechaza o no. Este nivel rechaza aproximadamente el 30% de los sucesos que pasan el primer nivel. La frecuencia de salida de este nivel es de $\sim$ 10 Hz.

Nivel 3

Tras la completa digitalización de la señal, el nivel 3 actúa en aquellos sucesos que pasaron el nivel 2. Como en el segundo nivel varios algoritmos examinan el suceso, pero con umbrales más precisos. La frecuencia de salida del tercer nivel es de $\sim 3 - 5$ Hz.

2.3 Reconstrucción de los datos y simulación

Cuando un suceso ha sido aceptado por el *trigger*, es almacenado por el sistema de adquisición de datos y pasa a la etapa siguiente, la reconstrucción *off-line*.

Reconstrucción de los sucesos

El programa de reconstrucción REL3 (*Reconstruction of Event in L3*), se encarga de transformar la información recogida por la electrónica de todos los subdetectores en objetos más elaborados que puedan ser utilizados directamente en 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 y los factores de calibración para cada uno.

La reconstrucción se realiza en dos etapas: primero, REL3 reconstruye la información recogida en cada subdetector. En la siguiente etapa, se realiza una reconstrucción global, la información reconstruida en cada subdetector se combina para construir objetos más complejos que representan partículas (*jets*, muones…)

Simulación

Para obtener una estimación de las eficiencias de selección y de los sucesos *de fondo* que pasan nuestra selección, es necesario realizar una simulación, tanto del proceso estudiado como de sus procesos contaminantes. En L3 esto se realiza utilizando métodos de Monte Carlo.

Esta simulación consta de tres etapas:

- Generación Monte Carlo: La generación de sucesos se realiza de acuerdo a la sección eficaz diferencial de cada proceso, utilizando programas de Monte Carlo desarrollados en L3. En esta fase se generan los cuadrimomentos y las cargas de las partículas producidas. Un ejemplo de generadores Monte Carlo utilizados son: GGG [12] para el proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, KORALZ [13] para los sucesos con $\tau^+\tau^-$ o $\mu^+\mu^-$ en el estado final, JETSET [14] para sucesos hadrónicos.
- Simulación del detector: El programa de simulación SIL3 (*SImulation in L3*), simula la interacción de las partículas generadas con los detectores utilizando el paquete GEANT [16] (desintegraciones, emisión *bremsstrahlung*...) y la respuesta posterior del detector a estas interacciones, la respuesta electrónica. Para conseguir una simulación "real" se utiliza la información recogida en la base de datos de L3 (DBL3). La base de datos está dividida en siete secciones, una por cada subdetector, y otras dos relativas al *trigger* y a la toma de datos de L3. Cada una contiene la geometría del detector (actualizada cada año), información *on-line* (alto voltaje de la TEC, temperatura del BGO) e información *off-line* (calibraciones de la velocidad de deriva en la TEC, cristales muertos y calibraciones del BGO...)
- Reconstrucción: Tras la simulación de la respuesta del detector, se realiza la reconstrucción de los sucesos generados con programas Monte Carlo, del mismo modo que los datos reales.

En la figura 2.14 puede verse un esquema del procesado de los sucesos desde su generación (colisión e^+e^- en datos reales o desde la generación Monte Carlo).

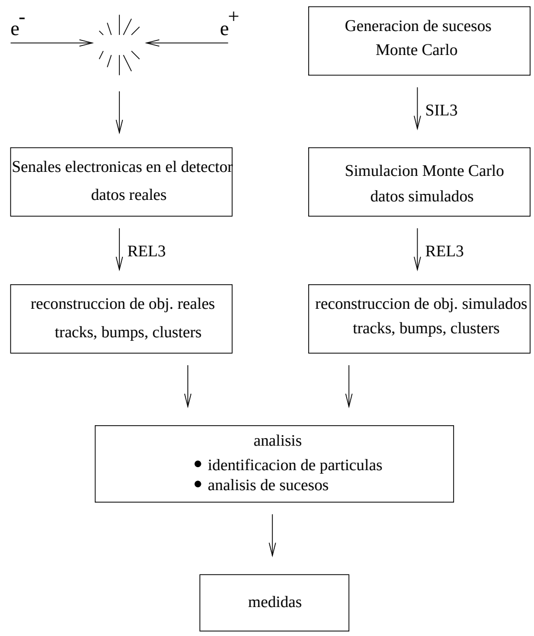


Figura 2.14: Esquema del procesado de sucesos desde la colisión o simulación

Capítulo 3

Selección de la muestra y resultados experimentales

Este capítulo está dedicado al cálculo de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$, a partir de los datos recogidos por el detector L3 durante 1997, 1998 y 1999, a energías en el centro de masas entre 183 y 202 GeV. En total, se han analizado un total de 684 pb^{-1}.

3.1 Selección de la muestra

En la figura 3.1 se presenta un ejemplo de un suceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$, como puede verse en ella las características de estos sucesos son las siguientes:

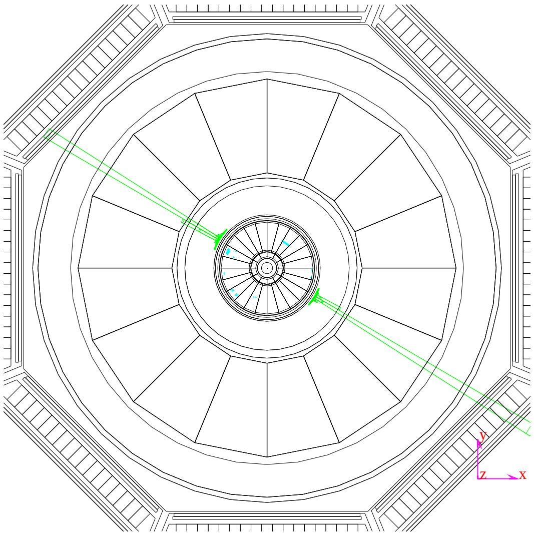


Figura 3.1: Sección transversal de un suceso $e^+e^- \to \gamma\gamma$

- 2 o más deposiciones de alta energía en el calorímetro electromagnético.
- ninguna traza reconstruida en la TEC.

Para seleccionar los sucesos con sólo fotones en el estado final aplicamos los siguientes cortes de selección, tanto a los datos recogidos durante el periodo considerado, como a los sucesos simulados y reconstruidos:

1. $2 \leq \text{NSRCS} \leq 10$

   donde NSRCS es el número de cascadas electromagnéticas depositadas en el BGO.

2. Identificaremos como fotones aquellas deposiciones en el BGO con:

   - Recogidas en la región angular limitada por $16^o < \theta < 164^o$.
   - Energía mínima: $E > 5$ GeV

     E es la energía depositada por cada cascada en el BGO.
   - Perfil electromagnético: los 9 cristales centrales deben tener al menos el 90% de la energía de la cascada (figura 2.10)

     $$E_{925} = \frac{E_9}{E_{25}} > 0.9$$

     E_9 y E_{25} es la energía depositada en una matriz de cristales 3×3 y 5×5, eligiendo como centro el cristal más energético de la cascada.
   - No asociadas a una traza en la TEC.

     Hay que tener en cuenta el ruido de la TEC, que para partículas sin carga nos simulará trazas y sus ineficiencias (apartado 3.3), que para partículas cargadas nos las eliminarán.

     - Eliminamos sucesos que tengan al menos una traza apuntando a una cascada del BGO con momento superior a 0.1 GeV.
     - A bajo ángulo la resolución de las trazas no es tan clara, el número de hilos de la TEC es inferior y la reconstrucción de las trazas es menos eficiente, por tanto, exigimos que el número de hilos que dan señal en la TEC que apuntan a cada deposición en el BGO cumpla que:

       $$N_{us} < 40\% N_{es}$$

       N_{us} es el número de hilos con señal en la TEC y N_{es} el número de hilos con señal que debería tener una partícula cargada en esa misma dirección.

3. La energía total recogida en el BGO debe cumplir que:

   $$E_{tot} > 0.5 \cdot \sqrt{s}$$

   donde E_{tot} es la suma de la energía depositada por cada cascada en el calorímetro electromagnético.

4. Deben estar activos al menos un par de centelleadores opuestos con una diferencia de tiempos < 5 ns, asegurando así que el estado final viene de una colisión e^+e^- y reduciendo el fondo de cósmicos (para muones que provienen de rayos cósmicos $T_1 - T_2 = 5.8$ ns, donde T_1 y T_2 son los tiempos en los que se recogió la señal en cada centelleador respecto al cruce de haces).

3.2 Resultados de la selección

Teniendo en cuenta la luminosidad obtenida en datos (apartado 3.3), el número de sucesos seleccionado en datos y el número de sucesos esperado por QED se muestra en la tabla 3.1.

$\sqrt{s}$ (GeV)	N_{sel}	N_{esp}	$\epsilon(\%)$
183	460	477 ± 22	68.0 ± 0.2
189	1374	1415 ± 37	68.8 ± 0.2
192	200	212 ± 14	64.2 ± 0.5
196	572	591 ± 24	64.8 ± 0.2
200	439	466 ± 24	64.7 ± 0.2
202	227	242 ± 24	64.3 ± 0.5

Tabla 3.1: Número de sucesos observados en datos y esperados en QED en función de la energía del centro de masas y eficiencias de la selección

Eficiencia de la selección y cálculo del número de sucesos esperado

Para la estimación de la eficiencia de la selección utilizamos una muestra de sucesos generados $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ mediante el método de Monte Carlo para cada año. La eficiencia de selección se define como el cociente:

$$\epsilon_s = \frac{N_{sel}^{MC}}{N_{gen}^{MC}} \qquad \Delta\epsilon_s = \sqrt{\frac{\epsilon_s\,(1-\epsilon_s)}{N_{gen}^{MC}}} \tag{3.1}$$

donde N_{gen}^{MC} y N_{sel}^{MC} son el número de sucesos generados y seleccionados (en la región angular examinada $16^o < \theta < 164^o$) tras el análisis de la muestra simulada. La eficiencia final, después de introducir la eficiencia del *trigger* de energías ϵ_T:

$$\epsilon = \epsilon_s \cdot \epsilon_T \tag{3.2}$$

Para determinar la eficiencia del *trigger* de energías activado en los sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, hemos utilizado una muestra de sucesos *bhabha*, de manera que hayan disparado el *trigger* basado en las trazas, además del *trigger* calorimétrico.

Comparando ambos *subtriggers* y considerándolos independientes, podremos calcular la eficiencia de cada uno de ellos. En todas las energías analizadas encontramos una eficiencia del *trigger* de energías superior al 99.9%. El valor de la eficiencias calculadas así se dan en la tabla 3.1.

Los sucesos simulados y reconstruidos han sido generados de acuerdo con la sección eficaz diferencial de QED, incluyendo correcciones radiativas hasta orden α^3. A partir del análisis de esta muestra podemos calcular el número de sucesos esperados por QED (N_{esp}):

$$N_{esp} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{ref} \cdot \epsilon \tag{3.3}$$

donde σ_{ref} son las secciones eficaces totales de generación de cada muestra simulada.

Características de los sucesos seleccionados

- Energía total: En la figura 3.2 puede verse la distribución de la energía total del suceso para datos y la simulación Monte Carlo que describe QED. La pérdida de energía en algunos sucesos puede deberse a la ineficiencia en la detección del BGO (presencia de "cristales muertos") o a que alguno de los fotones incida en una zona que no cubra el detector.

- Distribución angular: En la figura 3.3 puede observarse la comparación entre la distribución angular de los sucesos seleccionados para datos y en Monte Carlo. Se define $|\cos\theta^*|$ como:

$$|\cos\theta^*| = \left|\frac{\sin\left(\frac{\theta_2-\theta_1}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta_2+\theta_1}{2}\right)}\right| \tag{3.4}$$

  donde θ_1 y θ_2 son los ángulos polares de los dos fotones más energéticos.

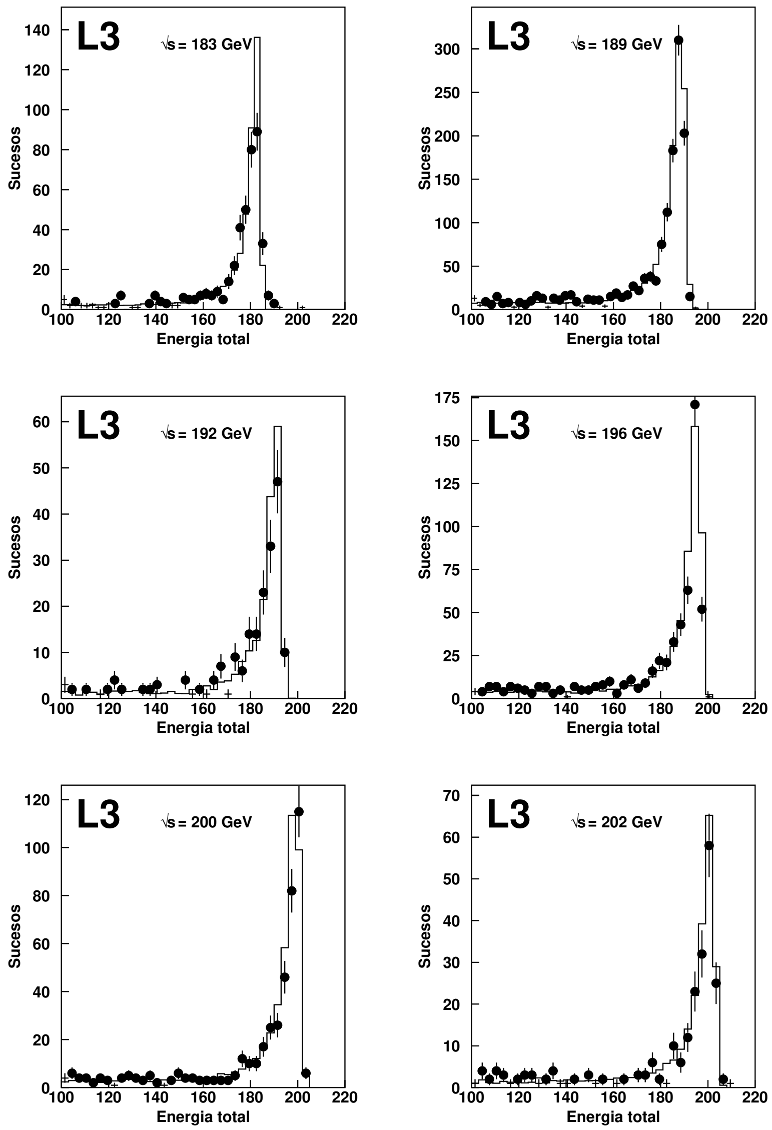


Figura 3.2: Distribución de la energía total. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción de QED

- Acolinealidad: La disposición de los fotones en este tipo de sucesos es muy colineal. Definimos la acolinealidad de un suceso como:

$$\mathrm{ACOL} = 180^o - \alpha_{12} \tag{3.5}$$

donde α_{12} es el ángulo en grados entre los dos fotones más energéticos. En la figura 3.4 puede verse la comparación de esta variable para los datos seleccionados y la simulación Monte Carlo.

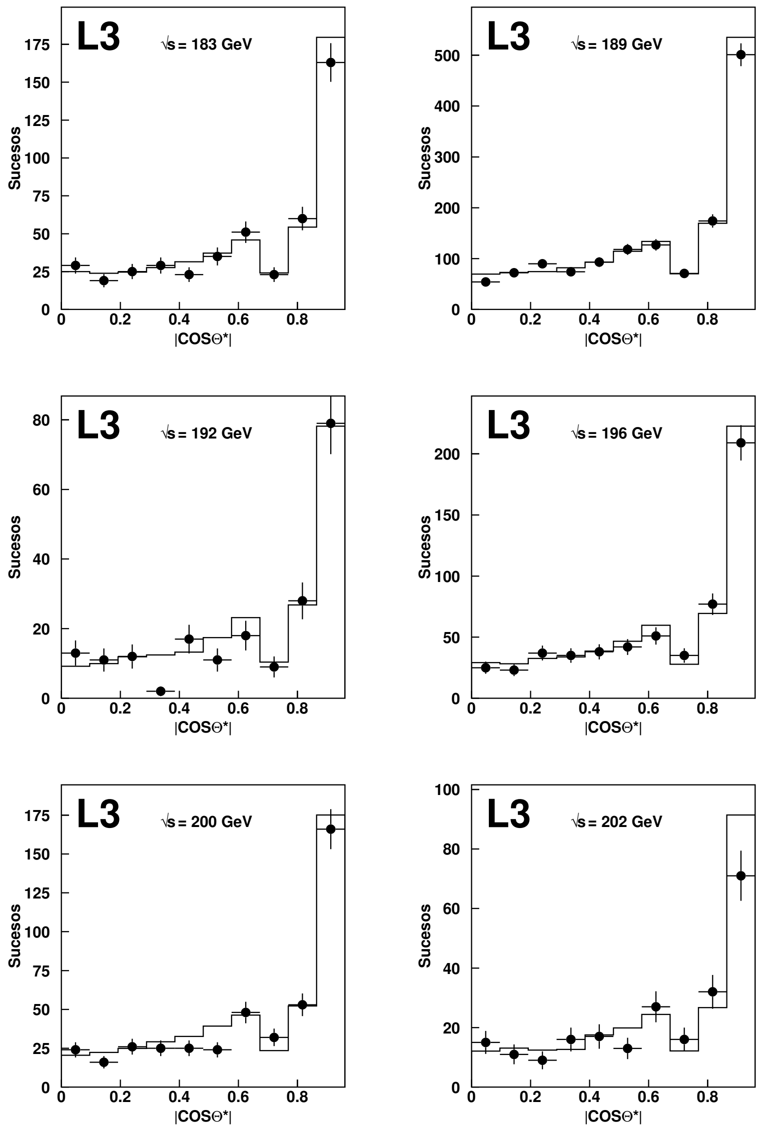


Figura 3.3: Distribución angular de los sucesos seleccionados. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción de QED

- Acoplanaridad: En la figura 3.5 puede verse la distribución de la acoplanaridad del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$, para datos y Monte Carlo, que definimos como:

$$\mathrm{ACOPL} = 180^o - \phi_{12} \tag{3.6}$$

  donde $\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$, ϕ_1 y ϕ_2 el ángulo azimutal (en grados) de los dos fotones más energéticos.

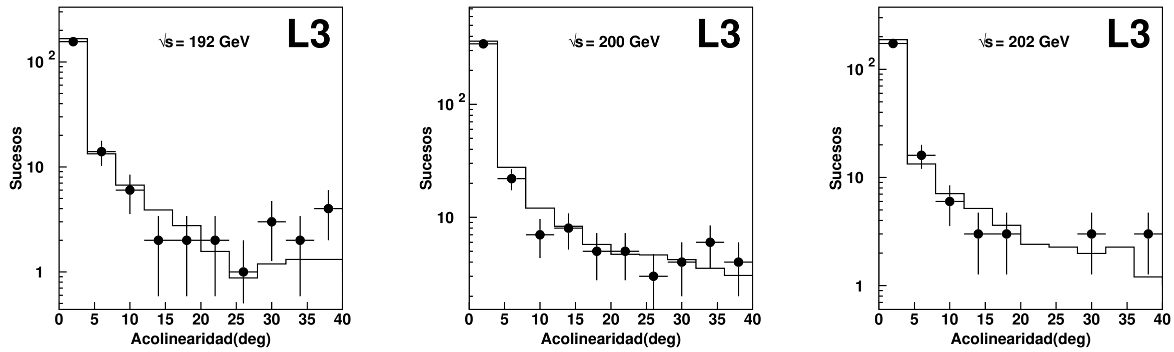


Figura 3.4: Distribución de la acolinealidad entre los dos fotones más energéticos en la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción de QED

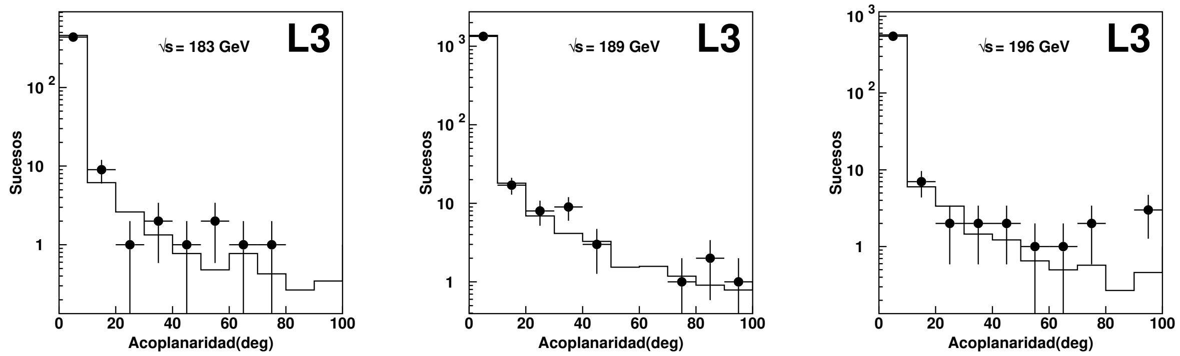


Figura 3.5: Distribución de la acoplanaridad entre los dos fotones más energéticos en la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción de QED

3.3 Estado del detector

3.3.1 Estado de la TEC

La TEC presenta periodos durante la toma de datos en los que está inactiva (con el alto voltaje apagado debido al alto *background* de LEP) o en los que su eficiencia es más baja, de manera que partículas cargadas podrían aparecer sin traza tras la reconstrucción. Es necesario localizar estos periodos para eliminarlos de nuestro análisis, con el objetivo de garantizar una mayor pureza en nuestro análisis.

Para examinar el funcionamiento de la cámara de trazas utilizamos los propios datos. En un periodo de tiempo determinado se examina el número de trazas recogidas (repartidas uniformemente en el plano $r\phi$). Si el número de trazas está por debajo de un umbral dado, determinado previamente, eliminamos dicho periodo de nuestro análisis.

Además de los periodos excluidos debido a la TEC, en 1999 se han eliminado 13.40 pb^{-1} en los que el *trigger* de energías no funcionó correctamente. En la tabla 3.2 se da la luminosidad recogida y la luminosidad final utilizada para el análisis en los distintos puntos de energía.

En la figura 3.6 puede verse un periodo inactivo de la TEC, cada *bin* representa un grupo de 50 sucesos.

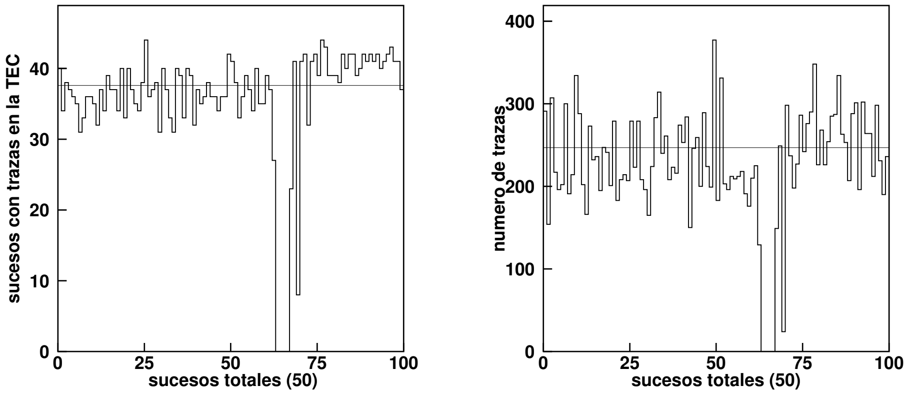


Figura 3.6: Número de sucesos con trazas y trazas totales recogidas en la TEC para un periodo determinado de la toma de datos.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}_{\rm tot}$ (pb^{-1})	$\Delta\mathcal{L}_{\rm TEC}$ (pb^{-1})	$\Delta\mathcal{L}_{\rm trig}$ (pb^{-1})	$\mathcal{L}_{\rm util}$ (pb^{-1})
183	55.40	0.60	0.00	54.80
189	176.77	1.50	0.00	175.27
192	29.72	0.95	0.00	28.77
196	83.69	1.29	0.00	82.40
200	82.80	1.89	13.40	67.51
202	37.00	1.05	0.00	35.95

Tabla 3.2: Luminosidad total, malos periodos de la TEC y el *trigger* de energías y luminosidad total analizada.

3.4 Conversión de fotones

El mecanismo de interacción dominante de los fotones de alta energía con la materia es la producción de pares electrón-positrón o conversión de fotones ($\gamma \to e^+e^-$). En nuestro análisis hemos preferido descartar aquellos sucesos con trazas y con cascadas electromagnéticas con un número alto de hilos activos en la TEC.

A continuación vamos a cuantificar la probabilidad de conversión en L3. Para ello seleccionamos una muestra de sucesos con dos deposiciones electromagnéticas colineales (ACOL $< 5^o$), en los que una de ellas pueda ser un fotón que haya sufrido una conversión. Para reducir la contaminación de sucesos *bhabhas* exigimos que al menos una de las cascadas electromagnéticas tenga activos menos del 20% de hilos en la TEC de los que activaría una partícula cargada ($N_{us} < 20\% \cdot N_{es}$), condición que nos asegura que al menos una de las deposiciones electromagnética sea un fotón.

El cociente (A) entre los sucesos que sufren una conversión (N_{conv}^{acol}) y el número total de sucesos con dos deposiciones electromagnéticas colineales seleccionados (N_{total}^{acol}) nos da la probabilidad de conversión (C).

$$A \equiv \frac{N_{conv}^{acol}}{N_{total}^{acol}} = \frac{2C\,(1-C)}{1-C^2} \tag{3.7}$$

De la expresión anterior se obtiene que:

$$C = \frac{A}{2-A} \tag{3.8}$$

C		
$\lvert\cos\theta\rvert < \cos 30^o$	(*barril*)	4.4%
$\lvert\cos\theta\rvert > \cos 30^o$	(*tapas*)	15.6%

Tabla 3.3: Probabilidades de conversión $\gamma \to e^+e^-$

En la tabla anterior se observa que la probabilidad de conversión es superior en las zonas de θ pequeño, esto se debe a que el fotón además de recorrer mayor distancia, atraviesa la electrónica del SMD, donde la probabilidad de conversión es mucho mayor.

Aplicaremos la probabilidad de conversión obtenida en datos a la simulación Monte Carlo utilizada, eliminando el 4.4% (15.6%) de los sucesos seleccionados en el *barrel* (*tapas*).

3.5 Procesos contaminantes

En esta sección estimaremos la contaminación en nuestra selección de sucesos $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ con la ayuda de las simulaciones Monte Carlo de los procesos contaminantes. Conociendo la luminosidad para cada energía y la sección eficaz para cada proceso contaminante, podemos estimar la contaminación de la siguiente forma:

$$N_{cont} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{cont} \cdot \frac{N_{sel}^{cont}}{N_{gen}^{cont}} \tag{3.9}$$

donde N_{sel}^{cont} y N_{gen}^{cont} son el número de sucesos generados y seleccionados tras el análisis de la muestra simulada de cada proceso contaminante y σ_{cont} es la sección eficaz con la que fue generada.

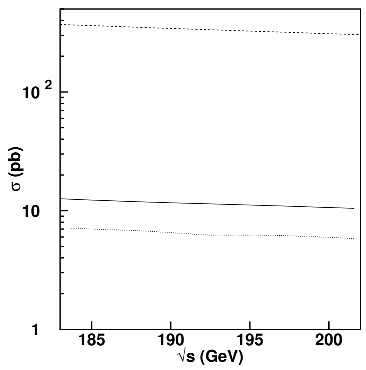


Figura 3.7: Secciones eficaces de los procesos $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ (línea continua), $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ (línea discontinua) y $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ (línea punteada)

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

El proceso más contaminante en nuestra selección, es la producción de sucesos *bhabhas*. El calorímetro electromagnético no distingue entre fotones y electrones. La cámara de trazas es el único componente capaz de diferenciarlos. Aqui las partículas cargadas dejan traza, mientras que las partículas neutras como el fotón no.

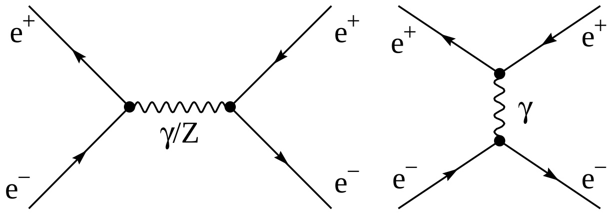


Figura 3.8: Diagramas de Feynman de la producción de sucesos *bhabha*

Para estimar el fondo de sucesos *bhabha* en nuestra muestra, utilizamos el generador Monte Carlo BHWIDE, descrito en la referencia [15] a las energías entre 183 y 202 GeV y aplicamos los cortes de selección del apartado 3.1. En la tabla 3.4 se dan los resultados finales en el cálculo de la contaminación.

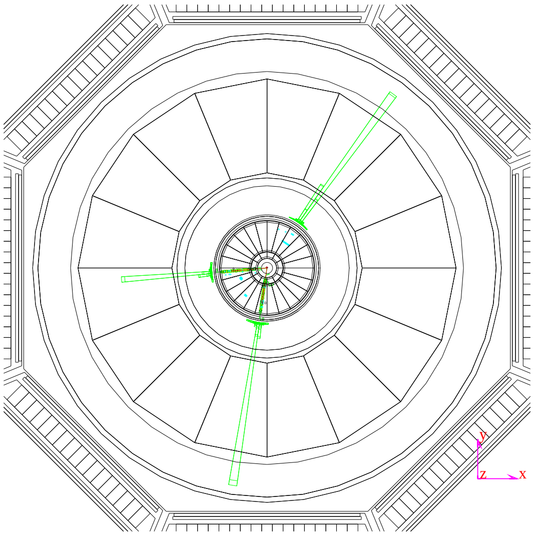


Figura 3.9: Sección transversal de un suceso $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$

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

Otra de las fuentes de contaminación debidas a procesos producidos en las colisiones e^+e^-, es la producción de pares de leptones τ, en los que ambos se desintegran en un electrón (o positrón) y neutrinos que pasarán a través de los detectores sin dejar señal.

Para estimar el fondo debido a sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ hemos tomado una muestra generada por KORALZ [13]. El resultado tras aplicar los cortes de selección aparece también en la tabla 3.4.

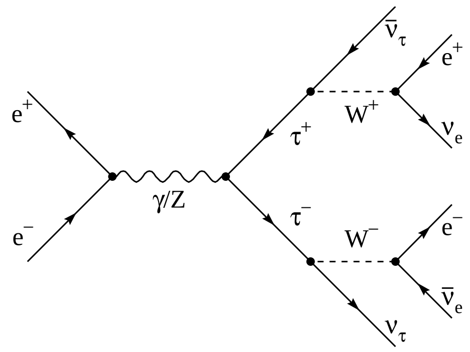


Figura 3.10: Diagrama de Feynman del proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$

$\sqrt{s}$ (GeV)	$N_{cont}(e^+e^- \to e^+e^-(\gamma))$	$N_{cont}(e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma))$
183	0.0	0.6
189	0.7	0.5
192	1.3	0.5
196	1.6	1.3
200	2.1	1.0
202	1.4	0.6

Tabla 3.4: Estimación del fondo debido a la producción de sucesos *bhabha* y pares de leptones τ

3.6 Cálculo de la sección eficaz total

La sección eficaz para un proceso dado se calcula mediante la expresión:

$$\sigma = \frac{N_{sel} - N_{cont}}{\epsilon \cdot \mathcal{L}} \tag{3.10}$$

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ_{obs}(pb)	σ_{esp}(pb)	$\sigma_{obs}/\sigma_{esp}$
183	$12.17 \pm 0.55 \pm 0.14$	12.65	0.96 ± 0.04
189	$11.54 \pm 0.30 \pm 0.14$	11.78	0.98 ± 0.03
192	$10.83 \pm 0.74 \pm 0.14$	11.51	0.94 ± 0.06
196	$10.71 \pm 0.44 \pm 0.14$	11.06	0.97 ± 0.04
200	$10.05 \pm 0.47 \pm 0.14$	10.66	0.94 ± 0.04
202	$9.82 \pm 0.63 \pm 0.14$	10.46	0.94 ± 0.06

Tabla 3.5: Sección eficaz total obtenida en el análisis de los datos recogidos y predicha por QED en el volumen fiducial

En la tabla 3.5 se expone la medida de la sección eficaz y los errores estadísticos y sistemáticos. La fuente principal del error sistemático en nuestra selección es el “criterio de selección”. El procedimiento seguido para determinar este error consiste en variar los cortes aplicados a todas las muestras, obteniendo un nuevo valor de la sección eficaz que puede diferir del hallado con los cortes iniciales. La variación de la sección eficaz para cada nuevo corte tiene un error estadístico que debe sustraerse a la hora de determinar el posible error sistemático.

En la figura 3.11 puede verse la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ medida con los datos recogidos en L3 en los años 1997, 1998 y 1999.

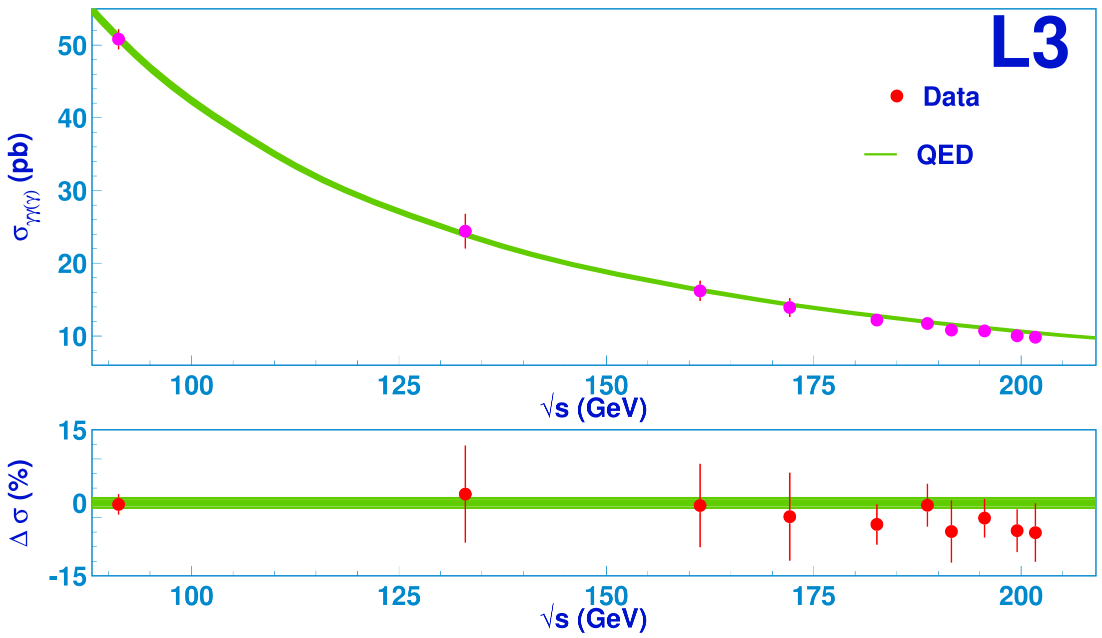


Figura 3.11: Sección eficaz total del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ a todas las energías analizadas en LEP (arriba) y diferencia (en %) entre la predicción teórica de QED y los valores medidos (abajo)

3.7 Cálculo de la sección eficaz diferencial

La sección eficaz total no ofrece información de la dependencia del proceso con la energía o el ángulo de las partículas salientes en la reacción. Una variable útil es la sección eficaz diferencial ($d\sigma/d\Omega$), que refleja la distribución angular de partículas salientes.

Con los datos seleccionados determinamos la sección eficaz diferencial en cada intervalo angular i con la siguiente fórmula:

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{\sigma_i}{2\pi\Delta\cos\theta_i} = \frac{N_i}{2\pi\mathcal{L}\epsilon_i\Delta\cos\theta_i} \tag{3.11}$$

donde N_i es el número de sucesos observados y ϵ_i la eficiencia en cada intervalo i, $\mathcal{L}$ la luminosidad recogida en cada energía de centro de masas analizada y $\Delta\cos\theta_i$ la anchura del intervalo angular escogido (0.05).

La sección eficaz diferencial para el proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ a cada energía entre 189 y 202 GeV, queda reflejada en las tablas 3.6 y 3.7 y en la figura 3.13 junto con la predicción QED. En la figura 3.12 puede verse el comportamiento de la eficiencia a $\sqrt{s} = 183$ GeV en cada intervalo angular. La bajada que se observa en $|\cos\theta| \sim 0.75$ corresponde a la región de transición entre el *barril* y las *tapas* del calorímetro electromagnético.

$\sqrt{s} = 183$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$	$\epsilon_i(\%)$
0.05	15	13	0.95	0.83	91.7
0.10	14	13	0.91	0.83	89.0
0.15	10	12	0.68	0.82	85.9
0.20	9	13	0.58	0.84	89.4
0.25	10	12	0.64	0.77	90.2
0.30	18	13	1.18	0.87	88.4
0.35	16	14	1.02	0.91	87.7
0.40	13	16	0.85	1.01	88.5
0.45	13	16	0.86	1.05	87.7
0.50	12	18	0.79	1.20	88.5
0.55	23	19	1.50	1.21	88.8
0.60	17	21	1.14	1.38	86.5
0.65	31	24	2.18	1.69	82.5
0.70	21	27	1.56	1.98	77.7
0.75	8	7	2.74	2.35	16.9
0.80	5	7	2.03	2.85	14.2
0.85	38	32	4.12	3.50	53.5
0.90	78	70	5.67	5.02	79.8
0.95	73	97	6.34	8.41	66.8

$\sqrt{s} = 189$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$)	$\epsilon_i(\%)$
0.05	35	38	0.72	0.79	87.9
0.10	21	35	0.43	0.73	87.7
0.15	37	37	0.76	0.76	88.1
0.20	37	38	0.77	0.79	87.1
0.25	46	37	0.94	0.76	88.6
0.30	48	41	0.98	0.85	88.4
0.35	35	41	0.74	0.87	86.0
0.40	45	45	0.94	0.95	86.7
0.45	41	49	0.87	1.03	86.0
0.50	57	53	1.17	1.09	88.6
0.55	74	56	1.52	1.15	88.4
0.60	50	66	1.04	1.37	86.6
0.65	73	70	1.59	1.53	83.0
0.70	66	77	1.53	1.79	77.9
0.75	27	19	3.01	2.17	16.3
0.80	20	19	2.68	2.58	13.5
0.85	103	100	3.56	3.47	52.5
0.90	223	213	5.01	4.80	80.7
0.95	258	290	7.03	7.92	66.6

Tabla 3.6: Sección eficaz diferencial (en pb) del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ a las energías $\sqrt{s} = 183$ GeV y $\sqrt{s} = 189$ GeV con los datos recogidos en los años 1997 y 1998. Se compara con la predicción de QED. En la primera columna aparece el punto medio de cada intervalo angular

$\sqrt{s} = 192$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$	$\epsilon_i(\%)$
0.05	5	4	0.74	0.59	74.4
0.10	9	6	1.12	0.68	88.8
0.15	4	5	0.56	0.70	79.2
0.20	7	5	0.94	0.72	82.7
0.25	5	7	0.64	0.84	86.1
0.30	6	6	0.87	0.81	76.1
0.35	0	6	0.00	0.77	82.1
0.40	4	6	0.51	1.04	87.3
0.45	8	8	1.18	0.90	74.8
0.50	10	9	1.24	1.07	89.0
0.55	5	8	0.66	1.00	83.4
0.60	8	11	1.07	1.49	82.9
0.65	10	12	1.38	1.67	80.2
0.70	9	13	1.34	1.89	74.0
0.75	2	3	1.48	2.09	14.9
0.80	2	2	1.98	2.42	11.1
0.85	19	16	3.95	3.34	53.1
0.90	26	30	4.07	4.65	70.6
0.95	45	43	7.84	7.46	63.5

$\sqrt{s} = 196$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$	$\epsilon_i(\%)$
0.05	13	15	0.60	0.68	84.0
0.10	15	15	0.69	0.72	82.8
0.15	10	13	0.46	0.61	83.8
0.20	15	16	0.67	0.74	86.5
0.25	16	17	0.72	0.78	85.0
0.30	20	17	0.90	0.75	85.9
0.35	16	18	0.71	0.81	86.6
0.40	23	17	1.02	0.80	86.4
0.45	19	19	0.87	0.90	84.4
0.50	20	22	0.90	0.99	85.4
0.55	23	23	1.04	1.05	85.2
0.60	20	27	0.90	1.24	86.2
0.65	31	31	1.47	1.48	81.0
0.70	29	32	1.50	1.64	74.5
0.75	11	8	2.55	1.92	16.6
0.80	11	7	3.59	2.44	11.8
0.85	41	42	3.12	3.18	50.7
0.90	92	83	4.97	4.52	71.4
0.95	114	122	6.91	7.39	63.7

$\sqrt{s} = 200$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$	$\epsilon_i(\%)$
0.05	12	11	0.66	0.59	85.1
0.10	14	11	0.79	0.61	83.6
0.15	7	12	0.39	0.67	82.8
0.20	10	12	0.56	0.68	82.8
0.25	15	12	0.85	0.70	83.1
0.30	11	14	0.60	0.77	85.4
0.35	13	15	0.73	0.84	84.4
0.40	16	16	0.88	0.86	85.3
0.45	10	16	0.56	0.92	83.6
0.50	12	18	0.66	0.99	85.1
0.55	14	20	0.74	1.08	89.0
0.60	18	22	1.01	1.26	83.4
0.65	26	24	1.50	1.41	81.6
0.70	32	24	2.01	1.55	75.1
0.75	7	7	1.93	1.90	17.1
0.80	10	7	3.36	2.36	14.0
0.85	27	30	2.66	2.98	47.8
0.90	74	67	4.89	4.43	71.3
0.95	83	94	6.16	7.01	63.4

$\sqrt{s} = 202$ GeV					
$\lvert\cos\theta^*\rvert$	N_{obs}	N_{QED}	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma_i}{d\Omega}_{QED}$	$\epsilon_i(\%)$
0.05	10	6	1.00	0.63	88.2
0.10	5	6	0.49	0.61	89.7
0.15	7	6	0.77	0.67	80.4
0.20	5	8	0.52	0.80	85.8
0.25	5	7	0.49	0.67	89.7
0.30	5	6	0.51	0.60	86.4
0.35	8	6	0.90	0.64	78.4
0.40	9	8	0.92	0.81	86.8
0.45	9	10	0.94	1.01	85.2
0.50	7	9	0.77	0.97	80.6
0.55	7	11	0.77	1.18	80.9
0.60	11	10	1.17	1.12	82.7
0.65	15	13	1.67	1.49	79.4
0.70	15	14	1.78	1.61	74.3
0.75	6	3	3.48	1.89	15.2
0.80	3	4	1.88	2.40	14.1
0.85	20	16	3.92	3.07	45.1
0.90	33	34	4.00	4.14	72.8
0.95	36	51	4.92	6.98	64.8

Tabla 3.7: Sección eficaz diferencial (en pb) del proceso $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ a las energías entre $\sqrt{s} =$ 192 GeV y $\sqrt{s} = 202$ GeV con los datos recogidos en el a o 1999. Se compara con la predicción de QED

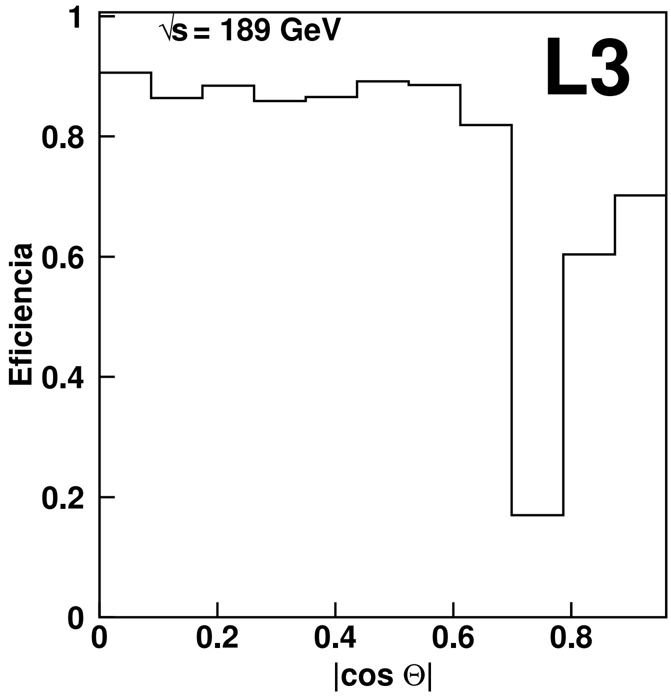


Figura 3.12: Eficiencia en función del $\cos\theta^*$, calculada utilizando la simulación Monte Carlo.

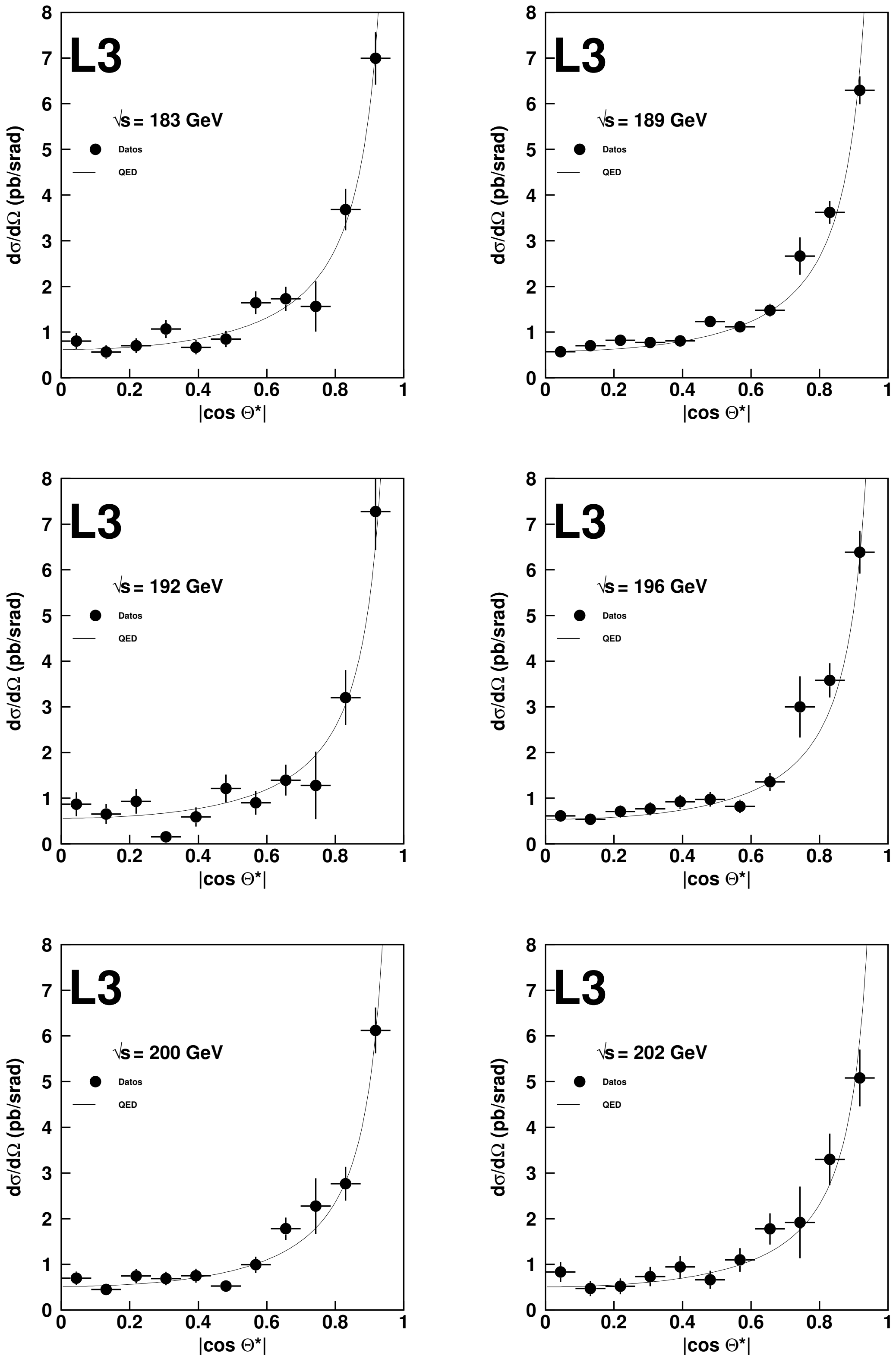


Figura 3.13: Sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta^*$. Los puntos representan los datos y la línea la predicción de QED. En la primera columna aparece el punto medio de cada intervalo angular

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo se ha analizado una muestra de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ producidos a energías de centro de masas entre 183 y 202 GeV y recogidos en el detector L3 durante los años 1997, 1998 y 1999.

Se han medido las secciones eficaces totales y diferenciales de dicho proceso a las correspondientes energías de centro de masas. Las secciones eficaces son:

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}(\mathrm{pb}^{-1})$	$\sigma_{obs}(pb)$	$\sigma_{exp}(pb)$
183	54.80	$12.17 \pm 0.55 \pm 0.14$	12.65
189	175.27	$11.54 \pm 0.30 \pm 0.14$	11.78
192	28.77	$10.83 \pm 0.74 \pm 0.14$	11.51
196	82.40	$10.71 \pm 0.44 \pm 0.14$	11.06
200	67.51	$10.05 \pm 0.47 \pm 0.14$	10.66
202	35.95	$9.82 \pm 0.63 \pm 0.14$	10.46

La comparación entre nuestros datos y las predicciones de QED, generados a partir de QED, muestra un excelente acuerdo tanto en las distribuciones angulares como en las secciones eficaces totales.

Índice de Figuras

Índice de Tablas

Bibliografía

[1] 'Selected Paper on Quantum Electrodynamics'
J. Schwinger, Dover Publications, New York, 1958.

[2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **B22** (1961) 579;
A.Salam Élementary Particle Theory; Relativistic Groups and Analyticity (Novel Symposium 8)'Ñ.Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p.361.
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[3] G.D. Polizar, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.
D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 123.

[4] M. Böhm, T. Sack, Z. Phys. C**33** (1986) 157.

[5] S.I. Eidelman, E.A. Kuraev, Nucl. Phys. **B143** (1978) 353.

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

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

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

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

[10] L3 BGO Collaboration, L3 Internal Note 1712 (1995).

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

[12] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B186** (1981) 22.

[13] S. Jadach, B.F.L. Ward, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503.

[14] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[15] S. Jadach, W. Placzek, B.F.L. Ward, Phys. Lett. **B390** (1997) 298.
S. Jadach, E. Richter-Was, B.F.L. Ward, Z. Was, Comput. Phys. Commun. **70** (1992) 305.
S. Jadach, B.F.L. Ward, Phys. Rev. **D40** (1989) 3582.

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