FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Test de la estructura gauge de QCD a las energías de LEP

Memoria presentada por
D. Jorge Casaus Armentano
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por el
Dr. Carlos Mañá Barrera

Madrid, 1998

Agradecimientos

Estos años en el Grupo de Altas Energías del CIEMAT han constituido para mí un periodo de intensa formación tanto en lo profesional como en lo personal. Estoy por ello agradecido a todos los miembros del Grupo.

Inevitablemente, bien por mi situación personal, bien por afinidad de caracteres o por pura coincidencia espacio-temporal, he alcanzado un nivel de relación mayor con ciertas personas. No puedo evitar citar algunos nombres, sin intención de ser exhaustivo en los motivos y aun a riesgo de no ser lo suficientemente extenso en el número. Espero que la sinceridad de mi agradecimiento disculpe la injusticia de las omisiones.

Agradezco a Paula y a Nica, a Juan, a Pablo, a Cruz, a Pedro, y, muy especialmente, a Maneesh, a Marta y a David, su hospitalidad en Ginebra. Gracias por hacerme sentir en vuestras casas como en la mía. No puedo olvidar los buenos momentos pasados con Adrián, Javier y María en el pozo y fuera de él. A Teresa le agradezco su amistad y apoyo en nuestra cercana distancia. Junto a Javier, Eusebio y David he recorrido este trecho, estoy seguro de que lo mejor está aún por llegar. Espero que Jesús, nuestro *guía espiritual*, continúe su magisterio. A Carlos le agradezco su confianza y su amistad. Siempre es un placer discutir y trabajar contigo.

Me gustaría agradecer a Andreas Ricker y a Subir Sarkar su colaboración en este análisis. A John Field, Dominique Duchesneau, Sunanda Banerjee y Thomas Hebbeker les agradezco su ayuda dentro del grupo de análisis de hadrones de L3.

En todos estos años he recibido el apoyo constante de los más cercanos. A mi familia os agradezco vuestro cariño y a ti, Vicky, tu paciencia con mis ausencias y tu generosidad en mis presencias. Espero seguir mereciendoos día a día.

Índice

Introducción

Los estados finales con hadrones producidos en colisiones electrón-positrón a alta energía proporcionan un campo excelente para el estudio de la física de hadrones. En este tipo de aniquilaciones la actividad hadrónica se limita al estado final, lo que hace el estudio de estos sucesos mucho más simple y claro que en las colisiones leptón-hadrón y hadrón-hadrón, tanto desde el punto de vista teórico como experimental.

Dado que la Cromodinámica Cuántica (QCD) es la teoría que subyace tras la física de hadrones, el estudio de los estados finales con hadrones en colisiones electrón-positrón permite realizar tests precisos de QCD. De hecho, históricamente las medidas realizadas en colisionadores electrón-positrón han sido decisivas para establecer las propiedades fundamentales de la teoría.

Aunque en el capítulo 1 se introducen los conceptos teóricos de los que se hace uso a lo largo del resto de la memoria, es oportuno describir brevemente algunas de las características fundamentales de la teoría de las interacciones fuertes y mostrar la sensibilidad que alcanzan los análisis realizados sobre muestras recogidas en colisionadores electrón-positrón.

QCD describe las interacciones entre los quarks y los gluones que aparecen como constituyentes elementales de los hadrones. Los quarks juegan el mismo papel que los electrones en la Electrodinámica Cuántica mientras que los gluones cumplen una función análoga a la de los fotones.

La Cromodinámica Cuántica reúne, entre otras, tres características fundamentales que, cualitativamente, determinan su estructura como teoría de campos:

- Los quarks son partículas de spin 1/2.
  En colisiones electrón-positrón, la aparición de jets hadrónicos en el estado final, como puede observarse en la figura I.1a, constituye una demostración convincente de la existencia de los quarks. El spin de los quarks puede ser determinado inequívocamente a partir de la orientación de dichos sucesos, como se aprecia en la distribución I.1b, confirmando que los quarks son partículas de spin 1/2.

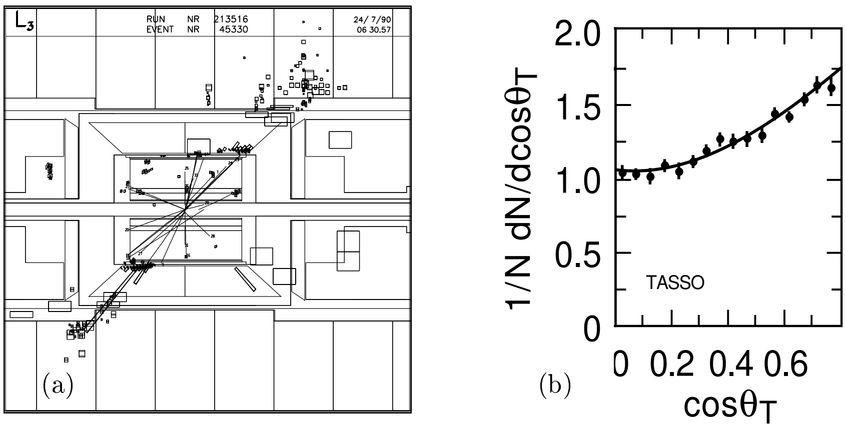


Figura I.1: (a) Suceso hadrónico de dos jets recogido en el detector L3 de LEP y (b) distribución del coseno del ángulo de producción (*thrust*) para los sucesos hadrónicos recogidos en el detector TASSO de PETRA. La forma $1 + \cos^2\theta$ es característica de la producción de dos partículas de spin 1/2 en colisiones e^+e^-.

- Los gluones son partículas de spin 1.
  En colisiones electrón-positrón, la aparición de sucesos con una clara estructura de tres jets hadrónicos, como el que se muestra en la figura I.2a, proporciona una evidencia directa de la existencia del gluon. El spin del gluon puede ser también determinado a partir de variables cinemáticas de dichos sucesos, como se observa en la distribución I.2b, concluyéndose la naturaleza vectorial del gluon.

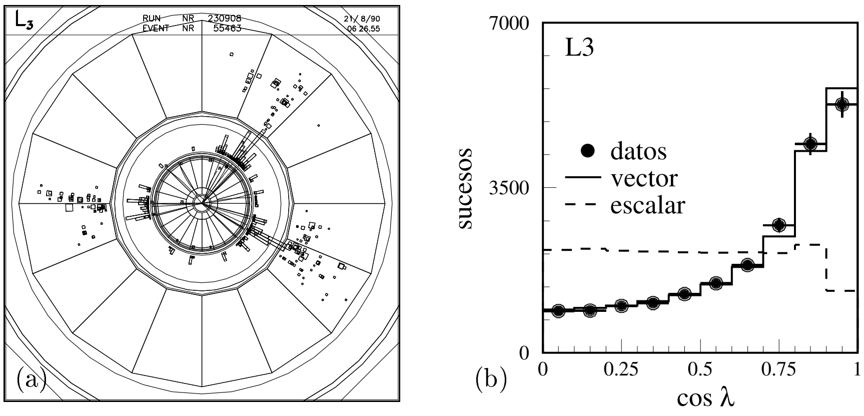


Figura I.2: (a) Suceso hadrónico de tres jets recogido en el detector L3 de LEP y (b) distribución del coseno del ángulo de Ellis-Karliner, λ, para los sucesos hadrónicos de tres jets recogidos en el detector L3.

- Existe el acoplo entre gluones.
  Como se describe en mayor detalle a lo largo de esta memoria, la existencia de la interacción directa entre gluones es una característica paradigmática de QCD como teoría de campos gauge no abeliana. A diferencia de los fotones, que son eléctricamente neutros, los gluones poseen carga de color por lo que interaccionan entre sí. El acoplo más sencillo es el vértice formado por tres gluones. En colisiones electrón-positrón, la aparición de este vértice se manifiesta directamente mediante su contribución a la producción de sucesos de cuatro jets como el que se incluye en la figura I.3a. La verificación de la existencia de dicho acoplo y la medida de su intensidad son el objeto del trabajo aquí expuesto.

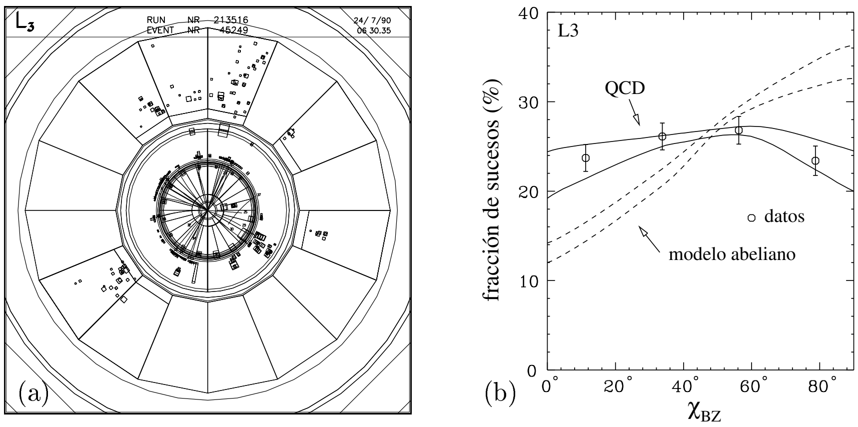


Figura I.3: (a) Suceso hadrónico de cuatro jets recogido en el detector L3 de LEP y (b) distribución del ángulo de Bengtsson-Zerwas, χ_{BZ}, para los sucesos hadrónicos de cuatro jets recogidos en el detector L3.

Entre los tres tests anteriores puede establecerse una jerarquía desde el punto de vista experimental. Si bien todos los sucesos hadrónicos pueden ser utilizados para la confirmación del primer punto, uno de cada diez resulta poseer una estructura de tres jets y solamente uno de cada cien puede ser identificado como un suceso de cuatro jets. Esta jerarquización viene regulada por el valor de la constante de acoplo de QCD α_s. Además de los motivos puramente estadísticos, a medida que se eleva la multiplicidad en jets, las variables sensibles a las características fundamentales de la teoría muestran mayor dependencia con el buen acuerdo entre las energías y direcciones de los jets reconstruidos experimentalmente y los quarks o gluones energéticos de los que proceden.

La evidencia experimental directa de la existencia del vértice de tres gluones ha necesitado pues de la construcción de un acelerador electrón-positrón capaz de producir una enorme muestra de sucesos hadrónicos a alta energía. El colisionador LEP, operando en su primera fase en la resonancia del bosón Z, ha proporcionado muestras de varios millones de sucesos hadrónicos a cada uno de los cuatro detectores que en él operan. En particular, el detector L3, descrito en el capítulo 2, ha recogido durante los años 1991-1995 una muestra óptima para la verificación de dicho acoplo.

Dado que la medida precisa de las energías y direcciones de los jets resulta esencial para un estudio preciso de los sucesos hadrónicos, se ha dedicado el capítulo 3 a profundizar en el método de determinación de la energía en sucesos hadrónicos que se utiliza en en este trabajo.

Los primeros análisis realizados en LEP destinados a comprobar la existencia del vértice de tres gluones utilizaban la estrategia de confrontar las predicciones de QCD con las de un modelo construido *ad hoc* en el que no apareciese dicho vértice. Los resultados obtenidos mediante correlaciones angulares en sucesos de cuatro jets excluyen este modelo de forma clara como se observa en la figura I.3b. En este trabajo se ha optado por introducir un método que permite medir cantidades intrínsecamente ligadas a la dinámica de QCD, en particular, un factor proporcional a la intensidad del acoplo del vértice de tres gluones. El capítulo 4 está dedicado a la aplicación de este método a la muestra seleccionada de sucesos de cuatro jets, así como a la estimación de los posibles efectos sistemáticos que aparecen en dicha medida.

Las conclusiones de este trabajo se exponen en el capítulo 5.

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

La Física tiene como objeto describir mediante conceptos y entidades simples todos los fenómenos que se dan en la Naturaleza. Se cree que los objetos complejos pueden describirse a través de otros más simples que interaccionan entre sí. Las partículas elementales son los objetos más fundamentales. Las leyes que gobiernan sus interacciones constituyen el campo de la Física de Partículas elementales.

Hoy en día se cree que los constituyentes de la materia son quarks y leptones. Las interacciones que se producen entre las partículas elementales son el origen de todas las fuerzas existentes en el Universo. Solamente se han hallado cuatro tipos de fuerzas en la Naturaleza: la gravitación, la electromagnética, la nuclear fuerte y la débil. Los leptones se caracterizan porque no interactúan fuertemente mientras que los quarks son las únicas partículas que participan de todas las fuerzas. La gravitación, que afecta en principio a todas las partículas, puede ser despreciada al estudiar las interacciones entre partículas elementales debido a que, como fuerza, está muchos órdenes de magnitud por debajo de las otras a las energías alcanzadas en los aceleradores de partículas.

Las interacciones entre partículas elementales (salvo la gravitación) se describen mediante teorías cuánticas de campos. Bajo esta formulación, la separación entre materia y fuerzas desaparece parcialmente ya que tanto la materia como las fuerzas tienen propiedades de campos y de partículas y se describen mediante un mismo concepto. La diferencia se mantiene sin embargo en el spin, ya que las partículas asociadas a la materia son fermiones mientras que las asociadas a las fuerzas son bosones. Una vez especificado el contenido en partículas fermiónicas de una teoría, las fuerzas son entonces la consecuencia de la existencia de una simetría de fase local denominada simetría gauge. La acción de los fermiones aislados no es invariante bajo esta simetría y el término necesario para recuperarla proviene de la interacción entre fermiones y bosones. La inclusión de la acción de los campos bosónicos completa la teoría de campos final.

1.1 El Modelo Standard

El Modelo Standard [1] es una descripción conjunta de las interacciones electromagnética, débil y fuerte entre las partículas elementales. El grupo de invariancia gauge del Modelo Standard es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C$.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ describe la dinámica de las interacciones electrodébiles, que son la unificación de las interacciones débil y electromagnética. La partes levógiras de los fermiones forman dobletes de isospin de $SU(2)_L$ con isospin $T_3 = \pm\frac{1}{2}$, mientras que las partes dextrógiras son singletes de isospin. $U(1)_Y$ está asociado a la hipercarga débil, Y, y su valor relaciona T_3 con la carga eléctrica de los quarks y leptones mediante la relación $Q = T_3 + Y/2$, donde Q es la carga eléctrica en unidades de la carga del electrón. El contenido fermiónico del Modelo Standard se puede ver en la tabla 1.1. La distribución en singletes y dobletes de isospin (violación de paridad) así como la repetición en tres familias fermiónicas (generaciones) provienen de evidencias experimentales y tienen un origen desconocido. Los autoestados electrodébiles de los quarks no son autoestados de masa. Este hecho, expresado a través de la matriz de mezcla de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa [2], es el responsable de la violación de CP dentro del Modelo Standard.

familia	1	2	3	T_3	Y	Q
leptones	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b'\end{pmatrix}_L$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
	u_R	c_R	t_R	0	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	d'_R	s'_R	b'_R	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

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

La simetría electrodébil está rota espontáneamente mediante el mecanismo de Higgs [3]. Este mecanismo, que permite que los bosones intermediarios $W^{\pm}$ y Z adquieran masa, requiere la existencia de una partícula escalar, el bosón de Higgs. Finalmente, las masas de los fermiones aparecen como los acoplos de los campos fermiónicos al Higgs. El contenido bosónico del Modelo Standard se puede ver en la tabla 1.2.

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

Tabla 1.2: Sector bosónico del Modelo Standard.

$SU(3)_C$ es la parte del Modelo Standard que describe las interacciones fuertes. La teoría de las interacciones fuertes entre quarks y gluones se denomina Cromodinámica Cuántica (QCD) [4, 5, 6]. Dado que la simetría gauge de las interacciones fuertes no está rota, este sector del Modelo Standard es conceptualmente mucho más simple que el electrodébil. Sin embargo, los quarks y los gluones no aparecen como partículas libres ya que fragmentan en los hadrones observados dando lugar a una fenomenología muy variada. Siendo este el sector en el que nos centraremos a lo largo del trabajo, lo describiremos en mayor detalle.

1.2 La Cromodinámica Cuántica

La Cromodinámica Cuántica (QCD), la teoría de las interacciones fuertes, describe todos los fenómenos hadrónicos desde los núcleos atómicos hasta las colisiones a alta energía. La dispersión profundamente inelástica entre leptones y nucleones, las colisiones hadrón-hadrón o la producción de hadrones en colisiones electrón-positrón son algunos ejemplos. Se presenta aquí un breve sumario de los conceptos básicos de QCD así como algunas predicciones relevantes para el caso de la aniquilación electrón-positrón. Estos conceptos son los que se incorporan en generadores Monte Carlo que serán discutidos al final.

1.2.1 Ideas básicas de QCD

A mediados de los años 60 Gell-Mann y Zweig introdujeron los quarks como constituyentes de los mesones y bariones para explicar la simetría observada en la espectroscopía de hadrones [7]. Los quarks tenían asignadas cargas fraccionarias que se sumaban para formar los hadrones con cargas enteras observados experimentalmente. Para completar una descripción válida era necesario que los quarks fueran partículas de spin $1/2$ y que tuvieran un nuevo grado de libertad denominado color [8].

Por otro lado, a finales de los años 60, los experimentos de dispersión profundamente inelástica entre leptones y nucleones demostraron que el protón no es una partícula elemental [9]. Las medidas eran consistentes con que el protón estuviese formado por tres partículas puntuales o *partones* moviendose libremente en su interior. Este modelo se denominó *modelo de partones* [10] y, aunque los partones podían ser interpretados fácilmente como quarks, todavía no había una teoría que permitiera obtener el *modelo de partones* como aproximación.

Curiosamente, el marco teórico necesario para una correcta formulación de QCD era ya conocido desde mediados de los 50. En el año 1954 Yang y Mills habían incluido los grupos no abelianos como grupos de invariancia gauge en teorías cuánticas de campos [11]. A diferencia de las teorías abelianas, en las teorías de Yang-Mills los bosones intermediarios tienen la propiedad fundamental de interactuar entre sí.

En 1972, Gell-Mann y Fritzsch se apoyaron en este marco teórico para formular finalmente QCD como una descripción dinámica del modelo de quarks [4]. Los bosones intermediarios se denominaron gluones, 8 partículas sin masa, de spin 1 y que conectan distintos estados de color. Dado que los propios gluones tienen color aparece la interacción de gluones con gluones, una propiedad que resulta ser esencial para explicar la fenomenología de las interacciones fuertes.

Los desarrollos perturbativos, aplicados con gran éxito en QED, se basan en que la constante de acoplo que regula las interacciones entre las partículas es pequeña. En el caso de QCD, la constante de acoplo es grande a bajas energías, lo que aparentemente imposibilita el tratamiento perturbativo de la teoría. Sin embargo, bajo ciertas circunstancias, en teorías de campos no abelianas la constante de acoplo decrece al aumentar la energía transferida. Es lo que se conoce como libertad asintótica [5], propiedad esencial de QCD que permite su tratamiento perturbativo a altas energías. El *modelo de partones* aparece de un modo natural como una aproximación de QCD a altas energías.

A bajas energías, la constante de acoplo de QCD crece indefinidamente. Este es el denominado régimen no perturbativo, caracterizado por el confinamiento de los quarks en el interior de los hadrones [12].

El lagrangiano de QCD es

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{2} g \sum_a (\bar{\psi}\gamma^\mu \lambda_a \psi) G^a_\mu - \frac{1}{4} \sum_a G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a \tag{1.1}$$

donde $G^a_{\mu\nu}$ es el tensor energía momento del campo del gluon definido como

$$G^a_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g \sum_{b,c} f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \tag{1.2}$$

siendo g una intensidad de acoplo arbitraria. f_{abc} son las constantes de estructura de $SU(3)$ y definen el álgebra de Lie de los generadores del grupo. $\lambda_a,\ a = 1, \ldots, 8$ son las denominadas matrices de Gell-Mann; matrices 3×3, hermíticas y de traza nula, que cumplen las relaciones de conmutación

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2i f_{abc} \lambda_c \tag{1.3}$$

y que se relacionan con la representación fundamental de $SU(3)$, t_a, mediante la relación

$$t_a = \frac{1}{2}\lambda_a. \tag{1.4}$$

El primer sumando que aparece en la ecuación 1.1 corresponde al término cinético de los quarks, el segundo da cuenta de la interacción entre quarks y gluones mientras que el último sumando contiene la energía cinética de los gluones. Al sustituir 1.2 en este último sumando se observa que aparece también un término de orden g acoplando tres campos gluónicos y también un término de orden g^2 que acopla cuatro campos gluónicos. Estos términos aparecen porque los gluones son portadores de color, en contraste con QED donde los fotones son eléctricamente neutros. Los vértices fundamentales de QCD están representados en la figura 1.1.

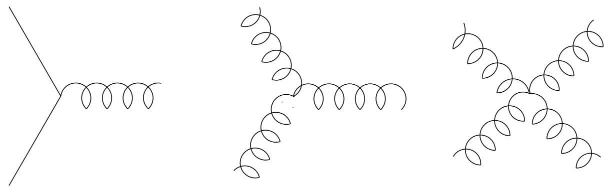


Figura 1.1: Vértices fundamentales de QCD describiendo los acoplos de los gluones a los quarks y los de los gluones entre sí.

1.2.2 Renormalización y la constante de acoplo α_s

En QCD, como en otras teorías de campos, aparecen divergencias ultravioletas que deben ser eliminadas mediante la renormalización de los campos y acoplos que aparecen en el lagragiano [6].

Para definir una cantidad renormalizada es necesario especificar el esquema de renormalización que se está usando. Por razones técnicas en QCD se suele utilizar la regularización dimensional y, más concretamente, el esquema $\overline{\mathrm{MS}}$ [13]. Todos los esquemas de renormalización implican la introducción de un parámetro no físico con dimensiones de energía denominado escala de renormalización, μ. Por otro lado, cualquier observable físico debe ser independiente del valor de μ. Es decir

$$\mu \frac{d}{d\mu}\sigma(p_i, \alpha_s, m, \mu) = 0 \tag{1.5}$$

donde σ es la sección eficaz para un proceso físico, p_i es el momento de las partículas, $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ es la constante de acoplo de QCD y m es la masa de las partículas. La ecuación 1.5 se conoce como *ecuación del grupo de renormalización* porque describe la independencia de σ bajo transformaciones del parámetro μ.

La ecuación del grupo de renormalización sólo puede ser resuelta mediante desarrollos perturbativos en α_s, esto destruye la invariancia bajo el grupo de renormalización ya que la cancelación de la dependencia en μ no es cierta orden a orden en α_s. Así, a orden finito, los resultados dependen de μ.

La expresión de la ecuación del grupo de renormalización para la constante de acoplo α_s pude escribirse como

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} = -\alpha_s^2 \sum_{i=0} \beta_i \alpha_s^i. \tag{1.6}$$

En QCD se han calculado los primeros tres coeficientes β_i [5, 14, 15]:

$$\begin{aligned} \beta_\circ &= \tfrac{33-2n_f}{12\pi} \\ \beta_1 &= \tfrac{153-19n_f}{24\pi^2} \\ \beta_2 &= \tfrac{77139-15099n_f+325n_f^2}{3456\pi^3} \end{aligned} \tag{1.7}$$

donde n_f es el número de quarks activos (5 a las energías de LEP).

La solución de la ecuación 1.6 en el orden más bajo puede escribirse como

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_\circ)}{1 + \beta_\circ \alpha_s(\mu\circ) \ln(\mu^2/\mu_\circ^2)} \tag{1.8}$$

donde $\mu_\circ$ es una escala de referencia. Esta relación, junto con 1.7 muestra que α_s decrece con μ para $n_f < 17$, evidencia clara de la libertad asintótica de QCD.

La solución a la ecuación 1.6 a segundo orden puede escribirse como

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{\beta_\circ \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{\beta_1 \ln(\ln(\mu^2/\Lambda^2))}{\beta_\circ^2 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \right] \tag{1.9}$$

donde la constante de integración Λ con dimensiones de energía indica el límite entre el régimen perturbativo y el no perturbativo.

1.2.3 Predicciones de QCD

Dado que creemos que QCD es la teoría que gobierna las interacciones entre quarks y gluones, las predicciones de esta teoría intervienen en todos los procesos físicos que contengan hadrones.

Los cálculos perturbativos, sin embargo, pueden ser llevados a cabo solamente en aquellos regímenes en los que la constante de acoplo α_s tenga un valor pequeño; esto es, en procesos con alta energía transferida (Q^2). Las colisiones hadrón-hadrón, leptón-nucleón o leptón-leptón a alto Q^2 son un ejemplo en el que las predicciones de QCD pueden ser computadas perturbativamente.

El proceso $e^+e^- \to$ hadrones a $\sqrt{s} \simeq M_Z$ es, por su simplicidad, el que nos va a permitir ilustrar los distintos aspectos de QCD.

En colisiones electrón-positrón los partones aparecen como productos de desintegración de los bosones intermediarios γ o Z. A orden 0 en teoría de perturbaciones de QCD los partones no interaccionan entre sí, con lo que la sección eficaz para este proceso es similar al puramente leptónico $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, y resulta ser para $\sqrt{s} \simeq M_Z$ [16]

$$\sigma^\circ(e^+e^- \to q\bar{q}) = 12\pi N_c \frac{\Gamma_e \Gamma_q}{M_Z^2} \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \tag{1.10}$$

donde Γ_Z denota la anchura total de desintegración del bosón Z, N_c es el número de colores de los quarks y Γ_f es la anchura de desintegración del bosón Z en el fermión f, función de los acoplos vectoriales y axiales del fermión al Z. Las contribuciones de QED y las correcciones debidas a la masa de los fermiones se han despreciado.

La producción de pares de quarks a través de desintegraciones del Z puede ser descrita entonces como un proceso puramente electrodébil. A $O(\alpha_s)$ QCD da lugar a la emisión de un gluon por parte de los quarks. La sección eficaz diferencial toma la forma [17]

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \sim \alpha_s \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1 - x_1)(1 - x_2)} \tag{1.11}$$

donde $x_{1,2} = 2E_{1,2}/\sqrt{s}$ es la denominada fracción de energía de los quarks. La expresión 1.11 diverge cuando la energía del gluon emitido tiende a 0 (divergencia infrarroja) o cuando el gluon es emitido paralelo a la dirección del quark (divergencia colineal). En el cálculo de secciones eficaces diferenciales, estas divergencias se regulan habitualmente introduciendo un límite inferior en las masas invariantes entre dos partones, y_{min}. Las singularidades reguladas de este modo se cancelan con las contribuciones provenientes de las correcciones al vértice y a los propagadores de los quarks. Esta cancelación, que tiene lugar orden a orden en teoría de perturbaciones, da lugar a resultados finitos e independientes de y_{min} para cantidades completamente inclusivas. Así, la sección eficaz total para la producción de partones a $O(\alpha_s)$ resulta ser

$$\sigma^1(e^+e^- \to q\bar{q}(g)) = \sigma^\circ \cdot \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \tag{1.12}$$

El cálculo perturbativo de cantidades no completamente inclusivas es técnicamente complejo. En el caso de la sección eficaz diferencial para el proceso $e^+e^- \to$ hadrones se ha llevado a cabo solamente hasta $O(\alpha_s^2)$ [18]. Recientemente, como se discutirá en capítulo 4, se ha completado el cálculo hasta $O(\alpha_s^3)$ bajo ciertas aproximaciones.

Alternativamente al cálculo del elemento de matriz completo orden a orden, se puede utilizar un método aproximado para describir los estados con mayor multiplicidad mediante emisiones sucesivas de partones. Este método se conoce como *parton shower* [19] y hace uso de una cinemática aproximada e incluye solamente los términos dominantes del desarrollo perturbativo, obteniéndose estados finales con una multiplicidad en partones arbitrariamente alta.

Hasta ahora hemos introducido los conceptos necesarios para la descripción del proceso $e^+e^- \to$ partones. Sabemos, sin embargo, que los partones están confinados dentro de los hadrones experimentalmente observables. Dentro del marco de QCD este proceso se puede entender siguiendo la evolución de la constante de acoplo a lo largo de la fase perturbativa descrita anteriormente. Utilizando la imagen del *parton shower* vemos como emisiones sucesivas de partones reducen la energía disponible y, por lo tanto, la constante de acoplo α_s aumenta hasta que el desarrollo perturbativo deja de tener sentido. A esas energías ($\sim$ 1 GeV) se produce el confinamiento de quarks y gluones en los hadrones que solamente puede ser estudiado mediante métodos no perturbativos. Lamentablemente, el proceso de hadronización solamente puede ser descrito mediante modelos fenomenológicos.

Los dos modelos de hadronización más ampliamente utilizados son la fragmentación por cuerdas y la fragmentación por *clusters*:

- La fragmentación por cuerdas [20, 21], que será descrita en mayor detalle en el apéndice A, se basa en la propiedad de confinamiento de QCD a largas distancias que se manifiesta como un flujo de color (o cuerda) entre el par $q\bar{q}$ primario que se rompe extrayendo un nuevo par $q'\bar{q}'$ del vacio. Este proceso continúa hasta que el momento relativo entre los pares de quarks sea demasiado pequeño para crear nuevos pares del vacío. Los pares de quarks colapsan entonces formando hadrones.

- La fragmentación mediante clusters [22] está inspirada en la dualidad local entre partones y hadrones (LPHD), que postula una correspondencia directa entre el estado final partónico y el hadrónico si la evolución perturbativa se prolonga lo suficiente. Los gluones obtenidos al final de la evolución del *parton shower* son obligados a desintegrarse en pares $q\bar{q}$. Los quarks se combinan en función de su cercanía en el espacio de fases para formar *clusters* que son obligados a fragmentar en otros *clusters* de menor masa invariante o en hadrones.

1.2.4 Generadores de Sucesos

La simulación del proceso completo $e^+e^- \to$ hadrones, necesaria para comparar los datos experimentales con el modelo Modelo Standard, requiere la inclusión de las distintas fases previamente descritas junto con la modelización de las desintegraciones de los hadrones inestables en partículas estables.

Para ello se han desarrollado varios generadores de sucesos Monte Carlo que difieren básicamente en el formalismo utilizado para tratar la fase preturbativa del QCD así como en la modelización del proceso de hadronización, cuyos parámetros más importantes deben ser ajustados para conseguir una buena descripción de los datos.

- JETSET [23, 24] permite elegir entre el elemento de matriz y el *parton shower* para generar una determinada configuración de partones. En el *parton shower* solamente se retienen los términos dominantes del desarrollo perturbativo, sin embargo, la radiación del primer gluon se ajusta para que coincida con la expresión del elemento de matriz completo hasta $O(\alpha_s)$ (ecuación 1.11). Se han incluido efectos de interferencia entre gluones que aparecen al retener más términos del desarrollo perturbativo así como efectos de helicidad del gluon que aparecen como correlaciones entre su plano de producción y de desintegración. La opción del elemento de matriz está basada en cálculos hasta $O(\alpha_s^2)$. El modelo de hadronización utilizado en ambos casos es la fragmentación por cuerdas descrita anteriormente.

- HERWIG [25] está basado en una descripción detallada de la radiación coherente de gluones *soft* y de las correlaciones de spin entre los partones. El tratamiento de la emisión de gluones está basado en el formalismo de emisión coherente de partones que es más completo en la descripción de los fenómenos de interferencia. La hadronización se modela mediante la fragmentación por *clusters* indicada anteriormente.

- ARIADNE [26] se basa en el formalismo del dipolo de color en el que la radiación de gluones se modela como como una emisión coherente del campo de color dipolar de los partones iniciales. Esta es una formulación alternativa de la cinemática de los partones en la que los efectos de interferencia entre gluones aparecen de un modo automático. La configuración final de partones se fragmenta mediante el modelo de fragmentación por cuerdas incluido en JETSET.

- NLLJET [27] incorpora términos subdominantes del desarrollo perturbativo en el *parton shower* obteniéndose así un desarrollo más completo de la cascada de partones. La hadronización se modela mediante el esquema de fragmentación por cuerdas incluido en JETSET.

- COJETS [28] incluye solamente los términos dominantes del desarrollo perturbativo en el formalismo del *parton shower*. Al contrario que en los anteriores generadores, los efectos de interferencia entre gluones no han sido incluidos. Los partones finales se hadronizan mediante el modelo de fragmentación independiente de Feynman-Field [29].

1.3 El proceso $e^+e^- \rightarrow 4$ jets

A lo largo de este capítulo hemos expuesto el Modelo Standard como descripción física de las interacciones entre partículas elementales. La extensión de la simetría de fase local de la electrodinámica cuántica a simetrías no abelianas es el avance teórico fundamental que permitió el desarrollo del modelo para las interacciones débiles y fuertes, siendo así la pieza básica para completar el Modelo Standard.

Las teorías de campos gauge no abelianas predicen el acoplo de los bosones intermediarios entre sí. Este efecto tiene enorme trascendencia fenomenológica, siendo por ejemplo el responsable de la libertad asintótica de QCD. Dicho acoplo aparece en la teoría como vértices formados exclusivamente por bosones intermediarios. El vértice fundamental en el orden más bajo en teoría de perturbaciones es el vértice de tres bosones.

En el sector electrodébil los bosones intermediarios $W^\pm$ y Z son masivos con lo que el vértice de tres bosones es observable directamente solamente a las energías alcanzadas en la segunda fase de LEP. Sin embargo, dado que el color es una simetría preservada por la Naturaleza, los gluones no adquieren masa con lo que el vértice de tres gluones se puede estudiar a energías más bajas.

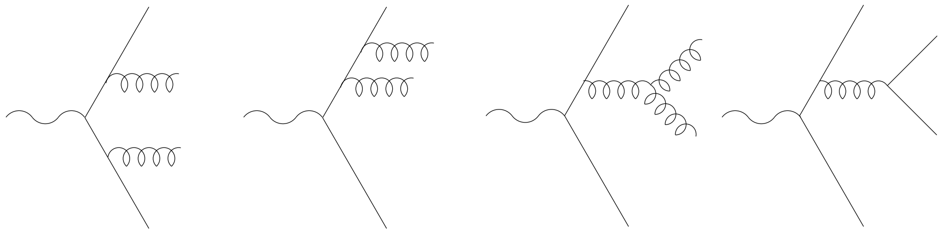
En colisiones electrón-positrón, el vértice de tres gluones aparece en procesos de orden α_s^2 o superiores. Esta contribución es importante en sucesos con cuatro partones en el estado final. La medida de la sección eficaz diferencial de sucesos de cuatro jets permite la determinación del valor del acoplo entre tres gluones y es, por tanto, un test directo de QCD como teoría de las interacciones fuertes.

En el orden más bajo, los sucesos de cuatro partones reciben la contribución de dos estados finales en principio distinguibles: los sucesos con dos quarks y dos gluones y los sucesos con cuatro quarks en el estado final, siendo la primera contribución la dominante ya que más de del 90% de la muestra de 4 jets proviene de ella. En la figura 1.2 se han representado los diagramas genéricos para este proceso.

La sección eficaz Born de los procesos $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}gg/q\bar{q}q'\bar{q}'$ para partículas de masa nula puede expresarse como combinación lineal de las secciones eficaces invariantes Lorentz $W_A, W_B, \ldots, W_E$ de la siguiente forma [18]:

- $q\bar{q}gg$

$$d^5\sigma \sim \alpha_s^2 C_F^2 \left[W_A + \left(1 - \frac{1}{2}\frac{C_A}{C_F}\right) W_B + \frac{C_A}{C_F} W_C \right] \tag{1.13}$$



(a) (b) (c) (d)

Figura 1.2: Diagramas genéricos con cuatro partones en el estado final en desintegraciones del Z: (a)(b) doble *bremsstrahlung* de gluones, (c) vértice de tres gluones y (d) $e^+e^- \to q\bar{q}q'\bar{q}'$.

- $q\bar{q}q'\bar{q}'$

$$d^5\sigma \sim \alpha_s^2 C_F^2 \left[\frac{T_R}{C_F} W_D + \left(1 - \frac{1}{2}\frac{C_A}{C_F}\right) W_E\right] \tag{1.14}$$

Las secciones eficaces invariantes Lorentz dependen exclusivamente de la configuración cinemática del suceso, es decir, $W_i = W_i(\vec{p}_1, \ldots, \vec{p}_4)$.

Los coeficientes que multiplican a las secciones eficaces W_i en 1.13 y 1.14 resultan de la suma sobre los grados de libertad asociados al color. Los factores C_F, C_A y T_R son los denominados factores de color de QCD y se pueden interpretar como la intensidad de las contribuciones dominantes a los distintos acoplos de la teoría. Así, C_F corresponde a la intensidad de la radiación de gluones por quarks ($q \to qg$), C_A da idea de la magnitud del vértice de tres gluones ($g \to gg$) mientras que T_R está relacionado con la producción secundaria de quarks a partir de gluones ($g \to qq$). Además estos términos dominantes (W_A, W_C y W_D), hay contribuciones procedentes de configuraciones aplanares con doble *bremsstrahlung* (W_B) y de diagramas de intercambio de Pauli con cuatro quarks en el estado final (W_E).

Las secciones eficaces 1.13 y 1.14 reflejan la separación entre las simetrías internas que describen las fuerzas y las simetrías externas espacio-temporales. Esta diferenciación es válida para cualquier teoría con fermiones de spin 1/2 y bosones intermedios de spin 1 que procedan de una simetría interna no rota. Las expresiones 1.13 y 1.14 son entonces aplicables con cualquier grupo de invariancia gauge utilizando las siguientes definiciones para los factores de color:

$$\begin{aligned} t^a_{ij} t^a_{jk} &= \delta_{ik} C_F \,; \\ f^{abc} f^{abd} &= \delta^{cd} C_A \,; \\ t^a_{ij} t^b_{ji} &= \delta^{ab} T_F \,; \quad T_R = n_f \cdot T_F \end{aligned} \tag{1.15}$$

donde $\{t_i\}_{\{i=1,...,8\}}$ es la representación fundamental del grupo de invariancia gauge y f_{ijk} son las constantes de estructura definidas a través de las relaciones de conmutación 1.3. $n_f = 5$ es el número de quarks activos a las energías de LEP.

Para QCD, los factores de color tienen los valores $C_A = 3$, $C_F = 4/3$ y $T_F = 1/2$. En la tabla 1.3 se ha incluido el valor de los factores de color para otros grupos gauge. Con objeto de ilustrar la diferencia existente entre QCD y un modelo sin vértice de tres gluones, se introdujo un modelo abeliano [30] similar a QED de modo que a nivel Born, la sección eficaz total del proceso $e^+e^- \to$ hadrones y las fracciones de sucesos de dos y tres jets fueran similares a las de QCD. Esto se consigue otorgando tres grados de libertad de color a los quarks y fijando el valor de la constante de acoplo entre quarks y campos gauge abelianos como $\alpha_A = \frac{4}{3}\alpha_s$. Los factores de color obtenidos para este modelo son $C_A = 0$, $C_F = 1$ y $T_F = 3$.

grupo	C_A	C_F	T_f
$SU(N)$	N	$\frac{N^2-1}{2N}$	$\frac{1}{2}$
$SO(N)$	$2N-4$	$N-1$	2

Tabla 1.3: Valores de los factores de color para la familias familias de grupos de Lie $SU(N)$ y $SO(N)$.

Dado que la sección eficaz teórica total de cuatro jets no se conoce con gran precisión, experimentalmente se comparan las formas de las secciones eficaces medidas, es decir, se determinan los cocientes entre factores de color

$$C_1 = C_A/C_F \; ; \quad C_2 = T_R/C_F \tag{1.16}$$

En QCD estos cocientes resultan ser $C_1 = 2.25$ y $C_2 = 1.875$. En la figura 1.3 se han incluido los valores de C_1 y C_2 para distintos grupos gauge. La medida de los factores de color determina entonces el grupo de invariancia gauge de la teoría y constituye un potente test de QCD.

1.4 El gluino ligero

A pesar del gran éxito obtenido por el Modelo Standard en la descripción de las interacciones entre partículas elementales, hay diversas razones que hacen que no pueda ser considerado como la teoría última de las interacciones entre partículas elementales. La imposibilidad de dar cabida a la gravitación hace del Modelo Standard una teoría incompleta. Además, el gran número de parámetros libres de la teoría que hay que fijar experimentalmente es poco satisfactorio. Por otro lado, el hecho de que el Modelo Standard no sea una teoría asintóticamente libre sugiere que éste no es más que el límite a bajas energías de una teoría más fundamental.

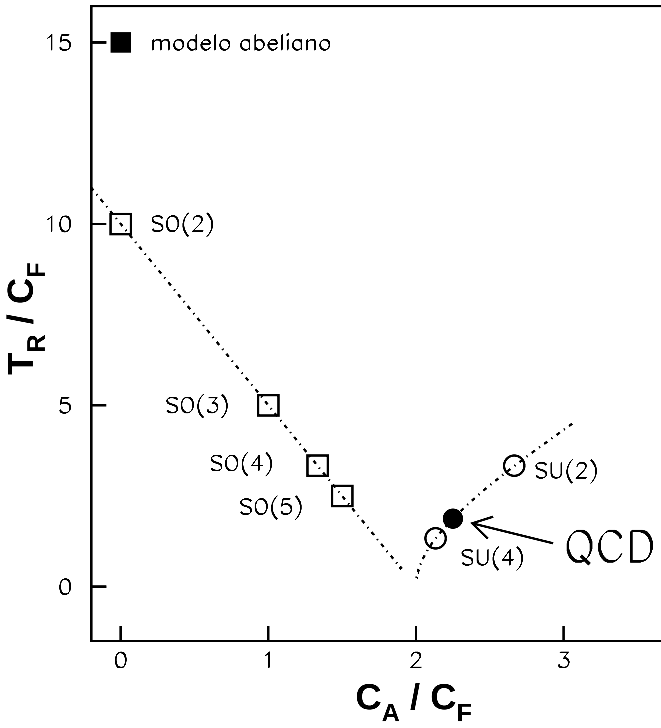


Figura 1.3: Valores de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F para distintos grupos gauge.

La falta de evidencia experimental de efectos relacionados con estas limitaciones se entiende como un reflejo de que las escalas de energía a las que el Modelo Standard falla están todavía a muchos órdenes de magnitud de las alcanzadas en los actuales aceleradores de partículas.

Aparece sin embargo en el Modelo Standard un problema asociado al sector de ruptura espontánea de simetría de posibles implicaciones fenomenológicas a las energías disponibles experimentalmente. Las masas de los escalares fundamentales de la teoría están sujetas a correcciones divergentes cuadráticamente, es decir $\delta M_H^2 \sim \Lambda^2$, siendo Λ la escala a partir de la cual la teoría deja de tener aplicación ($\gg M_W$). Solamente una cancelación poco natural de dichas correcciones mantendría la masa del bosón de Higgs en unos valores suficientemente bajos ($\lesssim 1$ TeV) como para permitir que el Modelo Standard fuera una teoría efectiva a bajas energías.

Con objeto de resolver este problema se han propuesto distintas extensiones del Modelo Standard. La introducción de una simetría denominada *supersimetría* que conecte bosones y fermiones es una de las posibilidades más atractivas [31].

En los modelos supersimétricos aparece todo un espectro de nuevas partículas asociadas a las partículas ordinarias. Así, todo fermión tiene asociado un bosón supersimétrico y viceversa.

Si la supersimetría fuera una simetría conservada, las correcciones a la masa del Higgs se cancelarían exactamente. Sin embargo, dado que las masas de las partículas ordinarias y las de sus compañeras supersimétricas son distintas, aparece un término de corrección a la masa del Higgs de la forma $\delta M_H^2 \sim (m_B^2 - m_F^2)$. Para que dichas correcciones sean razonablemente pequeñas, las partículas supersimétricas deben tener masas $\lesssim 1$ TeV.

Los gluinos, $\tilde{g}$, son la partículas supersimétricas asociadas a los gluones. Gracias a la ruptura de la supersimetría entre bosones y fermiones, los gluinos pueden adquirir masa por lo que deben ser tratados como fermiones de Majorana. Los gluinos se producen fundamentalmente a través del vértice $g\tilde{g}\bar{\tilde{g}}$, que es el análogo supersimétrico al vértice de tres gluones.

A pesar de que existen límites inferiores muy restrictivos para su masa [16], se ha sugerido recientemente la posibilidad de que un gluino muy ligero ($m_{\tilde{g}} \lesssim 4$ GeV) no estuviera experimentalmente excluido [32].

Un gluino ligero puede ser producido en LEP directamente a $O(\alpha_s^2)$ como contribución a los sucesos de cuatro jets. Gracias al carácter fermiónico del gluino, en el límite en el que las masas de las partículas pueden ser despreciadas la sección eficaz diferencial del proceso $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\bar{\tilde{g}}$ es similar a la del proceso $e^+e^- \to q\bar{q}q'\bar{q}'$. Dada la carga de color del gluino, su contribución a la sección eficaz de producción de cuatro jets puede ser tenida en cuenta mediante la sustitución del número de quarks activos, n_f, por $n_f + 3$, con lo que $T_R = (n_f + 3) \cdot T_F = T_R^{QCD} + 3/2$. El valor efectivo de los cocientes C_1 y C_2 para QCD más un gluino sin masa pasa a ser $C_1 = C_1^{\mathrm{QCD}} = 2.25$ y $C_2 = C_2^{\mathrm{QCD}} + 3 \cdot T_F/C_F = 3$.

Capítulo 2

Dispositivo experimental

2.1 El acelerador LEP

El acelerador LEP [33] es un colisionador circular de electrones y positrones diseñado para operar a energías en el centro de masas en el rango entre 100 y 200 GeV. Los detectores ALEPH [34], DELPHI [35], L3 [36] y OPAL [37] operan en cuatro de los ocho posibles puntos de interacción. Durante la primera fase de LEP se han producido colisiones a energías alrededor de 91 GeV. En la segunda fase, la energía se ha incrementado hasta superar el umbral de producción de pares de bosones W.

Situado en la frontera franco-suiza (ver figura 2.1a), el anillo de LEP es un polígono octogonal con ocho secciones rectas, cada una de ellas de una longitud de unos 500 m, y ocho arcos circulares con un radio de curvatura de 3300 m. Este anillo se encuentra situado en el interior de un túnel subterráneo de 26.7 km de circunferencia y a una profundidad que varía entre los 50 y 150 m.

El sistema de inyección de LEP se muestra en la figura 2.1b. Los electrones son inicialmente acelerados a 200 MeV en un acelerador lineal (LINAC) y dirigidos hacia un blanco de tungsteno para producir pares electrón positrón. Los positrones y los electrones son acelerados a 600 MeV gracias a un segundo LINAC y almacenados en el acumulador de electrones y positrones (EPA), que condensa los haces en paquetes. Los paquetes son posteriormente acelerados a 3.5 GeV en el sincrotrón de protones (PS) y, finalmente, alcanzan los 20 GeV en el super sincrotrón de protones (SPS), tras lo cual son inyectados en el anillo principal de LEP. La energía para la aceleración y para compensar la pérdidas debido a radiación sincrotrón dentro del anillo se obtiene gracias a cavidades de radiofrecuencia. Estas cavidades, inicialmente de cobre, han sido sustituidas progresivamente por cavidades superconductoras hechas de estanato de niobio.

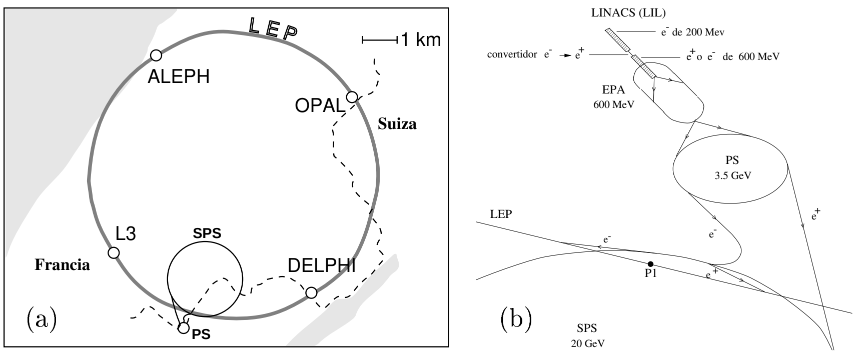


Figura 2.1: Vista del anillo colisionador LEP (a) y de su sistema de inyección (b).

Los dos parámetros fundamentales en el diseño de un colisionador son la energía del haz y la luminosidad. La energía del haz debe ser suficientemente alta como para permitir la observación de los procesos físicos de interés, mientras que la luminosidad es directamente proporcional a la tasa de producción de dichos procesos. En LEP, la energía del haz viene condicionada por la producción de bosones Z *on-shell* en su primera fase y por la de pares de bosones W en su segunda fase. Para un colisionador, la luminosidad se define como el numero de cruces en el punto de interacción por unidad de tiempo y de superficie. La luminosidad viene dada por

$$\mathcal{L} = \frac{N_e \cdot N_p \cdot n \cdot f}{4\pi \cdot \sigma_{\rm x} \cdot \sigma_{\rm y}}, \tag{2.1}$$

donde $N_e(N_p)$ son el número de electrones (positrones) por paquete, n es el número de paquetes por haz, f es la frecuencia de revolución y $\sigma_{\rm x}(\sigma_{\rm y})$ son las dimensiones transversas del paquete en el plano del haz y en el plano perpendicular respectivamente. La luminosidad nominal de LEP es $1.1 \times 10^{31}{\rm cm}^{-2}{\rm s}^{-1}$ para $\rm E_{CM} \approx 91$ GeV.

Un posible modo de aumentar la luminosidad es incrementar el número de paquetes que circulan por el detector. La óptica inicial de LEP, que permitía cuatro paquetes por haz, fue utilizada entre los años 1989 y 1991. Su modificación para adecuarse al esquema *Pretzel* [38] permitió durante los años 1992 y 1994 utilizar ocho paquetes por haz, aunque con menor número de partículas por paquete. Explotando este esquema se incrementó la luminosidad en un 50% [39]. Finalmente, durante 1995 en LEP se hicieron circular cuatro grupos de tres paquetes por haz [40]. La alta luminosidad requerida en la segunda fase de LEP se ha alcanzado gracias a la aplicación de este nuevo esquema utilizando uno o dos paquetes por grupo. En la tabla 2.1 pueden leerse diversos parámetros asociados al funcionamiento de LEP en su primera fase tales como la energía en el centro de masas (E_{CM}), el número de paquetes por haz (n), la luminosidad integrada proporcionada a cada punto de interacción y la eficiencia del acelerador definida como el cociente entre el número de horas con haces disponibles y el número total de horas reservadas para física.

Año	1990	1991	1992	1993	1994	1995
E_{CM} (GeV)	88.2-94.2	88.5-93.7	91.3	89.5-93.0	91.2	89.5-93.0
n	4+4	4+4	4+4,8+8	8+8	8+8	12+12
$\int \mathcal{L}$ pb^{-1}	7.6	17.3	28.6	40.0	64.4	39.9
Eficiencia (%)	42	45	51	55	59	46

Tabla 2.1: Funcionamiento de LEP en su primera fase (1990-1995).

2.2 El detector L3

El experimento L3[36, 41] se encuentra situado en el segundo punto de interacción de LEP. El objetivo del detector L3 es el estudio de las interacciones electrón-positrón en el rango de energías entre 100 y 200 GeV. En su diseño se puso especial énfasis en la medida precisa de la energía de fotones y electrones y en la del momento de los muones. En la figura 2.2 se muestra una vista completa del detector.

El detector L3 es un conjunto de subdetectores especializados. Desde el vertice de la interacción hacia el exterior podemos distinguir los siguientes grupos de subdetectores:

- **El detector central** compuesto por un detector de microvértice (SMD) y una cámara de vértice (TEC), proporciona una medida precisa del momento y signo de las partículas cargadas. El detector central permite reconstruir la posición del vértice de interacción del suceso y de los posibles vértice secundarios.
- **El calorímetro electromagnético** compuesto por cristales de germanato de bismuto (BGO) dispuestos en una parte central (*barrel*) y en dos a bajo ángulo (*endcaps*), tiene como objetivo medir con gran precisión la energía de fotones y electrones. Con objeto de cubrir mayor ángulo sólido se incluye un anillo de plomo instrumentado (ALR) para la detección de fotones y electrones a muy bajo ángulo.
- **El monitor de luminosidad** (LUMI) situado a muy bajo ángulo, identifica electrones y determina la luminosidad contando sucesos Bhabhas.
- **El anillo de contadores de centelleo** proporciona una medida del tiempo del suceso respecto al cruce de haces.

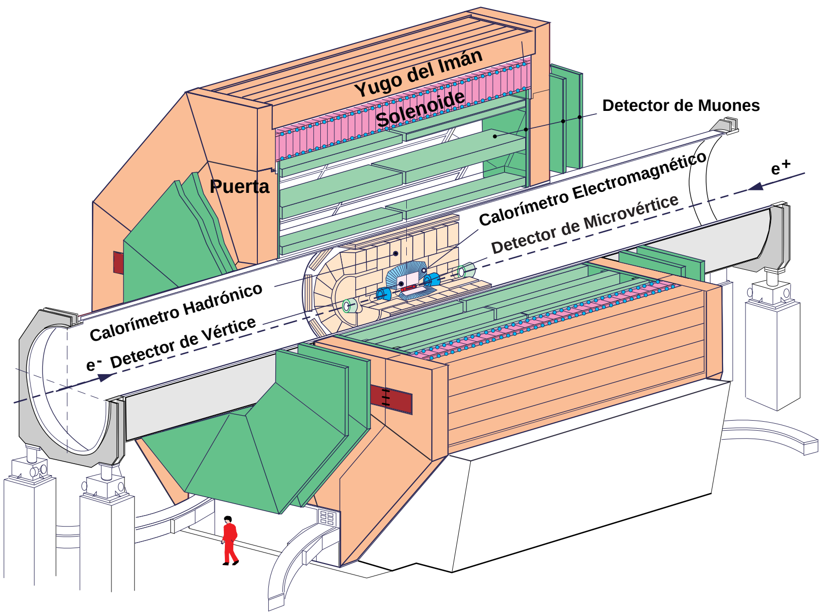


Figura 2.2: Vista del detector L3. Aparecen detallados los principales subdetectores, el tubo soporte y el imán.

- **El calorímetro hadrónico** (HCAL) compuesto por módulos de cámaras proporcionales intercaladas con uranio, está dispuesto también en *barrel* y *endcaps* y permite la medida de jets hadrónicos. La inclusión de un filtro de muones instrumentado permite detener todas las partículas salvo las de mínima ionización.
- **El espectrómetro de muones** formado por cámaras de deriva, permite una medida precisa del momento de los muones.
- **El imán** externo a todos los subdetectores proporciona un campo magnético destinado a curvar la trayectoria de las partículas cargadas.

Todos los subdetectores salvo el espectrómetro de muones se sitúan en el interior de un tubo soporte de 32 m de longitud, 4.45 m de diámetro externo y 50 mm de grosor. El tubo está colocado concéntricamente con el eje del haz y simétrico respecto al punto de interacción. La parte del tubo soporte que se encuentra dentro del campo magnético (14.1 m) está hecha de acero inoxidable diamagnético. El resto del tubo está construido en acero.

El sistema de coordenadas usado en L3 tiene su origen en el centro del detector, el eje z apunta en la dirección del campo magnético, que corresponde a la de avance de los electrones, el eje y es perpendicular al plano que contiene al anillo de LEP y el eje x apunta hacia el centro del anillo.

2.2.1 El imán

Un imán solenoidal de 7800 Tm con forma octogonal ($11.4 \times 11.4 \times 11.4$ m^3) rodea a todos los detectores y proporciona un campo uniforme de 0.5 T en un gran volumen para optimizar la resolución en la medida del momento de los muones. Durante 1994 se incorporaron en las puertas del imán principal imanes toroidales que proporcionan un campo de 1.5 T.

2.2.2 El detector central

El sistema central de detección de trazas está compuesto por una cámara de deriva (TEC), las cámaras Z y el detector de microvértice (SMD). En la figura 2.3 se aprecia la disposición de estas componentes.

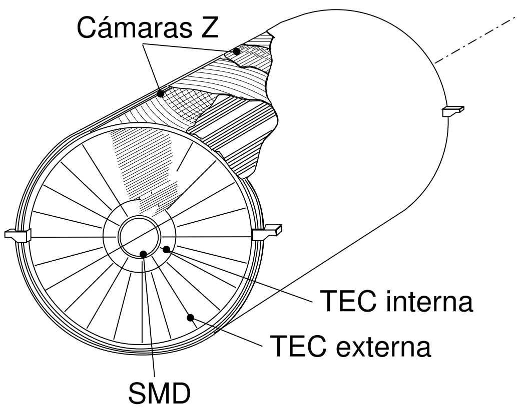


Figura 2.3: Vista del detector central de trazas de L3.

En su conjunto, el detector central de trazas tiene como objetivo detectar partículas cargadas y determinar con precisión la trayectoria de sus trazas. Su diseño permite identificar la carga y medir el momento transverso de partículas cargadas hasta 100 GeV/c, reconstruir vértices de desintegración secundarios para partículas de vida media mayor que 0.1 ps y determinar el punto de impacto y dirección de las partículas al entrar en el calorímetro electromagnético.

TEC (*Time Expansion Chamber*). La TEC está compuesta por dos cámaras de deriva cilíndricas concéntricas con tapas comunes. La cámara interna(externa) de la TEC está dividida radialmente en 12(24) sectores separados por planos catódicos.

En el centro de cada sector y paralelos a la dirección del haz se disponen los hilos anódicos. Cada sector interno(externo) consta de 8(54) hilos, lo que proporciona un máximo de 62 puntos por traza en el plano perpendicular al haz. Por debajo de 42° el número de hilos decrece linealmente. Así, a 16° hay 8 hilos disponibles.

La TEC opera con una mezcla de anhídrido carbónico (80%) e isobutano (20%) con un bajo coeficiente de difusión. Esto provoca bajas velocidades de deriva sin deterioro de la señal.

En cada sector se puede distinguir una región de deriva determinada por un campo eléctrico bajo ($v_{\mathrm{deriva}} \sim 6\ \mu$m/ns) y una de amplificación, cerca de los ánodos, sometida a un campo eléctrico alto ($v_{\mathrm{deriva}} \sim 50\ \mu$m/ns).

La resolución obtenida en la medida de las coordenadas de una traza cargada es de 50 μm por hilo. La resolución de la TEC en la medida del momento transverso, $p_\perp$, viene dada por

$$\sigma(1/p_\perp) = 0.02\ (\mathrm{GeV/c})^{-1} \tag{2.2}$$

Cámaras Z. Las cámaras Z son dos cámaras proporcionales cilíndricas con lectura de cátodo que envuelven a la cámara externa de la TEC. Las tiras de cátodos se disponen inclinadas respecto al eje z 60° y 90° en la cámara interna y $-70°$ y 90° en la cámara externa. El gas utilizado es una mezcla de argón (80%) y anhídrido carbónico (20%).

La resolución obtenida en la medida de la coordenada z de una traza aislada es de 320 μm.

SMD (*Silicon Microvertex Detector*). El SMD [42] consiste en dos capas de detectores de silicio colocadas a 6 y 8 cm del vértice de interacción y con una longitud de 35.5 cm. En la figura 2.4 se ha incluido una vista del detector de silicio.

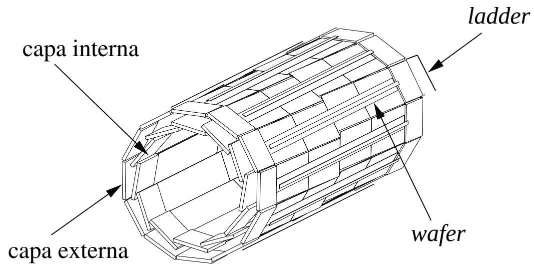


Figura 2.4: Vista del detector de microvértice L3.

Cada capa está formada por 12 *ladders* sobre los que van montadas bandas de silicio (*wafers*) con lectura de doble cara y dimensiones 70×40 cm^2 y 300 μm de grosor. Sobre cada banda se disponen los *strips* cada 50 μm en el plano perpendicular al haz y cada $150 - 200$ μm en z.

La resolución obtenida en la posición es de 7 μm en $r\phi$ y $20 - 25$ μm en z.

la resolución final en la medida del momento transverso de una traza reconstruida con información en la TEC y SMD es

$$\sigma(1/p_{\perp}) = 0.01\ (\mathrm{GeV/c})^{-1} \tag{2.3}$$

2.2.3 El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético rodea a la cámara de vértice y está diseñado para la identificación y medida precisa de la energía y dirección de electrones y fotones.

El calorímetro electromagnético está formado por un total de 10734 cristales de germanato de bismuto (BGO) en forma de pirámide truncada y que apuntan al vértice de interacción. Los cristales están dispuestos en una parte central (*barrel*) que cubre el rango angular $42° < \theta < 138°$ y en dos partes a bajo ángulo (*endcaps*) que cubren los rangos angulares $12° < \theta < 38°$ y $142° < \theta < 168°$. La luz de centelleo producida el el BGO se detecta mediante dos fotodiodos situados en la cara posterior de cada cristal. La disposición del calorímetro electromagnético puede apreciarse en la figura 2.5.

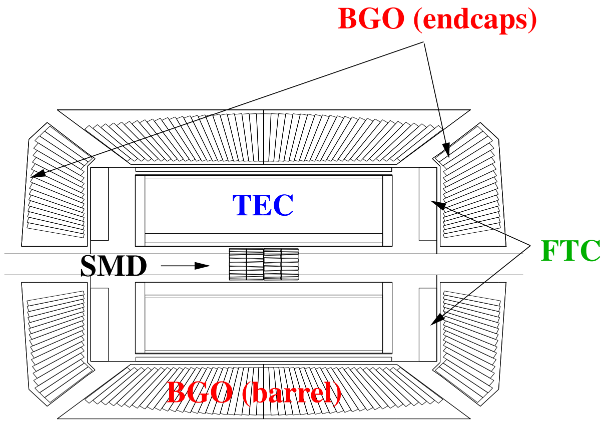


Figura 2.5: Vista del detector electromagnético de L3.

La resolución obtenida en la medida de la energía de una partícula electromagnética es

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{E} = \left(\frac{1.5}{\sqrt{\mathrm{E}}} + \frac{0.4}{\mathrm{E}} + 1\right)\ \% \qquad \mathrm{E\ en\ GeV}. \tag{2.4}$$

La alta granularidad del calorímetro electromagnético permite determinar la posición del centro de gravedad de una cascada electromagnética con una resolución de 1 mm.

Precediendo a los *endcaps* se sitúan unas cámaras de deriva denominadas FTC's (*forward tracking chambers*) que complementan a la cámara de vértice en la medida de partículas cargadas a bajo ángulo proporcionando una medida precisa de su punto de impacto en el calorímetro electromagnético.

Con objeto de aumentar la aceptancia a bajo ángulo polar, fundamentalmente en procesos de dos fotones, se instrumentó un anillo de plomo originalmente diseñado para proteger la TEC del halo del haz. Este dispositivo se denomina ALR (*Active Lead Ring*).

El ALR se sitúa entre el *endcap* del calorímetro electromagnético y el monitor de luminosidad y cubre el rango angular $4.5° < \theta < 8.8°$. El detector consiste en tres anillos de plomo de 2 cm de grosor seguidos de un plano de plástico centelleador. El ALR puede determinar la coordenada ϕ de las partículas cargadas con una resolución de 1.3°.

2.2.4 El monitor de luminosidad

El monitor de luminosidad está diseñado para detectar electrones y fotones a ángulos muy bajos y determinar su dirección y energía con gran resolución. Estas partículas provienen fundamentalmente sucesos Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ dominados por el intercambio de un fotón en canal t. Dado que la sección eficaz de este proceso es conocida teóricamente con gran precisión, se utiliza para medir la luminosidad suministrada por LEP.

El monitor de luminosidad consiste en un sistema de calorímetro más detector de trazas situados a una distancia entre 2.65 y 2.80 m del punto de interacción a cada uno de los dos lados del detector. En la figura 2.6 se muestra la disposición del monitor de luminosidad de L3.

Cada calorímetro está formado por un total de 304 cristales de BGO dispuestos en ocho anillos concéntricos y cubre el rango angular $1.8° < \theta < 3.6°$.

Inmediatamente antes del calorímetro se encuentra el sistema de deteccción de trazas. El sistema consistió hasta 1993 en cuatro cámaras proporcionales multihilo con lectura de cátodo. A partir de ese año fueron sustituidas por un detector de silicio (SLUM) [43] consistente en tres planos de sensores, dos de los cuales son concéntricos con el eje del haz, proporcionando una medida de la coordenada radial, mientras que el restante, con sensores perpendiculares al eje del haz, mide la cordenada ϕ.

El sistema combinado de calorímetro y SLUM proporcionó una medida absoluta de la luminosidad recogida por L3 con una precisión del 0.05% en 1994.

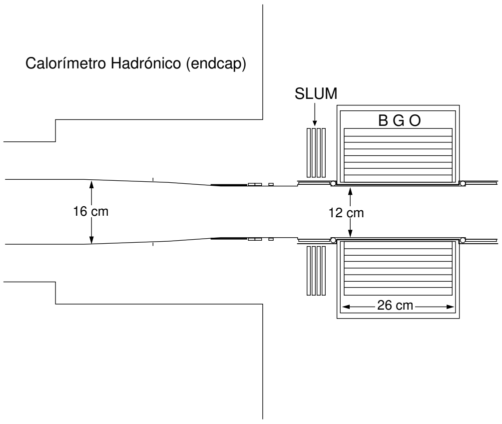


Figura 2.6: Vista del detector monitor de luminosidad de L3.

2.2.5 Los contadores de centelleo

Los contadores de centelleo están diseñados para medir con precisión el tiempo de las partículas que atraviesan el detector con respecto al tiempo de cruce de haces. Esto permite distinguir las desintegraciones de Z a pares de muones de muones procedentes de rayos cósmicos.

Los contadores de centelleo se encuentran situados entre el calorímetro electromagnético y el hadrónico. Consisten en un conjunto de 30 tiras de plástico centelleador en el *barrel* y 16 sectores de centelleadores en los *endcaps*.

La resolución obtenida para sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ es de 0.46 ns, mientras que la diferencia de tiempos esperada para muones cósmicos es de 5.8 ns.

2.2.6 El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico rodea al calorímetro electromagnético y está diseñado para medir la energía producida por la interacción de los hadrones. En la figura 2.7 se puede apreciar la disposición del calorímetro hadrónico de L3.

El calorímetro hadrónico esta formado por módulos en los que se intercalan planos de cámaras proporcionales con capas de uranio como material absorbente. Las cámaras operan con una mezcla de argón (80%) y anhídrido carbónico (20%).

En el calorímetro hadrónico podemos distinguir las siguientes partes:

Barrel : Situado a un radio entre 89 y 180 cm, cubre el rango angular $35° < \theta < 145°$. Consiste en 9 anillos con 16 módulos cada uno. Los hilos de cada cámara están colocados perpendicularmente a los de las adyacentes, obteniéndose así una medida tridimensional de la trayectoria de las partículas.

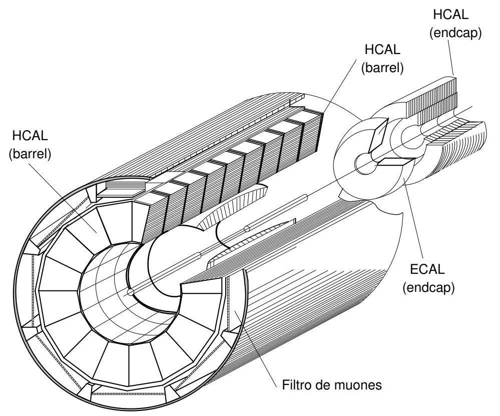


Figura 2.7: Vista del calorímetro hadrónico de L3.

Endcaps : Situados inmediatamente detrás de los *endcaps* del calorímetro electromagnético, cubren el rango angular $5.5° < \theta < 35°$ y $145° < \theta < 174.5°$. Consisten en un anillo exterior (HC1) y dos interiores (HC2 y HC3). Los anillos están colocados en la dirección azimutal con objeto de medir el ángulo polar directamente.

Con objeto de impedir el paso hacia el espectrómetro de muones de todos las partículas salvo las de mínima ionización, se dispone el filtro de muones.

Montado sobre la cara interna del tubo soporte, el filtro de muones está formado por 8 sectores idénticos. Cada octante contiene 6 capas de latón intercaladas con cámaras proporcionales.

En su conjunto, el filtro de muones añade 1.03 longitudes de interacción al calorímetro hadrónico.

La resolución en la energía de los hadrones medida en el calorímetro puede ser parametrizada como

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{E} = \left(\frac{55}{\sqrt{\mathrm{E}}} + 5\right) \% \qquad\qquad \mathrm{E\ en\ GeV.} \tag{2.5}$$

Para piones cargados de más de 15 GeV se obtiene una resolución del 10% combinando la información del calorímetro electromagnético con el hadrónico. La dirección de los jets puede determinarse con una resolución de 1.5°.

2.2.7 El espectrómetro de muones

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

En el espectrómetro de muones se pueden distinguir dos subsistemas, uno central o *barrel* y uno a bajo ángulo o *forward-backward* cuya instalación concluyó el año 1995 [44].

El sistema en su conjunto permite medir el momento de los muones con una resolución del 2% para muones de 50 GeV en la parte central. Esta resolución se degrada hasta el 20% a bajo ángulo.

- **El barrel** cubre el rango angular $42° < \theta < 138°$ y está compuesto por dos mitades o ruedas formadas por ocho unidades independientes u octantes. En la figura 2.8a puede apreciarse la estructura en octantes de las cámaras. 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 P, que miden con gran precisión el momento transverso de los muones, y las cámaras Z, que miden la coordenada z.

  Las cámaras P están segmentadas en celdas separadas por planos de hilos catódicos dispuestos a lo largo de la dirección del haz. En el centro de cada celda se sitúan 16 o 24 hilos de señal. Las cámaras operan con una mezcla de argón (61.5%) y etano (38.5%), obteniéndose una resolución por hilo de 200 μm.

  Las cámaras Z están formadas por dos capas de celdas delimitadas por vigas en I que hacen las funciones de cátodo. Las capas tienen un desplazamiento relativo de media celda, con lo que se resuelve la ambigüedad derecha-izquierda. Cada celda incorpora un único hilo de señal. El gas utilizado es una mezcla de argón (91.5 %) y metano (8.5%) que permite alcanzar una resolución por hilo 500 μm.

- **El sistema forward-backward** cubre el rango angular $22° < \theta < 43°$ y $137° < \theta < 158°$ y está formado por 16 módulos independientes montados sobre las puertas del imán , como puede apreciarse en la figura 2.8b.

  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. El gas utilizado es una mezcla de argón (86%), dióxido de carbono (10%) e isobutano (4%).

  En el rango angular $36° < \theta < 43°$, en el muon que atraviesa dos planos de cámaras del *barrel* y el plano *forward-backward* interno, la resolución en la medida del momento disminuye gradualmente con θ desde el 2% hasta el 20% para muones de 50 GeV. En el rango $22° < \theta < 36°$ el momento del muon se mide usando los tres planos de cámaras *forward-backward.* La resolución es en este caso del 20% para momentos inferiores a 100 GeV y está limitada por la dispersión múltiple provocada por la puerta del imán.

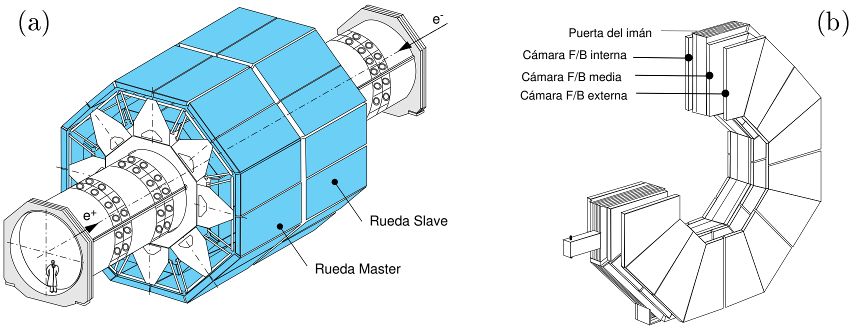


Figura 2.8: Vistas de los sistemas central (a) y a bajo ángulo (b) del espectrómetro de muones.

2.2.8 El sistema de trigger

El sistema de *trigger* decide después de cada cruce de haces si ha tenido lugar una interacción de interés físico y si el suceso debe ser conservado para su posterior análisis.

Esta operación se lleva a cabo a través de tres niveles de complejidad creciente reduciendo los 45(90) kHz correspondientes a la frecuencia de cruce de haces en el esquema 4×4(8×8) de LEP a los 2-3 Hz de escritura en cinta.

1. El *trigger* de primer nivel consiste en un conjunto de *triggers* independientes para la TEC, los calorímetros, las cámaras de muones, los contadores de centelleo y el monitor de luminosidad.

   Cada uno de los *triggers* individuales debe tomar la decisión de aceptar o rechazar el suceso en un máximo de 22(11) μs, es decir, antes del siguiente cruce de haces.

   La frecuencia de salida de este nivel es de unos 8 Hz.

2. El *trigger* de segundo nivel rechaza sucesos no físicos aceptados por el primer nivel utilizando las primeras cantidades reconstruidas tales como trazas, asociaciones calorimétricas y el punto de interacción.

   Este nivel rechaza del 20 al 30 % de los sucesos que pasan el primer nivel.

3. El *trigger* de tercer nivel utiliza cantidades similares a las del segundo nivel calculadas a partir de las señales completamente digitalizadas con una granularidad más fina y una mejor resolución.

   La frecuencia típica de salida de este nivel es de 2-3 Hz.

Capítulo 3

Calibración de la energía en sucesos hadrónicos

El paso de una partícula a través de un calorímetro produce cascadas de partículas secundarias debido a la interacción con el medio. Una cascada iniciada por un electrón o un fotón se genera a través de procesos sucesivos de producción de pares electrón-positrón y radiación por *bremsstrahlung* hasta que la energía de las partículas secundarias cargadas es suficientemente baja como para que dominen las pérdidas por ionización del material. Las cascadas iniciadas por hadrones son mucho más complejas. Por un lado, gran parte de la energía se pierde por interacciones inelásticas con el medio. Por otro, la cascada hadrónica esta compuesta por nucleones y piones, de los cuales una parte considerable son π° que decaen inmediatamente a fotones. Una cascada hadrónica tiene entonces una componente electromagnética y una componente exclusivamente hadrónica.

Los estados finales hadrónicos producidos en colisiones electrón-positrón están caracterizados por la producción a de un gran número de partículas tanto cargadas como neutras en el estado final. Dada la hermeticidad de los detectores actuales, una fracción muy importante de la energía incidente se deposita dentro del volumen del detector. Esta característica de los sucesos hadrónicos puede utilizarse para escalar la energía visible a la energía en el centro de masas en la calibración final. Dada la excelente resolución espacial y en energía de los calorímetros electromagnético y hadrónico de L3, la energía visible del suceso puede estimarse utilizando unos pesos para cada una de las regiones del detector. En L3 estos factores se denominan *factores G*.

La energía de una partícula que atraviesa un sistema calorimétrico puede expresarse como una cierta función de las energías depositadas en los calorímetros electromagnético y hadrónico:

$$E = f(E_{\mathrm{ecal}}, E_{\mathrm{hcal}}) \tag{3.1}$$

siendo f una función que depende del tipo de partícula que inicie la cascada y de las características del detector. f se suele tomar como una combinación lineal de E_{ecal} y en E_{hcal}.

Si la cascada fuera generada por una partícula puramente electromagnética, la mayor parte de la energía se depositaría en el calorímetro electromagnético con lo que $E \propto E_{\mathrm{ecal}}$. Si el calorímetro electromagnético estuviera previamente calibrado se cumpliria $E = E_{\mathrm{ecal}}$.

El objetivo de este capítulo es describir el algoritmo utilizado para determinar la energía depositada por los sucesos hadrónicos en el detector L3.

3.1 ASRC y ECLU

El sistema calorimétrico de L3 se divide en un conjunto de regiones geométricas como se muestra en la figura 3.1. Las regiones 1, 7 y 9 están asociadas al calorímetro electromagnético mientras que las regiones 2, 4, 6, 8 y 10 pertenecen al calorímetro hadrónico. La región 3 corresponde a parte del calorímetro hadrónico y mide la energía electromagnética depositada entre el *barrel* y los *endcaps* del calorímetro electromagnético. Las regiones 11 y 12 no son calorimétricas ya que hacen referencia a las cámaras de muones y al sistema central de trazas respectivamente.

La energía visible del suceso se calcula a partir de las deposiciones de energía en las distintas zonas calorimétricas. Si hay muones reconstruidos en las cámaras de muones, su momento puede ser añadido opcionalmente como contribución a la energía total del suceso.

Un ASRC (*A Smallest Resolvable Cluster*) es producto del programa de reconstrucción global de L3 y procede de la combinación de la información recogida en los diferentes subdetectores. El algoritmo para la formación de un ASRC se inicia con la asociación angular de las trazas del detector central con deposiciones de energía en los calorímetros. Las deposiciones de energía en el calorímetro electromagnético que no hayan sido asociadas a trazas se intentan asociar angularmente con deposiciones de energía en el calorímetro hadrónico. Finalmente, las trazas de los muones reconstruidos en las cámaras de muones se asocian con las deposiciones de energía más cercanas en los calorímetros. Un ASRC se clasifica como electromagnético, hadrónico o mixto dependiendo del origen de las deposiciones que intervienen en su formación.

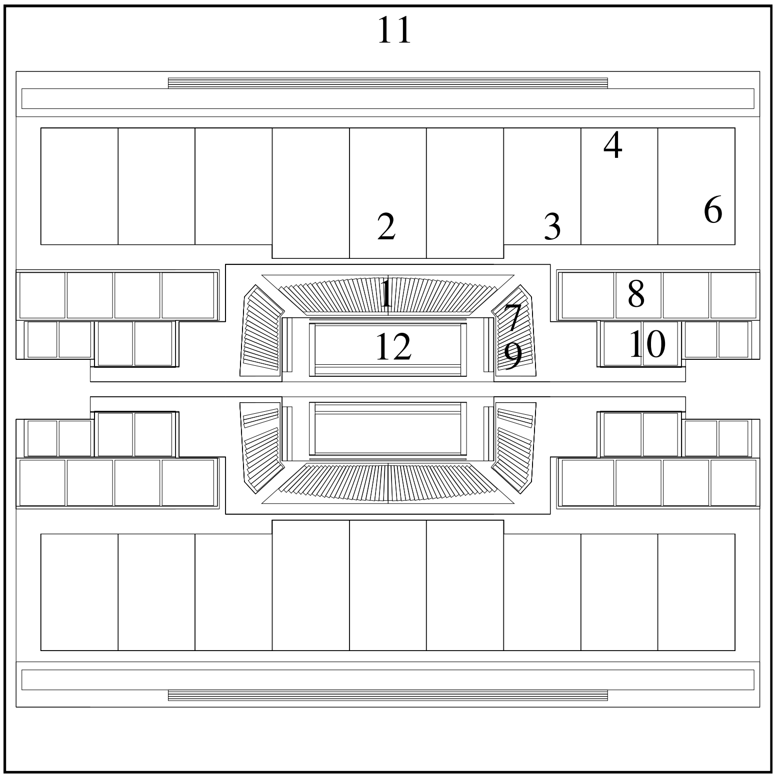


Figura 3.1: Regiones geométricas del sistema calorimétrico de L3. Las regiones 1, 3, 7 y 9 están asociadas al calorímetro electromagnético mientras que las regiones 2, 4, 6, 8 y 10 pertenecen al calorímetro hadrónico. Las regiones 11 y 12 corresponden a las cámaras de muones y a la cámara de vértice respectivamente.

La energía de un ASRC se define como

$$E^c = \sum_i G_i \cdot E_i^c \tag{3.2}$$

donde el índice i recorre las regiones puramente calorimétricas en las que el ASRC ha depositado su energía. E_i^c es la energía depositada en la región i y G_i es el factor correspondiente a la región i.

La energía total del suceso puede expresarse como la suma sobre todos los ASRC o, equivalentemente, como la suma sobre las energías totales depositadas en cada región calorimétrica individual, esto es

$$E_{\mathrm{tot}} = \sum_{\mathrm{ASRC}} E^c = \sum_{\mathrm{ASRC}} \sum_i G_i \cdot E_i^c = \sum_i G_i \sum_{\mathrm{ASRC}} E_i^c = \sum_i G_i \cdot E_i \tag{3.3}$$

donde $E_i = \sum_{\mathrm{ASRC}} E_i^c$ es la energía total depositada en la región i. Los valores numéricos de los *factores G* se determinan mediante la optimización de la resolución en la energía visible sobre sucesos hadrónicos e imponiendo que el valor medio de la energía visible corresponda a la energía en el centro de masas.

La medida del momento de las trazas reconstruidas en el detector central no se ha tenido en cuenta en la determinación de la energía total del suceso. Esta información puede incluirse en la expresión 3.3 del siguiente modo

$$E_{\mathrm{tot}} = \sum_i G_i \cdot E_i + \sum_{i<j} A_{ij} \cdot C(E_i, E_j) \tag{3.4}$$

donde los índices i, j recorren ahora las regiones calorimétricas más las cámaras de muones y el sistema central de trazas. El primer término corresponde a la suma lineal de las energías y momentos reconstruidos. El segundo término tiene en cuenta la existencia de correlaciones entre los diferentes subdetectores. $C(E_i, E_j)$ es la función de correlación. Los coeficientes A_{ij} son no nulos solamente cuando conectan las cámaras de muones o la cámara de vértice con las regiones calorimétricas o cuando conectan regiones calorimétricas adyacentes.

Se ha comprobado que se obtiene una mejora de la resolución en la energía total utiliando como forma funcional para $C(E_i, E_j)$ la siguiente expresión

$$C(E_i, E_j) = E_i \cdot E_j. \tag{3.5}$$

La inclusión de las trazas requiere una redefinición de los ASRC, para ello introducimos los ECLU (*Energy CLUster*), construidos a través de la asociación angular de las componentes de los ASRC, trazas de la cámara de vértice y muones que denominaremos genéricamente constituyentes. El algoritmo de formación de los ECLU se puede describir esquemáticamente como:

1. Asociar todos los posibles pares de constituyentes cuya separación angular sea compatible con la resolución en *semillas*.

2. Si la separación angular entre un constituyente y los que forman una *semilla* es compatible con la resolución, añadirlo al ECLU asociado a dicha *semilla*. Cada constituyente puede ser incluido en principio en varios ECLU.

3. Resolver las ambigüedades mediante la asignación de cada constituyente al ECLU más cercano.

4. Calcular la energía de cada ECLU.

El criterio usado para la asociación de constituyentes en *semillas* y ECLU es un corte en la distancia angular entre constituyentes, D, definida como

$$D^2(i,j) = \frac{\Delta_{ij}^2(\phi)}{S_{ij}(\phi)} + \frac{\Delta_{ij}^2(\cos\theta)}{S_{ij}(\cos\theta)} \tag{3.6}$$

donde $\Delta_{ij}(x) = x_i - x_j$ y $S_{ij}(x) = \sigma_x^2(i) + \sigma_x^2(j)$, siendo σ_x la resolución estimada para cada tipo de constituyente [45]. El valor de corte se ha elegido para obtener una multiplicidad similar para ECLU y ASRC en sucesos hadrónicos.

La energía de un ECLU viene determinada por

$$E^c = \sum_i \widetilde{G}_i \cdot E_i^c + \sum_{i<j} \widetilde{A}_{ij} \cdot \widetilde{C}(E_i^c, E_j^c) \tag{3.7}$$

siendo E_i^c la suma de las energías de todos los constituyentes del ECLU que están en la región i. La función de correlación $\widetilde{C}$ se ha elegido como

$$\widetilde{C}(E_i^c, E_j^c) = (E_i^c \cdot E_j^c)/(E_i^c + E_j^c) \tag{3.8}$$

La inclusión de no linealidades tanto en la definición de la energía total como en la energía de los ECLU implica $E_{\rm tot} \neq \sum_{\rm ECLU} E^c$. Esta inconsistencia aparente se resuelve con la introducción de un factor multiplicativo global para E^c. La energía final para los ECLU se define entonces como

$$\overline{E^c} = K \cdot E^c \tag{3.9}$$

con $K = E_{\rm tot}/\sum_{\rm ECLU} E^c$.

3.2 Cálculo de los *factores G*

3.2.1 Selección de sucesos hadrónicos

Los sucesos hadrónicos se caracterizan por poseer un gran número de partículas en el estado final y gran parte de la energía depositada en el detector.

En la toma de datos, los sucesos hadrónicos son seleccionados gracias al *trigger* calorimétrico de energía con una eficiencia que supera el 99.9%.

En el análisis, la selección de una muestra de sucesos hadrónicos está basada en las enegías medidas en los calorímetros electromagnético y hadrónico. Se aceptan los sucesos que cumplen los siguientes requisitos:

- $N_{clus} > 12$
- $0.6 < E_{\rm vis}/\sqrt{s} < 1.4$
- $\mid E_{\parallel} \mid /E_{\rm vis} < 0.4$
- $E_{\perp}/E < 0.4$

donde N_{clus} es el número de asociaciones calorimétricas (ASRC o ECLU), $E_{\rm vis}$ es la energía total del suceso y $E_{\parallel}$ y $E_{\perp}$ son las descompensaciones energéticas a lo largo de la dirección del haz y transversalmente a él. Un estudio sobre sucesos simulados revela que el 98.5% de los hadrones se seleccionan mediante estos cortes con una pequeña contaminación del 0.2% proveniente de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ y $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$.

3.2.2 Método de determinación

El método utilizado para el cálculo de los *factores G* consiste en la mimización de la resolución en la energía visible sobre una una muestra de sucesos hadrónicos. El valor medio de la energía visible se ajusta a la energía en el centro de masas utilizando un término adicional de penalización. La función que se minimiza es

$$f(G_i, A_{ij}) = \frac{\sigma_E^2}{\overline{E}^2} + \lambda \cdot \left(\frac{\overline{E}}{\sqrt{s}} - 1 \right)^2 \tag{3.10}$$

donde $\overline{E} = (1/N) \sum E$ es el valor medio de la nergía visible $E = \sum E_{clus}$ y $\sigma_E^2 = \overline{(E - \overline{E})^2}$ corresponde a la resolución en la energía visible. El factor de penalización λ se fija a un valor suficientemente grande para asegurar que el valor medio de la energía visible se ajuste a $\sqrt{s}$. La minimización se lleva a cabo utilizando el paquete de minimización MINUIT [46].

El valor de la energía visible, y en consecuencia la selección de los sucesos hadrónicos, depende de los valores de los *factores G*. De este modo, el conjunto inicial de *factores G* afecta al proceso de minimización y, por tanto, a los resultados obtenidos. Esta dependencia de los valores iniciales puede eliminarse dividiendo la muestra total de sucesos en n submuestras que contengan un número razonable de sucesos ($\gtrsim 1000$) y aplicando los *factores G* calculados sobre la muestra acumulada $1 + \ldots + k$, donde $1 \leq k < n$, en la selección de los sucesos hadrónicos contenidos en la submuestra $k+1$. Gracias a este procedimiento se evita la necesidad de iterar el procedimiento de ajuste varias veces sobre la muestra completa.

El valor de los *factores G* obtenido mediante este método depende de los subdetectores que se incluyan en el cálculo de la energía visible. Los ECLU contienen información de los calorímetros, así como del detector central y cámaras de muones. En el caso de los ASRC se pueden obtener distintos conjuntos de *factores G* dependiendo de la inclusión o no de los muones en la determinación de la energía visible.

La opción escogida para el análisis presentado en esta memoria además de incluir los muones reconstruidos en las cámaras de muones aprovecha las capacidades del calorímetro electromagnético de L3 para identificar aquellos ASRC puramente electromagnéticos y así obtener una estimación más precisa de la energía de electrones y fotones.

Una partícula electromagnética desarrolla toda su cascada en el calorímetro electromagnético de L3. Dado que éste está calibrado utilizando un método independiente, la mejor estimación de la energía de fotones y electrones se obtiene aplicando un factor 1 a la energía de los ASRC electromagnéticos. Se definen como electromagnéticos los ASRC que cumplen:

- $E_{\rm ecal} > 0.5$ GeV

- $E_{\rm hcal}/E_{\rm ecal} < 0.1$
- $E_9/E_{25} > 0.95$

donde $E_{\rm ecal}(E_{\rm hcal})$ corresponde a la energía hadrónica (electromagnética) del ASRC y $E_9(E_{25})$ es la energía medida en una matriz de $3 \times 3(5 \times 5)$ cristales alrededor del cristal central.

3.3 Resultados

Para evaluar la calidad del ajuste de los *factores G* se utilizan varias distribuciones elaboradas a partir de la muestra de sucesos hadrónicos. El buen acuerdo entre los datos y la simulación es una de las finalidades perseguidas en el ajuste.

El algoritmo que combina medidas calorimétricas con la información de las trazas medidas en la cámara de deriva (ECLU) exhibe varias mejoras sobre un método básicamente calorimétrico (ASRC).

La figura 3.2a muestra la distribución de energía visible de la muestra de datos utilizando ambos algoritmos. Las curvas que se incluyen en la figura son el resultado del ajuste de la distribución a una suma de gaussianas

$$f\left(\frac{E_{\rm vis}}{\sqrt{s}}\right) = \sum_i \frac{w_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left[-\frac{(E_{\rm vis}/\sqrt{s} - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right]. \tag{3.11}$$

La figura 3.2b muestra la misma distribución para sucesos que depositan la mayor parte de su energía en la parte central del detector ($|\cos\theta_{\rm thrust}| < 0.74$). En la tabla 3.1 se recogen las resoluciones en la energía visible tanto para datos tomados entre los años 1991 y 1995 como para sucesos simulados Monte Carlo. La resolución estimada como la dispersión de las distribuciones es $\simeq 13\%(11\%)$ para ASRC y $\simeq 10\%(8\%)$ para ECLU, donde los valores entre paréntesis corresponden a la resolución obtenida para sucesos en la parte central del detector.

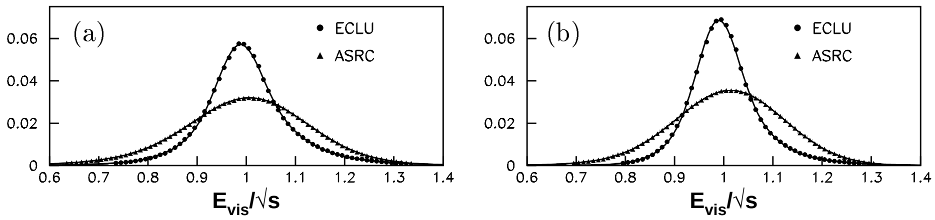


Figura 3.2: Distribución de la energía visible escalada para la muestra total de sucesos hadrónicos (a) y para los que depositan su energía en la parte central del detector (b). Los puntos corresponden a los datos y la curvas provienen de ajustes a una suma de gaussianas.

Año	Metodo	Dispersión (RMS)		Resultados del ajuste					
				w_i		μ_i		σ_i	
		Datos	MC	Datos	MC	Datos	MC	Datos	MC
1991	ASRC	0.124	0.124	0.72	0.83	1.011	1.008	0.105	0.112
				0.28	0.17	0.967	0.952	0.173	0.182
	ECLU	0.095	0.091	0.60	0.58	0.988	0.990	0.054	0.052
				0.40	0.42	1.018	1.021	0.133	0.123
1992	ASRC	0.129	0.127	0.69	0.79	1.013	1.009	0.109	0.114
				0.31	0.21	0.965	0.959	0.174	0.180
	ECLU	0.095	0.096	0.61	0.56	0.992	0.990	0.055	0.054
				0.39	0.44	1.014	1.013	0.135	0.131
1993	ASRC	0.129	0.128	0.68	0.78	1.013	1.008	0.110	0.115
				0.32	0.22	0.970	0.963	0.172	0.180
	ECLU	0.096	0.094	0.60	0.59	0.990	0.989	0.055	0.053
				0.40	0.41	1.015	1.017	0.135	0.131
1994	ASRC	0.129	0.127	0.71	0.77	1.010	1.005	0.112	0.114
				0.29	0.23	0.968	0.983	0.178	0.180
	ECLU	0.096	0.094	0.60	0.59	0.989	0.990	0.054	0.054
				0.40	0.41	1.018	1.013	0.136	0.131

Tabla 3.1: Resolución en $E_{\mathrm{vis}}/\sqrt{s}$ obtenida en datos y MC utilizando ASRC y ECLU. w_i, μ_i y σ_i son los resultados del ajuste a la suma de dos gaussianas como se describe en el texto.

La resolución en la energía visible de los sucesos hadrónicos mejora considerablemente manteniéndose el buen acuerdo entre datos y simulación para las variables relacionadas con la multiplicidad de los sucesos.

En las figuras 3.3 y 3.4 se comparan datos con la simulación Monte Carlo para las distribuciones de energía visible promedio en función de la orientación polar y la multiplicidad del suceso respectivamente para ambos algoritmos. ASRC y ECLU muestran un acuerdo razonable entre datos y Monte Carlo en ambas distribuciones. Es de destacar que la energía visible medida mediante los ECLU muestra una dependencia menor con la orientación y multiplicidad del suceso. Finalmente, en la figura 3.5 se comparan las multiplicidades en ASRC o ECLU para datos y Monte Carlo. El hecho de que se obtengan multiplicidades similares utilizando uno u otro algoritmo se impone en la construcción de los ECLU como se señaló en la sección 3.1. Aunque se observa un acuerdo razonable entre los datos y la simulación en ambos casos, la multiplicidad del Monte Carlo es ligeramente inferior a la de los datos, tanto para ASRC como para ECLU.

El buen acuerdo entre la simulación y los datos y la mejora en la resolución de la energía visible son un reflejo evidente de la potencialidad de los ECLU como tratamiento alternativo al puramente calorimétrico representado por los ASRC.

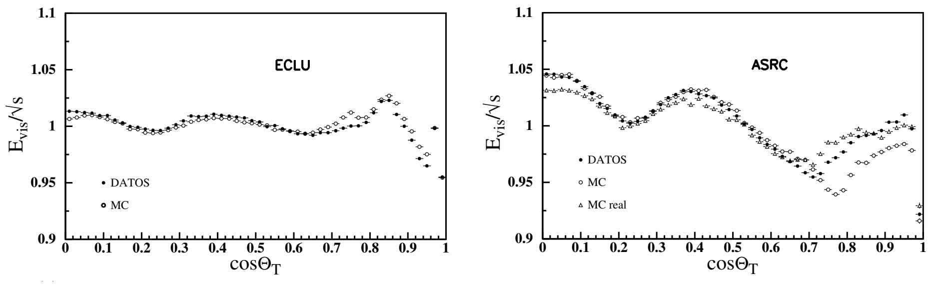


Figura 3.3: Energía visible media escalada en función de la orientación del suceso ($\cos\theta_{\mathrm{thrust}}$) tanto para datos como para sucesos simulados. En la distribución obtenida mediante ASRC, MC real hace referencia a una simulación en la que se han incluido imperfecciones del detector tales como cristales muertos en el BGO o celdas desconectadas en las cámaras de muones.

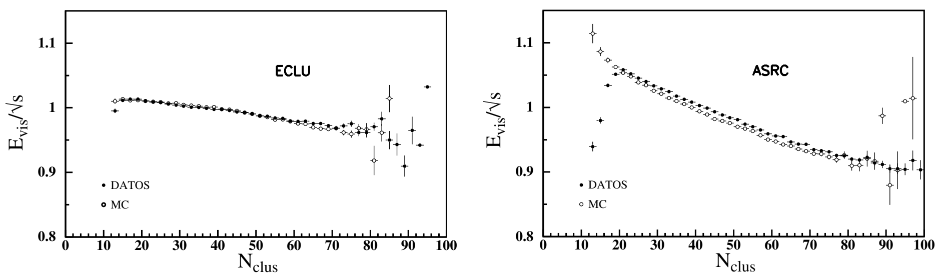


Figura 3.4: Energía visible media en función de la multiplicidad del suceso, N_{clus}.

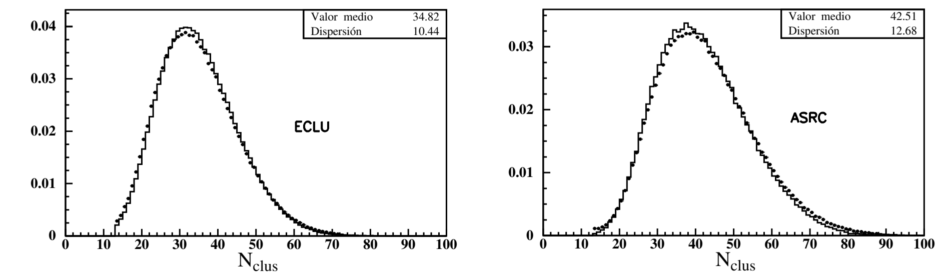


Figura 3.5: Distribución de multiplicidad, N_{clus}, para datos (puntos) y MC (línea continua).

A diferencia de los canales leptónicos, la combinación de medidas calorimétricas y espectrométricas en sucesos hadrónicos es especialmente compleja debido a que la alta multiplicidad del estado final así como su disposición en jets muy colimados imposibilita normalmente la identificación de todas las partículas producidas. El procedimiento aquí expuesto evita este problema a través de un tratamiento puramente estadístico.

Los ECLU muestran sus limitaciones en sucesos en los que la energía depositada en el detector es sensiblemente menor que $\sqrt{s}$ como por ejemplo en sucesos con neutrinos muy energéticos. Sobre estos sucesos la resolución en la energía visible empeora considerablemente. Este efecto se entiende debido a las no linealidades incluidas en su definición.

Los resultados del análisis presentado en esta memoria se basarán en gran parte en la determinación de la energía mediante los ASRC, de amplia utilización en la colaboración L3. Los ECLU constituyen una alternativa válida a los ASRC para este análisis y serán utilizados principalmente para estimar los errores sistemáticos experimentales asociados a la medida.

Los errores experimentales en física de jets han sido estimados a menudo repitiendo los análisis a partir de trazas cargadas en lugar de medidas calorimétricas. La utilización exclusiva de partículas cargadas observadas en el estado final hace que la comparación de ambos análisis no sea necesariamente una indicación directa de la incertidumbre experimental en la medida. Los ECLU, por el contrario, ofrecen una alternativa real a los análisis calorimétricos como se muestra a lo largo de esta memoria.

Capítulo 4

Medida de los factores de color de QCD

Hemos discutido en capítulos anteriores el carácter fundamental de los factores de color en QCD y cómo éstos aparecen de un modo funcionalmente simple en la expresión de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \to 4$ partones. La medida precisa de la cinemática dichos sucesos permite determinar los factores de color de la teoría subyacente. La información relevante para la reconstrucción experimental de la estructura del suceso a nivel de partones se basa en la existencia de acumulaciones de partículas energéticas angularmente aisladas del resto del suceso denominadas jets. Los jets son el reflejo experimental de la cinemática de los partones de la fase perturbativa.

En este capítulo se expone la selección de la muestra de sucesos de 4 jets utilizada para la medida de los factores de color, el procedimiento de ajuste de los mismos, los errores sistemáticos asociados a esta medida y, finalmente, la sensibilidad de esta medida a la existencia de un gluino ligero discutido en la sección 1.4.

4.1 Selección de la muestra experimental

El análisis se realiza sobre una muestra de sucesos de 4 jets seleccionada sobre la muestra total de sucesos hadrónicos recogidos a $\sqrt{s} \simeq M_Z$. A continuación se describe brevemente la selección de la muestra.

4.1.1 Selección de sucesos hadrónicos

Las desintegraciones hadrónicas del bosón Z están caracterizadas por la elevada multiplicidad del estado final y por el hecho de que la energía depositada en el detector esté compensada y sea cercana a la del centro de masas.

Los sucesos hadrónicos son seleccionados aplicando los cortes ya descritos en la sección 3.2 a la muestra total de sucesos recogidos por el detector:

- $N_{clus} > 12$
- $0.6 < E_{\rm vis}/\sqrt{s} < 1.4$
- $\mid E_{\parallel} \mid / E_{\rm vis} < 0.4$
- $E_{\perp}/E < 0.4$

donde N_{clus} es el número de asociaciones calorimétricas, $E_{\rm vis}$ es la energía total del suceso y $E_{\parallel}$ y $E_{\perp}$ son las descompensaciones energéticas a lo largo de la dirección del haz y transversalmente a él. La eficiencia de selección de sucesos hadrónicos obtenida mediante estos cortes es del 98.5%, estimándose la contaminación proveniente de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ y $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$ en un 0.2%.

Estos cortes de selección se aplican sobre las muestras recogidas por el detector L3 entre 1991 y 1995. Con objeto de reducir el posible efecto de la radiación de estado inicial se aplica esta selección sobre los sucesos a $\sqrt{s} = 91.25 \pm 0.50$ GeV ya que, al ser muy próxima a M_Z la emisión de fotones energéticos en el estado inicial esta muy suprimida. En la tabla 4.1 se incluye la luminosidad recogida por el detector L3 en ese rango de energías junto con el número de sucesos hadrónicos seleccionados en cada año de toma de datos. En la muestra seleccionada se incluyen solamente aquellos periodos en los que se ha verificado el buen funcionamiento de los subdetectores relevantes para el análisis (más del 92% del total).

La muestra seleccionada está compuesta por 3.1 millones de sucesos hadrónicos correspondientes a una luminosidad total de 105 pb^{-1}.

Año	1991	1992	1993	1994	1995
Luminosidad integrada (en pb^{-1})	8.1	21.5	15.4	46.6	13.2
Sucesos seleccionados (en miles)	241	640	460	1389	393

Tabla 4.1: Luminosidad recogida por el detector L3 en el periodo 1991-1995 en el rango $\sqrt{s} = 91.25 \pm 0.50$ GeV junto con el número de sucesos hadrónicos seleccionados.

4.1.2 Selección de sucesos de 4 jets

Aunque a las energías de LEP las desintegraciones hadrónicas poseen una clara estructura en jets, operacionalmente se hace necesario un criterio para asignar la multiplicidad en jets de un suceso así como sus respectivas direcciones y energías. Dado que los jets son el reflejo experimental de la cinemática de la fase perturbativa del proceso, un algoritmo de reconstrucción de jets nos permite establecer una correspondencia entre las deposiciones de energía en el detector y la descripción teórica del proceso a nivel de partones.

Los algoritmos de reconstrucción de jets más utilizados en aniquilaciones e^+e^- se basan en la introducción de una métrica que mide la distancia en el espacio de fases entre dos partículas y en un esquema de recombinación de dos partículas para formar una pseudo-partícula, permitiéndose así la definición de un procedimiento iterativo.

En el algoritmo de JADE [47] la distancia entre partículas se define como

$$y_{ij} = 2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij})/E_{\rm vis}^2 \tag{4.1}$$

donde $E_i(E_j)$ es la energía de la partícula $i(j)$, θ_{ij} es el ángulo que forman las direcciones de las partículas i y j y $E_{\rm vis}$ es la energía visible del suceso. Experimentalmente, las partículas corresponden a asociaciones calorimétricas en el detector o trazas en las cámaras de deriva.

El procedimiento iterativo es el siguiente:

1. Combinar el par de partículas que se encuentren a menor distancia (y_{ij}) en una pseudo-partícula con energía $E = E_i + E_j$ y momento $\vec{p} = \vec{p}_i + \vec{p}_j$. La multiplicidad del suceso se reduce entonces en una partícula.

2. Repetir el procedimiento hasta que todas las distancias entre partículas sean mayores que el parámetro de resolución de jets y_{cut}.

3. Las N pseudo-partículas no recombinadas se denominan jets y el suceso se clasifica como de N jets.

La multiplicidad en jets del suceso depende del parámetro de resolución y_{cut}.

El algoritmo de formación de jets puede aplicarse partiendo de ASRC o de ECLU. La simulación Monte Carlo muestra que un suceso que haya sido reconstruido como 4 jets mediante uno de los dos métodos tiene una probabilidad no despreciable de proceder de un suceso no clasificado como 4 jets antes de su paso por el detector. Si seleccionamos sucesos que hayan sido clasificados como 4 jets mediante ambos métodos la probabilidad de confusión disminuye apreciablemente.

La resolución angular obtenida mediante los algoritmos de formación de jets es limitada debido a las fluctuaciones en el detector. Para mejorarla se utiliza un preagrupamiento que se basa en un algoritmo menos sensible a dichas fluctuaciones pero con un valor mucho menor del parámetro de resolución de jets. Posteriormente, los proto-jets obtenidos se asocian en jets mediante el algoritmo de JADE. El algoritmo utilizado para el preagrupamiento es LUCLUS [48], que parte de la partícula más energética del suceso para proceder a asociarle aquella cuya distancia es menor. Este procedimiento, aunque experimentalmente más robusto que el de JADE, es sensible a las divergencias colineales de QCD y, por lo tanto, no es comparable con predicciones teóricas basadas en este mismo algoritmo.

Con objeto de disminuir posibles efectos de borde del detector exigimos también que todos los jets reconstruidos estén bien contenidos dentro del volumen fiducial de L3 ($\cos\theta_{\rm jet} < 0.95$).

Para la elección del valor del parámetro de resolución de los jets, y_{cut}, utilizaremos un compromiso entre el error estadístico y el buen acuerdo entre la muestra de datos y la simulación Monte Carlo. La muestra de datos aumenta sustancialmente con la reducción de y_{cut}, sin embargo, los efectos de fragmentación y la posible influencia de los términos no calculados del desarrollo perturbativo introducen gran sistemática en la medida. Como discutiremos en la siguiente sección, el valor $y_{cut} = 0.03$ optimiza la estadística preservando el buen acuerdo entre datos y Monte Carlo necesario para realizar la medida. En la figura 4.1 se muestra un suceso seleccionado de 4 jets. La muestra seleccionada después de aplicar estos requisitos es de 58119 sucesos. Este número aparece desglosado en los distintos años de toma de datos en la tabla 4.2.

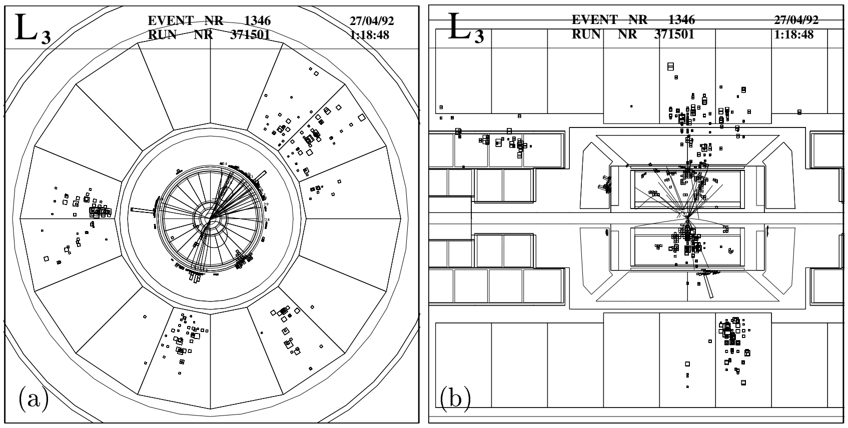


Figura 4.1: Vistas (a) transversal y (b) longitudinal de un suceso seleccionado de 4 jets.

Año	1991	1992	1993	1994	1995
Sucesos seleccionados	4091	11055	8620	26742	7611

Tabla 4.2: Sucesos de 4 jets seleccionados en el periodo 1991-1995.

4.2 Ajuste de los factores de color

La determinación de los factores de color de la teoría gauge que describe las interacciones entre quarks y gluones se basa en la correspondencia entre las direcciones y energías de los jets y los partones más energéticos de la fase perturbativa.

La posibilidad de explotar el origen dinámico de las correlaciones existentes entre las direcciones y energías de los jets nos permite medir el valor de los cocientes $C_1 = C_A/C_F$ y $C_2 = T_R/C_F$. A continuación se exponen distintos métodos para realizar dicha medida.

Las secciones eficaces diferenciales invariantes Lorentz W_i que aparecen en las ecuaciones 1.13 y 1.14 están expresadas en función de las masas invariantes entre los pares de partones. En un suceso con cuatro partículas en el estado final, hay cinco variables cinemáticas intrínsecas (salvo orientación global) que pueden expresarse como las seis masas invariantes entre pares de partones $y_{ij} = m_{ij}^2/s$ junto con la restricción $\sum y_{ij} = 1$. La propia sección eficaz diferencial puede pues utilizarse para realizar un ajuste multidimensional de los factores de color C_1 y C_2.

Por otro lado, apoyándose en el hecho de que los dos jets menos energéticos están asociados preferentemente a los partones secundarios y gracias a argumentos de helicidad, se pueden definir observables sensibles a las distintas contribuciones al proceso $e^+e^- \to 4$ partones:

- El ángulo formado entre las direcciones de los jets menos energéticos, α_{34} (fig. 4.2a)

$$\cos(\alpha_{34}) = \frac{\vec{p}_3 \cdot \vec{p}_4}{|\,\vec{p}_3\,|\,|\,\vec{p}_4\,|} \tag{4.2}$$

- El ángulo modificado de Nachtmann-Reiter, θ^*_{NR}, definido como el ángulo entre la diferencia de los momentos de los dos jets más energéticos y la de los momentos de los dos menos energéticos [49] (fig. 4.2b)

$$\cos(\theta^*_{\mathrm{NR}}) = \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot (\vec{p}_3 - \vec{p}_4)}{|\,\vec{p}_1 - \vec{p}_2\,| \quad |\,\vec{p}_3 - \vec{p}_4\,|} \tag{4.3}$$

- El ángulo de Bengtsson-Zerwas, χ_{BZ}, definido como el ángulo entre el plano que contiene las direcciones de los dos jets más energéticos y el que contiene las de los dos menos energéticos [50] (fig. 4.2c)

$$\cos(\chi_{\mathrm{BZ}}) = \frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) \times (\vec{p}_3 \times \vec{p}_4)}{|\,\vec{p}_1 \times \vec{p}_2\,| \quad |\,\vec{p}_3 \times \vec{p}_4\,|} \tag{4.4}$$

Como puede apreciarse en la figura 4.3a el ángulo formado por los dos jets menos energéticos es sensible a la contribución del vértice de tres gluones al estado final

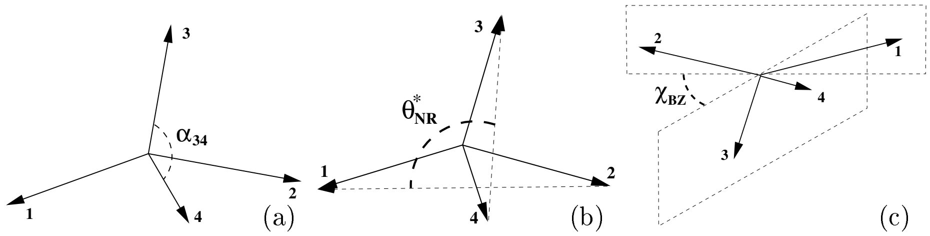


Figura 4.2: Definición del ángulo α_{34} (a), del ángulo modificado de Nachtmann-Reiter $\theta^*_{\rm NR}$ (b) y del ángulo de Bengtsson-Zerwas $\chi_{\rm BZ}$ (c). Las partículas están numeradas en orden decreciente en energías.

$qqgg$. El ángulo de Nachtmann-Reiter y el de Bengtsson-Zerwas son sensibles a las diferencias existentes entre los sucesos con producción secundaria de quarks y los sucesos con dos gluones en el estado final, como puede apreciarse en las figuras 4.3b y 4.3c. La distribución bidimensional $\cos(\alpha_{34}) - |\cos(\theta^*_{\rm NR})|$ (o equivalentemente $\cos(\alpha_{34}) - |\cos(\chi_{\rm BZ})|$) permite determinar los cocientes C_1 y C_2.

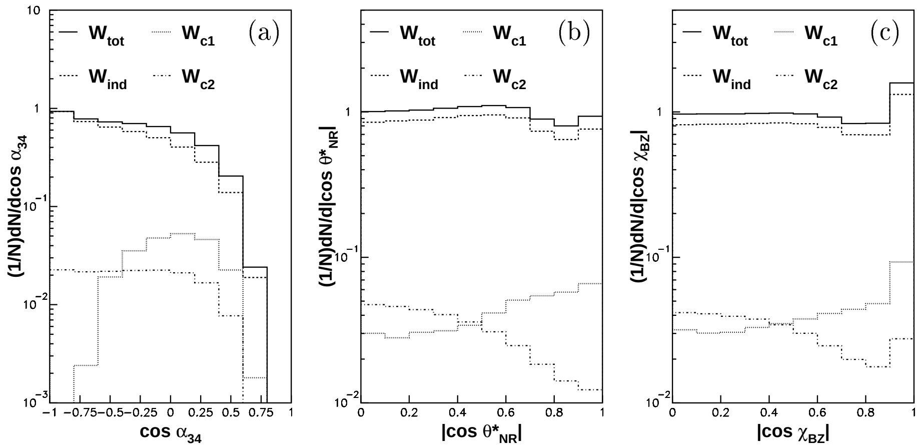


Figura 4.3: Distribuciones teóricas para las variables (a) $\cos(\alpha_{34})$, (b) $|\cos(\theta^*_{\rm NR})|$ y (c) $|\cos(\chi_{\rm BZ})|$ para sucesos $qqgg$ y $qqqq$ en los que $y_{ij} > 0.03$. $W_{ind}, W_{\rm C1}$ y $W_{\rm C2}$ se definen a partir de las secciones eficaces invariantes Lorentz $W_A, W_B, \ldots, W_E$ de modo que $W_{tot} = W_{ind} + C_1 \cdot W_{C1} + C_2 \cdot W_{C2}$.

4.2.1 Corrección del Monte Carlo

La muestra de sucesos Monte Carlo utilizada para determinar los efectos del detector así como el de los cortes de selección de la muestra seleccionada consiste en 1 millón de sucesos generados con JETSET 7.4 ME que incorpora el elemento de matriz completo hasta $O(\alpha_s^2)$. Los parámetros de fragmentación han sido ajustados utilizando la una muestra de sucesos hadrónicos recogidos por el detector L3 de LEP como se describe en el apéndice A. El paso de las partículas a través del detector ha sido simulado mediante el programa de simulación de L3 basado en GEANT [51].

El modelo fenomenológico que describe la hadronización debe reproducir la multiplicidad y la cinemática de los productos de fragmentación a partir de los objetos generados en la fase perturbativa del proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones. En el caso de JETSET 7.4 ME, como se apunta en el apéndice A, gran parte de los sucesos generados son del tipo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ con lo que el ajuste de los parámetros del modelo tiende a suavizar excesivamente la función de fragmentación.

Para la muestra de sucesos de 4 jets, que procede fundamentalmente de sucesos con $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg/q\bar{q}q'\bar{q}'$, este procedimiento de ajuste tiende a producir sucesos ligeramente más esféricos que los datos. Solamente para valores altos del parámetro de resolución entre jets, y_{cut}, para los que se espera que los efectos de la hadronización disminuyan, la cinemática de los sucesos simulados es similar a la de los datos seleccionados.

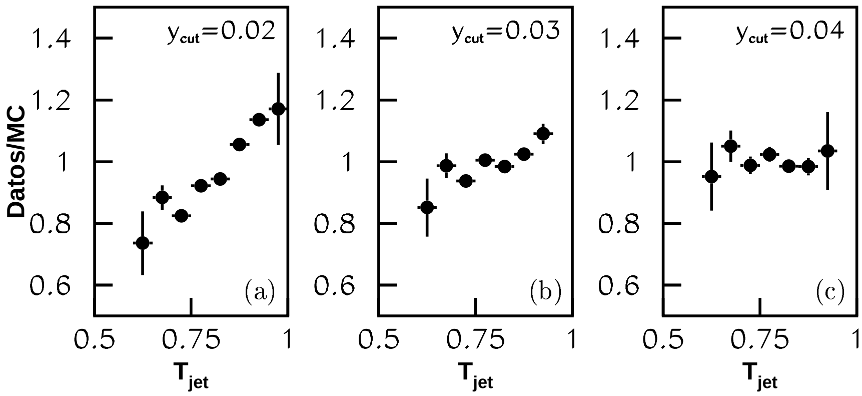


Figura 4.4: Distribución del cociente entre datos y Monte Carlo de las distribuciones normalizadas del valor del thrust calculado a partir de los jets reconstruidos en los sucesos de 4 jets, T_{jet}, para distintos valores de la masa invariante de corte: (a) $y_{cut} = 0.02$, (b) $y_{cut} = 0.03$ y (c) $y_{cut} = 0.04$.

En las figuras 4.4 se observa este efecto sobre el *thrust* de los sucesos de 4 jets calculado a partir de las energías y direcciones de los jets reconstruidos. Esta discrepancia es grande para valores bajos de y_{cut}, apreciable para valores intermedios de y_{cut} y despreciable para aquellos sucesos que han sido reconstruidos como 4 jets utilizando un valor alto del parámetro de resolución y_{cut}. Este efecto ha sido corregido para los sucesos seleccionados como cuatro jets para $y_{cut} = 0.03$ mediante el repesado de los sucesos Monte Carlo usando el cociente mostrado en la figura 4.4b.

4.2.2 Método de ajuste de los cocientes C_1 y C_2

La determinación de los cocientes $C_1 = C_A/C_F$ y $C_2 = T_R/C_F$ se realiza mediante un ajuste por máxima verosimilitud a la sección eficaz diferencial del proceso $e^+e^- \to 4$ jets.

La función de máxima verosimilitud utilizada es:

$$\mathcal{L} = \prod_i f(\boldsymbol{C}; \boldsymbol{y}_i) \tag{4.5}$$

donde el índice i recorre todos los sucesos seleccionados como 4 jets, $\boldsymbol{C}$ representa los términos procedentes del espacio de color, $\boldsymbol{y}_i$ denota el conjunto completo de variables cinemáticas para el suceso i y f es la densidad de probabilidad 5-dimensional expresada en función de las variables $\boldsymbol{y}$.

Como ya se comentó en la sección 1.3, en [18] se obtiene una expresión analítica de la sección eficaz Born del proceso $e^+e^- \to \gamma \to q\bar{q}gg/q\bar{q}q'\bar{q}'$ a orden α_s^2 para partículas de masa nula. Bajo estas aproximaciones, y sin incluir los efectos de fragmentación y de detector, es válida la siguiente igualdad:

$$\begin{aligned} f(\boldsymbol{C}; \boldsymbol{y}) &= \frac{1}{\sigma(\alpha_s, C_F, C_A, T_R; y_{cut})} \frac{d\sigma(\alpha_s, C_F, C_A, T_R; \boldsymbol{y})}{d\boldsymbol{y}} \\ &= \frac{1}{\sigma(C_1, C_2; y_{cut})} \frac{d^5\sigma(C_1, C_2; y_{ij})}{d^5 y_{ij}} = f(C_1, C_2; y_{ij}, y_{cut}) \end{aligned} \tag{4.6}$$

donde y_{cut} es el valor del parámetro de resolución y y_{ij} son las masas invariantes de los pares de partículas. La sección eficaz diferencial $d^5\sigma(C_1, C_2; y_{ij})$ puede escribirse como suma de las secciones eficaces diferenciales 1.13 y 1.14

$$d^5\sigma(C_1, C_2; y_{ij}) = d^5\sigma_{q\bar{q}gg}(C_1; y_{ij}) + d^5\sigma_{q\bar{q}q'\bar{q}'}(C_1, C_2; y_{ij}). \tag{4.7}$$

La sección eficaz total del proceso puede calcularse a través de la integración de la sección eficaz diferencial, obteniéndose

$$\sigma(C_1, C_2; y_{cut}) = \sigma_{q\bar{q}gg}(C_1; \overline{W}_A, \overline{W}_B, \overline{W}_C) + \sigma_{q\bar{q}q'\bar{q}'}(C_1, C_2; \overline{W}_D, \overline{W}_E) \tag{4.8}$$

donde $\overline{W}_i$ es la integral de la sección eficaz diferencial invariante Lorentz W_i sobre todos los puntos del espacio de fases tales que $\inf\{y_{ij}\} > y_{cut}$. Siendo la normalización global de la secciones eficaces $\overline{W}_i$ irrelevante para el ajuste, se tomará $\sum_i \overline{W}_i = 1$. Los valores obtenidos para $y_{cut} = 0.03$ se presentan en la tabla 4.3.

$\overline{W}_A$	0.2934	$\pm$	0.0016
$\overline{W}_B$	0.4037	$\pm$	0.0034
$\overline{W}_C$	0.2398	$\pm$	0.0013
$\overline{W}_D$	0.0522	$\pm$	0.0002
$\overline{W}_E$	0.0109	$\pm$	0.0001

Tabla 4.3: Valores de las integrales de las secciones eficaces invariantes Lorentz $W_A, \ldots, W_E$ para $y_{cut} = 0.03$ obtenidas mediante integración numérica.

Los efectos de la hadronización, de la resolución finita del detector o de los cortes de selección sobre la densidad de probabilidad 4.6 pueden ser tratados de un modo riguroso mediante la aplicación a la expresión analítica de una función de aceptancia y su convolución con una función de resolución o, de modo aproximado, mediante la discretización del espacio de fases en canales y la utilización de factores multiplicativos de corrección que dependan del canal del espacio de fases.

Las funciones de aceptancia y resolución y los factores de corrección deben ser determinadas empíricamente, normalmente a partir de una muestra simulada de sucesos, con lo que estos procedimientos son de difícil aplicación en espacios de fases multidimensionales debido a limitaciones en el número de sucesos simulados disponibles.

Dado que la densidad de probabilidad 4.6 se define sobre un espacio de fases de 5 dimensiones optaremos por un método alternativo para la parametrización de dichos efectos.

La sección eficaz diferencial teórica descrita anteriormente puede ser aplicada como función de máxima verosimilitud sobre los sucesos de 4 jets reconstruidos tras la hadronización o tras su paso por el detector. Dado que los efectos de hadronización y de detector afectan a la reconstrucción cinemática de los sucesos, el valor obtenido del ajuste de los cocientes C_1 y C_2 no corresponderá, en general, a los valores teóricos con los que fueron generados. Los valores ajustados C_1^*, C_2^* pueden expresarse como

$$C_i^* = f_i(C_1, C_2)\,; \quad i = 1, 2 \tag{4.9}$$

donde $f_{1,2}(C_1, C_2)$ son funciones desconocidas y con dependencia no lineal en C_1 y C_2. La corrección de los efectos de hadronización y de detector consiste entonces en invertir las ecuaciones 4.9.

Para realizar esta inversión es necesario conocer el valor de los cocientes ajustados $(\tilde{C}_1^*, \tilde{C}_2^*)$ obtenidos para unos valores arbitrarios de los factores de color teóricos $(\tilde{C}_1, \tilde{C}_2)$. Para ello se utiliza el repesado de la muestra de sucesos Monte Carlo, asignándose a cada suceso un peso, w definido como

$$w = \frac{f(\tilde{\boldsymbol{C}};\boldsymbol{y})}{f(\boldsymbol{C};\boldsymbol{y})} = \frac{d^5\sigma(\tilde{C}_1,\tilde{C}_2;y_{ij})}{\sigma(\tilde{C}_1,\tilde{C}_2;y_{cut})}\,\frac{\sigma(C_1,C_2;y_{cut})}{d^5\sigma(C_1,C_2;y_{ij})} \tag{4.10}$$

siendo y_{ij} el conjunto de masas invariantes que determina la cinemática del suceso a nivel generador. Para quellos sucesos procedentes de configuraciones con tres partones este proceso se aplica con un peso calculado a partir de la sección eficaz analítica correspondiente.

La inversión directa del sistema de ecuaciones 4.9 es numéricamente inestable debido a las fluctuaciones estadísticas derivadas de la muestra limitada de sucesos Monte Carlo utilizada. En su lugar, se utiliza una inversión numérica basada en la minimización de la expresión

$$Q^2(C_1,C_2) = (C_1^* - f_1(C_1,C_2))^2 + (C_2^* - f_2(C_1,C_2))^2 \tag{4.11}$$

Los valores de las funciones $f_{1,2}(C_1,C_2)$ se obtienen mediante interpolación lineal [52] en un retículo de puntos calculados en la región de interés.

4.2.3 Resultado del ajuste

El valor de los cocientes $C_1 = C_A/C_F$ y $C_2 = T_R/C_F$ obtenido del el ajuste sobre una muestra de 58119 sucesos de 4 jets seleccionada de la muestra de 3.1 millones de desintegraciones hadrónicas del bosón Z a $\sqrt{s} = 91.25 \pm 0.50$ GeV es

$$\begin{aligned} C_A/C_F &= 2.12 \pm 0.14 \\ T_R/C_F &= 2.23 \pm 0.23 \\ \rho_{(C_1,C_2)} &= -.11 \end{aligned}$$

donde los errores incluidos son puramente estadísticos debido a la tamaño finito de la muestra seleccionada. $\rho_{(C_1,C_2)}$ es el coeficiente de correlación lineal entre los cocientes C_1 y C_2 obtenido del ajuste.

Los valores de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F obtenidos sobre las submuestras correspondientes a los distintos años de toma de datos se incluye en la tabla 4.4 y, representado de forma gráfica, en la figura 4.5.

año	C_A/C_F	T_R/C_F
1991	2.28 ± 0.52	1.95 ± 0.86
1992	2.65 ± 0.32	2.19 ± 0.54
1993	1.72 ± 0.35	1.58 ± 0.55
1994	1.97 ± 0.21	2.67 ± 0.35
1995	2.24 ± 0.38	1.70 ± 0.61

Tabla 4.4: Valores ajustados de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F para los distintos años.

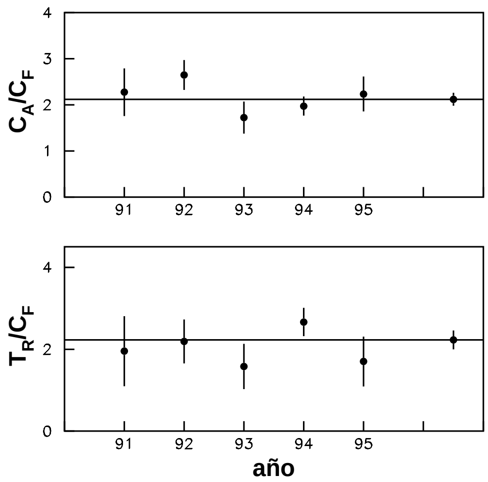


Figura 4.5: Valores ajustados de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F para los distintos años. Las líneas continuas corresponden a los valores obtenidos sobre la muestra total.

4.3 Errores sistemáticos

Los resultados experimentales están sujetos a gran número de efectos sistemáticos de distinto origen que pueden producir un sesgo en los valores obtenidos y cuyo efecto debe ser incluido en la estimación del error total de la medida.

En el caso de la medida de los factores de color es oportuna la siguiente distinción entre las distintas contribuciones al error sistemático total:

- Incertidumbres experimentales
- Incertidumbres asociadas al método de análisis
- Incertidumbres en el proceso de fragmentación
- Incertidumbres en la descripción teórica

4.3.1 Experimental

El error experimental está asociado al efecto que producen las incertidumbres en la modelización de los efectos del detector sobre la medida.

La compatibilidad de los resultados obtenidos sobre las muestras recogidas en distintos periodos de toma de datos, como se aprecia en la tabla 4.4, muestra la estabilidad del comportamiento del detector.

Con objeto de estimar la incertidumbre experimental se comparan los resultados obtenidos sobre una misma muestra experimental partiendo de dos tipos distintos de cantidades reconstruidas. En este análisis se utiliza la diferencia entre el resultado obtenido repitiendo la determinación de los cocientes C_1 y C_2 sobre la misma muestra experimental pero partiendo de los ECLU respecto al valor nominal obtenido utilizando ASRC.

Se han investigado también posibles desacuerdos entre datos y simulación en función del ángulo polar θ mediante la realización de la medida de los cocientes C_1 y C_2 sobre la submuestra de sucesos en los que el eje del *thrust* está contenido en la parte central del detector $|\cos\theta_T| < 0.74$. Los resultados obtenidos son estadísticamente compatibles con los valores obtenidos sobre la muestra completa.

4.3.2 Método de análisis

La incertidumbre asociada al método de análisis engloba todo posible sesgo introducido por el propio método utilizado para realizar la medida.

Con objeto de obtener una estimación de dicho error se ha repetido el análisis completo sobre la misma muestra experimental utilizando un método basado en la distribución bidimensional $\cos\alpha_{34} - |\cos\theta_{NR}|$. Para ello se agrupan los sucesos en un histograma de 10 canales por eje. Los efectos de hadronización y del detector se corrigen mediante la aplicación de factores de corrección multiplicativos distintos para cada canal determinados a partir de la muestra simulada. Finalmente, una vez obtenidas las distribuciones corregidas se determinan los valores los cocientes C_1 y C_2 mediante la minimización del estimador Q^2 de la diferencia entre la distribución de los datos y la distribución teórica obtenida utilizando las densidades de probabilidad $d^2W_i/d\cos\alpha_{34}\ d\,|\cos\theta_{NR}|$ integradas sobre cada uno de los canales.

La diferencia entre el resultado obtenido mediante este análisis respecto al valor nominal obtenido utilizando el ajuste por máxima verosimilitud se asignará como error sistemático asociado al método de análisis.

4.3.3 Hadronización

Para la correccción por los efectos de hadronización se ha utilizado el generador JETSET 7.4 ME con unos parámetros de fragmentación ajustados del modo descrito en el apéndice A. Los parámetros más relevantes para los análisis de QCD son la escala de QCD, Λ_{ME}, la anchura de la función de fragmentación, σ_q, y el parámetro de la función de fragmentación longitudinal, b.

Para estimar la incertidumbre en la modelización de la fragmentación se han generado distintas muestras de sucesos variándose los valores de los parámetros de fragmentación dentro de su error estimado y se ha realizado el ajuste de los cocientes C_1 y C_2 utilizando las correcciones calculadas con los valores nominales de los parámetros de fragmentación. Dado que los parámetros de fragmentación están correlacionados, se ha tomado la máxima desviación observada como el sistemático asociado a la fragmentación.

4.3.4 Teórico

Las expresiones teóricas utilizadas para los análisis experimentales son aproximaciones más o menos cercanas a la realidad. En algunos casos, puede resultar conveniente basarse en resultados teóricos obtenidos bajo unas ciertas aproximaciones que los hacen más simples de tratar experimentalmente. Los resultados obtenidos del análisis son, en principio, corregibles si se conocen predicciones más precisas. En otros casos, las aproximaciones teóricas simples son las únicas disponibles con lo que hay que asignar una incertidumbre a la medida que estime la posible influencia de términos despreciados en la aproximación.

Entre el primer tipo de incertidumbres se encuentra el efecto de las masas de los quarks, mientras que entre los segundos está la influencia de los órdenes no calculados del desarrollo perturbativo.

Masa de los quarks

El Monte Carlo JETSET ME no tiene en cuenta todos los efectos de las masas de los quarks. El generador para procesos de 4 partones se basa en los elementos de matriz obtenidos para quarks sin masa [18]. Solamente las limitaciones del espacio de fases se toman en consideración. El método de corrección incluye los efectos de las masas de los quarks tal como se introducen en JETSET. Hay sin embargo un cálculo [53] para la amplitud de sucesos de 4 partones que incluye los efectos dominantes de la masa de los quarks. Dado que la diferencia entre ambas predicciones resulta ser pequeña no es necesario que se corrijan los cocientes C_1 y C_2.

Términos adicionales del desarrollo perturbativo

Una posible fuente de errores sistemáticos es la contaminación procedente de sucesos de 5 jets en la muestra seleccionada de 4 jets. Aunque JETSET ME no incluye estos efectos de $O(\alpha_s^3)$, el modelo del *parton shower* puede ser utilizado para estimar su contribución. El efecto sobre los valores ajustados de los cocientes C_1 y C_2 ha sido estimado de dos modos. Por un lado, los sucesos generados mediante JETSET PS que se reconstruyen como 5 jets antes de la hadronización y 4 jets tras la misma se han añadido a la muestra de sucesos generados con JETSET ME. Por otro lado, se ha utilizado un generador de 5 partones [54] basado en un cálculo a orden Born de la amplitud del proceso $e^+e^- \to 5$ partones [55]. Los efectos de ambos tratamientos sobre los factores de color son compatibles dentro de los errores.

Recientemente se ha completado el cálculo de las correcciones $O(\alpha_s)$ al elemento de matriz del proceso $e^+e^- \to 4$ jets [56]. Lamentablemente no existe aún un generador que incorpore las nuevas expresiones analíticas.

Finalmente los efectos de las correcciones radiativas decrecen si aumentamos el corte en aislamiento de los jets. Para estudiar posibles variaciones en la medida relacionadas con dicho efecto se repetido el análisis completo para un valor de corte $y_{cut} = 0.04$. Los resultados obtenidos son estadísticamente compatibles con los valores obtenidos para $y_{cut} = 0.03$.

4.3.5 Error sistemático total

A las fuentes de error sistemático estimadas del modo descrito en las secciones anteriores hay que añadir el error procedente de la estadística limitada de sucesos simulados utilizada para corregir los efectos del detector. La suma en cuadratura de los errores sistemáticos incluidos en la tabla 4.5 se toma como error sistemático total de la medida. En la figura 4.6 se muestra el resultado de este trabajo mediante los contornos del 68% y 95% de nivel de confianza en el plano $C_1 - C_2$.

Fuente de error	ΔC_1	ΔC_2
Experimental	0.09	0.26
Método de análisis	0.19	0.12
Estadística MC	0.25	0.41
Hadronización	0.11	0.20
Teórico	0.09	0.17
Total	0.36	0.56

Tabla 4.5: Errores sistemáticos estimados asociados a la medida de los cocientes $C_1 = C_A/C_F$ y $C_2 = T_R/C_F$.

4.4 Sensibilidad a la existencia de un gluino ligero

En la sección 1.4 se describió cómo la medida de los factores de color y más concretamente del cociente $T_R/C_F = n_f \cdot T_F/C_F$ es sensible la posible existencia de grados de libertad adicionales asociados a la producción secundaria de fermiones ligeros. Tal es el caso de los gluinos ligeros ($m_{\tilde{g}} \lesssim 4$ GeV).

Un exceso en el valor medido del cociente T_R/C_F sobre el valor teórico para QCD puede ser interpretado como evidencia de la existencia de una partícula de esas características ya que puede ser traducido en un exceso en n_f (semejante a lo esperado para un gluino ligero). Si la masa del gluino no es despreciable, su producción secundaria se ve penalizada debido a la reducción del espacio de fases disponible. De este modo, una medida del cociente T_R/C_F compatible con valor teórico para QCD puede en principio ser utilizado para establecer límites inferiores

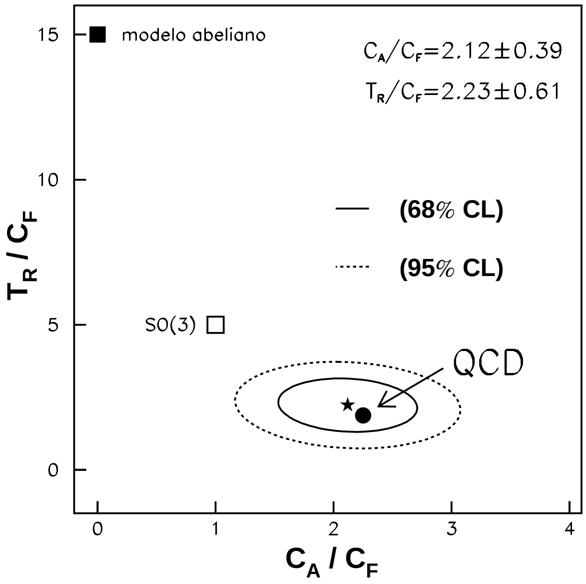


Figura 4.6: Contornos del 68% y 95% de nivel de confianza obtenidos de la medida de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F junto con las predicciones de los grupos gauge para los que $N_C = 3$.

a la masa del gluino. Esta idea ha sido explotada recientemente por la colaboración ALEPH [57].

Dado que los valores obtenidos en este análisis de los cocientes C_1 y C_2 son compatibles con los valores predichos por la teoría C_1° y C_2° se puede poner un límite a las posibles desviaciones respecto a QCD. Asumiendo entonces que $C_F = C_F^\circ = 4/3$, $C_A = C_A^\circ = 3$ y $T_F = T_F^\circ = 3/8$, y dado que $|\rho_{(C_1,C_2)}| \ll 1$, se cumple que $(T_R/C_F)^{\text{medido}} = 3/8 \cdot n_f$, siendo n_f el número de fermiones ligeros derivados de la medida. De los valores medidos obtenemos que $n_f = 5.9 \pm 1.6$. Esta medida excluye con el 95% de nivel de confianza valores de $n_f > 8.5$. Dado que un gluino sin masa correspondería, de un modo naïf, a $n_f = 8$, esta medida no permite excluir la existencia de un gluino ligero.

Es sin embargo ilustrativo continuar la discusión: dado que el valor de n_f derivado es es compatible con el valor nominal ($n_f^\circ = 5$), podemos asumir que el valor central medido es n_f° con lo que, al 95% de nivel de confianza, $n_f < 7.6$, es decir, $n_f - n_f^\circ < 2.6$. En este caso, obtenemos aplicando la relación para la reducción del espacio de fases

$$n_f - n_f^{\circ} = 3\sqrt{1 - \frac{4\, m_{\tilde{g}}^2}{s\, y_{cut}}} \tag{4.12}$$

que, al 95% de nivel de confianza $m_{\tilde{g}} > 4$ GeV.

Es claro pues que, a menos que el error en la medida de T_R/C_F sea mucho más pequeño que el obtenido en este análisis, el límite en $m_{\tilde{g}}$ depende crucialmente del valor central obtenido en el ajuste de T_R/C_F. Por otra parte, el hecho de que el error dominante en la medida sea sistemático debe prevenir acerca de la validez del límite obtenido. Finalmente, el desconocimiento de la hadronización y desintegración de los hadrones que contienen gluinos aumentaría la sistemática de esta medida.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se presenta la medida de los cocientes de factores de color C_A/C_F y T_R/C_F sobre una muestra de sucesos de 4 jets seleccionada a partir de las desintegraciones hadrónicas del bosón Z recogidas en el detector L3 de LEP.

La muestra analizada corresponde a los datos recogidos durante el periodo 1991-1995 a $\sqrt{s} = 91.25 \pm 0.50$ GeV correspondiente a una luminosidad integrada de 105 pb^{-1}. Del total de 3.1 millones de sucesos hadrónicos se ha seleccionado una muestra de 58119 sucesos de 4 jets.

La determinación de los cocientes C_A/C_F y T_R/C_F se ha realizado utilizando expresiones analíticas para la sección eficaz diferencial de los procesos $e^+e^- \to q\bar{q}gg$ y $e^+e^- \to q\bar{q}q'\bar{q}'$ mediante un ajuste por máxima verosimilitud a los datos. Las correcciones de los efectos de hadronización y del detector se parametrizan través de su efecto sobre los valores ajustados C_A/C_F y T_R/C_F. Los factores de corrección se extraen de una muestra simulada de sucesos Monte Carlo.

Se han considerado posibles fuentes de error sistemático experimentales, teóricas y asociadas al propio método de análisis. Los resultados finales obtenidos son

$$\begin{array}{lcccccc} C_A/C_F & = & 2.12 & \pm & 0.14\,(\text{est.}) & \pm & 0.36\,(\text{sis.}) \\ T_R/C_F & = & 2.23 & \pm & 0.23\,(\text{est.}) & \pm & 0.56\,(\text{sis.}) \end{array}$$

Los valores obtenidos están en perfecto acuerdo con la predicción de QCD $C_A/C_F = 2.25$ y $T_R/C_F = 1.875$.

Apéndice A

Ajuste de los parámetros de fragmentación

El proceso de fragmentacion de quarks y gluones no puede ser calculado mediante desarrollos perturbativos en QCD debido a que las energías típicas de este proceso son del orden del GeV. Sin embargo, la hadronización puede ser descrita de un modo efectivo mediante modelos fenomenológicos cuyos parámetros son ajustados para reproducir los datos experimentales.

A.1 Fragmentación en JETSET 7.4

El generador JETSET 7.4 [23, 24] incorpora el modelo de fragmentación por cuerdas de Lund para describir este proceso [21].

En el modelo de Lund, la propiedad de confinamiento de QCD a grandes distancias se refleja en la formación de un flujo de color de dimensiones transversas pequeñas entre quark y antiquark. Si se asume que este tubo es uniforme, se obtiene un potencial que aumenta linealmente con la longitud, lo que hace que pueda ser descrito como una cuerda relativista de masa nula sin grados de libertad transversales. Cuando la distancia entre los quarks es del orden del Fermi la cuerda fragmenta dando lugar a hadrones y nuevos quarks para los cuales se repite el proceso.

Con objeto de generar los pares $q\bar{q}$ ligeros que producen la fragmentación de la cuerda, el modelo de Lund incorpora la idea del efecto túnel mecanocuántico. Este efecto permite también dotar de componentes transversas al sistema. Dado que la probabilidad de creación de un par decrece exponencialmente con el cuadrado de la masa del quark, la probabilidad de producción de sabores pesados en el proceso de fragmentación está altamente suprimido.

La hadronización de sistema $q\bar{q}$ puede ser tratada mediante un procedimiento iterativo en el que se crean pares $q_i\bar{q}_i$ para formar hadrones $q_i\bar{q}_{i+1}$. Cada nuevo par $q_i\bar{q}_i$ posee un momento transverso, $p_\perp$, localmente compensado entre q_i y $\bar{q}_i$ y con una distribución gaussiana en $p_\perp$

$$f(p_\perp) \propto \exp -\frac{p_\perp^2}{2\sigma_q^2} \tag{A.1}$$

donde σ_q es la anchura de la distribución. Finalmente, la energía y momento longitudinal del hadrón vienen determinados por una función general que, tras aplicar criterios de simetría queda reducida a la función de fragmentación simétrica de Lund [58]

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp -\frac{bm_\perp^2}{z} \tag{A.2}$$

donde z es la fracción de $E + p_\parallel$ del sistema suministrada al hadrón y $m_\perp = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}$ es la masa transversa del hadrón. a y b son los parámetros que determinan la forma de la función de fragmentación. Dado que ambos están muy correlacionados se suele fijar uno de ellos y ajustar el restante a los datos experimentales. La dependencia explícita con la masa que aparece en la equación A.2 implica una fragmentación más dura para quarks pesados. Sin embargo, se obtiene un mejor acuerdo con datos experientales si se usa para quarks pesados (b y c) la función de fragmentación de Peterson [59]

$$f(z) \propto z^{-1}\left(1 - z^{-1} - \epsilon_Q(1-z)^{-1}\right) \tag{A.3}$$

donde ϵ_Q es el parámetro de fragmentación para el quark pesado Q. Estos parámetros se determinan a partir de espectros inclusivos de hadrones B o D.

Para describir correctamente los datos es necesario que las fracciones observadas de sucesos con más de dos jets estén bien reproducidas. JETSET 7.4 incorpora el elemento de matriz completo hasta orden α_s^2. De este modo, el parámetro que determina dichas fracciones es la propia constante de acoplo de QCD, α_s, expresada en función de la escala de QCD en el esquema $\overline{\mathrm{MS}}$, Λ_{ME}

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln(Q^2/\Lambda_{\mathrm{ME}}^2)}\left\{1 - 6\frac{153-19n_f}{(33-2n_f)^2}\frac{\ln\left(\ln(Q^2/\Lambda_{\mathrm{ME}}^2)\right)}{\ln(Q^2/\Lambda_{\mathrm{ME}}^2)}\right\} \tag{A.4}$$

Donde Q^2 es la escala de energía y n_f es el número de sabores activos. En LEP, $n_f = 5$ mientras que la elección de la escala de energía se hace con la finalidad de minimizar las contribuciones de los términos no calculados del desarrollo perturbativo. Esto es lo que se denomina *teoría de perturbaciones optimizada* y consiste en escoger $Q^2 = f \cdot s$, con $f < 1$ en A.4. El valor por defecto en JETSET 7.4 es $f = 0.002$.

En resumen, los parámetros relevantes para el ajuste son:

- El parámetro de escala de QCD, Λ_{ME}
- Los parámetros σ_q y b del modelo de Lund

Adicionalmente, otros parámetros del modelo pueden ser determinados a partir de medidas explícitas sobre procesos relevantes. Así, la probabilidad de formación de estados con altos valores de spin se obtiene de la medida de la producción de dichos estados. Los parámetros que modelan la correlación de Bose-Einstein se obtienen a partir de ajustes a distribuciones en los que se miden dichas correlaciones.

Los parámetros de fragmentación se determinan en general a partir de las variables de forma del suceso y espectros inclusivos de partículas.

A.2 Ajuste de los parámetros de JETSET 7.4 ME

Para determinar los parámetros de fragmentación de JETSET 7.4 ME se ha utilizado una muestra de sucesos hadrónicos usando las variables de forma del suceso siguientes[1]:

- Minor del hemisferio más colimado (*Minor of the narrow side*), M_{ns}
- Momento de Fox-Wolfram de orden 4, H_4
- Parámetro de resolución de 3-jets del algoritmo de Jade, y_{23}^{JADE}

Este conjunto de variables es sensible a todos los parámetros de fragmentación. Así, M_{ns} es sensible a σ_q, H_4 depende de b y y_{23}^{JADE} está muy correlacionado con Λ_{ME}.

La muestra experimental utilizada son los datos recogidos por el detector L3 durante el año 1991, correspondiente a unos 250K sucesos hadrónicos producidos a $\sqrt{s} \simeq M_Z$. Las distribuciones experimentales se han corregido por aceptancia y efectos de resolución del detector y por la radiación del estado inicial y final.

Los resultados corregidos se representan en histogramas en los que la anchura de cada canal es típicamente dos veces la resolución del detector. Los errores sistemáticos asociados a cada punto han sido estimados en un 4%.

Para realizar el ajuste se define un Q^2 que estima el acuerdo entre las distribuciones corregidas y el modelo

$$Q^2 = \sum_i \sum_j \frac{(U_j - M_j(\Lambda_{\mathrm{ME}}, \sigma_q, b))^2}{(\sigma_j^{\mathrm{DAT}})^2 + (\sigma_j^{\mathrm{MC}})^2} \tag{A.5}$$

[1] En el apéndice B se han incluido las definiciones de las variables de forma del suceso más comúnmente usadas en colisiones e^+e^-.

donde U_j y M_j son los valores de los datos corregidos y la predicción del modelo en el canal j respectivamente, tras ser normalizados a un mismo número de sucesos. σ_j^{DAT} es la suma en cuadratura de los errores estadístico y sistemático de los datos corregidos en el canal j. σ_j^{MC} es el error estadístico de la muestra generada con JETSET 7.4. El índice i etiqueta cada una de las tres distribuciones que intervienen en el ajuste. La suma sobre j incluye todos los canales que contengan más del 1% de la muestra.

El Q^2 se minimiza utilizando MINUIT [46] para obtener los valores óptimos de los parámetros de fragmentación. Se generan 50K sucesos en cada punto $(\Lambda_{\mathrm{ME}}, \sigma_q, b)$ requerido por MINUIT durante el proceso de minimización.

Los valores obtenidos para los parámetros de fragmentación son

$$\begin{array}{rcrcl} \Lambda_{\mathrm{ME}} & = & 0.16 & \pm & 0.02 \\ \sigma_q & = & 0.48 & \pm & 0.08 \\ b & = & 0.36 & \pm & 0.07 \end{array}$$

Las incertidumbres en el valor de los parámetros han sido estimadas repitiendo el ajuste excluyendo hasta 5 canales de cada una de las tres distribuciones.

En la figura A.1 se presentan las distribuciones de los datos corregidos junto con las obtenidas mediante JETSET 7.4 utilizando los parámetros de fragmentación ajustados mediante el procedimiento aquí descrito. El pobre acuerdo observado entre datos y JETSET 7.4 ME para el minor del hemisferio más colimado, M_{ns}, es debido a que las contribuciones apreciables a dicha distribución proceden de sucesos con multiplicidad mayor que cuatro, con lo que, en el caso del cálculo con elemento de matriz hasta orden α_s^2, provienen exclusivamente de los efectos de fragmentación. El acuerdo obtenido entre los datos corregidos y JETSET 7.4 ME es razonable para las distribuciones del momento de Fox-Wolfram de orden 4, H_4, y del parámetro de resolución de 3-jets del algoritmo de Jade, y_{23}^{JADE}.

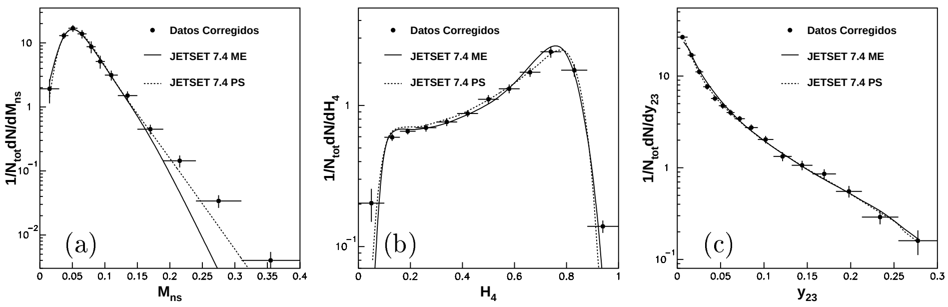


Figura A.1: Distribuciones del (a) minor del hemisferio más colimado, M_{ns}, (b) momento de Fox-Wolfram de orden 4, H_4, y (c) parámetro de resolución de 3-jets del algoritmo de Jade, y_{23}^{JADE}, obtenidas sobre la muestra de datos corregidos y sobre sucesos generados mediante JETSET 7.4 ME y JETSET 7.4 PS.

En la figura A.2 se ha incluido la distribución del *thrust* en la que se observa como JETSET 7.4 ME, con los valores de los parámetros de fragmentación obtenidos del ajuste, genera sucesos con un valor medio del *thrust* ligeramente menor que los datos.

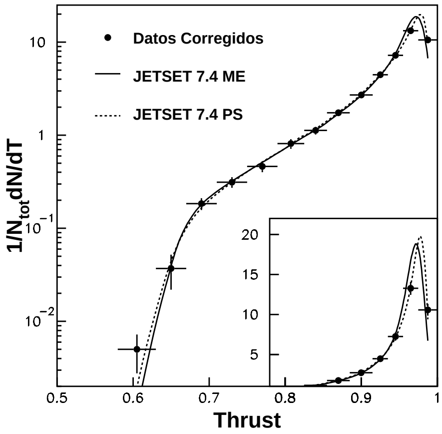


Figura A.2: Distribución del *thrust*, T, obtenida sobre la muestra de datos corregidos y sobre sucesos generados mediante JETSET 7.4 ME y JETSET 7.4 PS.

Apéndice B

Variables de forma del suceso

Las variables de forma del suceso son observables que caracterizan la estructura global de los sucesos hadrónicos.

Estas variables son sensibles a los parámetros de QCD perturbativa y a los de los modelos de fragmentación.

Se presenta aquí la definición de las variables de forma del suceso más comúnmente usadas en colisiones e^+e^-.

- *Thrust* (T), *major* (T_{major}) y *minor* (T_{minor}).
  El *thrust* [60] se define como

  $$T = \max \frac{\sum_a |\vec{p}_a \cdot \vec{n}|}{\sum_a |\vec{p}_a|} \tag{B.1}$$

  donde $\vec{p}_a$ es el momento de la partícula a. La suma sobre el índice a incluye todas las partículas del estado final. La dirección $\vec{n}$ que maximiza la expresión B.1 se denomina eje del *thrust*, $\vec{n}_{thrust}$. El *major* se define de forma análoga salvo que la maximización se realiza el plano transverso al *thrust*. La dirección así obtenida se denomina eje del *major*, $\vec{n}_{major}$. El eje del *minor*, $\vec{n}_{minor}$, se toma ortogonal a $\vec{n}_{thrust}$ y $\vec{n}_{major}$. El valor del *minor* se define como la suma normalizada de los momentos projectados sobre $\vec{n}_{minor}$.

- Oblateness (O).
  La oblateness [61] se define como la diferencia entre los valores del *major* y del *minor*, es decir,

  $$O = T_{major} - T_{minor}. \tag{B.2}$$

- *Minor del narrow side* (M_{ns}).
Después de dividir el suceso en dos hemisferios mediante un plano perpendicular al eje del *thrust*, se calcula la fracción de momento transverso
$$f_T = \frac{\sum_a |\vec{p}_a \times \vec{n}_{thrust}|}{\sum_a |\vec{p}_a|} \tag{B.3}$$
en cada hemisferio. Se denomina *narrow side* al hemisferio con menor fracción de momento transverso y el *minor* calculado con las partículas de cada este hemisferio se denomina *minor del narrow side* [62].

- Los parámetros de resolución de 3-jets, y_{23}^{JADE} y $y_{23}^{\mathrm{k}_\perp}$.
Los jets se reconstruyen usando el algoritmo de JADE [47] o el de Durham [63] respectivamente con un valor del parámetro de resolución de jets y_{cut}. El parámetro de resolución de 3-jets se define como el máximo valor de y_{cut} para el que el suceso se reconstrue como 3-jets.

- Los momentos de Fox-Wolfram de orden l.
El momento de Fox-Wolfram de orden l [64] se define como
$$H_l = \sum_{a,b} \frac{|\vec{p}_a||\vec{p}_b|}{s} P_l(\cos\theta_{ab}) \tag{B.4}$$
donde P_l el el polinomio de Legendre de orden l, $\vec{p}_a$ y $\vec{p}_b$ son los momentos de las partículas a y b y $\cos\theta_{ab}$ es el ángulo entre dichas partículas. Las sumas incluyen todas las partículas del estado final.

- *Sphericity* (S) y *aplanarity* (A).
La *sphericity* y la *aplanarity* se difienen usando los autovalores del tensor de momentos [65]
$$s^{ij} = \frac{\sum_a p_a^i p_a^j}{\sum_a p_a^2} \qquad i,j = 1,2,3 \tag{B.5}$$
donde p_a^i es la i-ésima componente de $\vec{p}_a$. Si Q_1, Q_2 y Q_3 son los autovalores de s^{ij} y $Q1 \leq Q_2 \leq Q_3$, la *sphericity* y la *aplanarity* vienen dadas por
$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) \quad ; \qquad A = \frac{3}{2}Q_1. \tag{B.6}$$

- Los parámetros C y D.
Los parámetros C y D se obtienen a partir de los autovalores del tensor *spherocity* [66]
$$\theta^{ij} = \frac{\sum_a p_a^i p_a^j / |\vec{p}_a|}{\sum_a |\vec{p}_a|} \qquad i,j = 1,2,3. \tag{B.7}$$

Dados los autovalores de θ^{ij}, λ_1, λ_2 y λ_3, se definen

$$C = 3(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1); \qquad D = 27\lambda_1\lambda_2\lambda_3 \tag{B.8}$$

- Las *scaled heavy* (ρ_H) y *light* (ρ_L) *jet masses.*
  Una vez dividido el suceso en dos hemisferios mediante un plano perpendicular al eje del *thrust*, se calculan las masas invariantes normalizadas, M_1^2/s y M_2^2/s, de todas las partículas de cada hemisferio [67]. Definimos entonces

$$\begin{aligned} \rho_H &= \max(M_1^2, M_2^2)/s \\ \rho_L &= \min(M_1^2, M_2^2)/s \end{aligned} \tag{B.9}$$

Estas variables caracterizan la estructura del suceso de diferentes formas. Sucesos con una estructura clara de 2 jets poseen $T_{major} \sim 0, y_{23} \sim 0, S \sim 0, C \sim 0$ y $\rho_H \sim 0$. Lo sucesos isotrópicos se caracterizan por $T \sim 0.5, S \sim 1$ y $O \sim 0$. Finalmente, los sucesos planos implican $T_{minor} \sim 0, M_{ns} \sim 0, A \sim 0$ y $D \sim 0$.

Solamente los sucesos de cuatro o más jets contribuyen apreciablemente a la *aplanarity*, al parámetro D y a ρ_L.

Experimentalmente, para calcular la variables de forma del suceso, se denominarán partículas a las deposiciones de energía en el detector. Con objeto de reducir el efecto de la resolución finita del detector se suele sustituir la energía en el centro de masas, $\sqrt{s}$, por la suma de la energía reconstruida en el detector o energía visible.

Bibliografía

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm, (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968) p. 367;
S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[2] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;
M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[3] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132;
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.

[4] M. Gell-Mann, Acta Physica Austriaca, Suppl. **IX** (1972) 733;
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, *16th International Conference on High Energy Physics*, Batavia (1972); eds. J.D. Jackson and A. Roberts, National Accelerator Laboratory (1972);
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leytwyler, Phys. Lett. **B47** (1973) 365.

[5] D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343;
D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. **D8** (1973) 3633;
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.

[6] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B33** (1971) 173.

[7] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214;
G. Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking I*, Preprint CERN-TH-401 (1964);
G. Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, Preprint CERN-TH-412 (1964).

[8] M.Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. **B139** (1965) 1005.

[9] E.D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930;
M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935;
J.I. Friedman, H.W. Kendall, Ann. Rev. Nucl. & Part. Sci. **22** (1972) 203;
J.I. Friedman *et al.*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 615.

[10] R.P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions* (Benjamin, New York, 1972).

[11] C.N Yang R.L. Mills, Phys. Rev. **96** (1954) 191.

[12] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 494;
S. Weinberg, Phys. Rev. **D8** (1973) 4482.

[13] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B61** (1973) 455;
W.A. Bardeen *et al.*, Phys. Rev. **D18** (1978) 3998.

[14] W. Caswell, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 244;
D.R.T Jones, Nucl. Phys. **B75** (1974) 531.

[15] O.V. Tarasov, A.A. Vladimirov, A.Y. Zharkov, Phys. Lett. **B93** (1980) 429.

[16] Particle Data Group, R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. **D54** (1996) 1.

[17] J. Ellis, M.K. Gaillard, G.G. Ross, Nucl. Phys. **B111** (1976) 253.

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

[19] B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. & Part. Sci. **36** (1986) 253.

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

[21] B. Andersson, G. Gustafson, C. Peterson, Z. Phys. **C1** (1979) 105;
B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983) 31.

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

[23] PYTHIA 5.7 Monte Carlo Program:
T. Sjöstrand, Preprint CERN-TH-7112 (1993), revisado en Agosto 1995;
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[24] JETSET 7.4 Monte Carlo Program:
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand, M. Begtson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.

[25] HERWIG 5.6 Monte Carlo Program:
G. Marchesini, B. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461;
I.G. Knowles, Nucl. Phys. **B310** (1988) 571;
G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[26] ARIADNE 4.06 Monte Carlo Program:
U. Petersson, Preprint LU TP 88-5 (1988);
L. Lönblad, Preprint LU TP 91-11 (1991).

[27] NLLJET 2.0 Monte Carlo Program:
K. Kato, T. Munehisa,
Phys. Rev. **D36** (1987) 61;
K. Kato, T. Munehisa,
Comp. Phys. Comm. **64** (1991) 67.

[28] COJETS 6.23 Monte Carlo Program:
R. Odorico, Nucl. Phys. **B228** (1983) 381;
R. Odorico, Comp. Phys. Comm. **32** (() 1984),139, Erratum:**34** (1985) 43;
R. Mazzanti, R. Odorico, Nucl. Phys. **B370** (1992) 23;
R. Mazzanti, R. Odorico, Preprint DFUB 92/1, Bologna (1992).

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

[30] K.J.F. Gaemers, J.A.M. Vermaseren, Z. Phys. **C7** (1980) 81;
A. Ali *et al.*, Nucl. Phys. **B167** (1980) 454;
O. Nachtmann, A. Reiter, Z. Phys. **C16** (1982) 45.

[31] H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.

[32] G.R. Farrar, Phys. Rev. **D51** (1995) 3904.

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

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

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

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

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

[38] R. Bailey, (World Scientific, Singapore, 1993), volume International Journal of Modern Physics, A, Proc. Suppl., p. 401.
J. Jowett, The 8-bunch pretzel scheme, Proceedings of the first workshop on LEP performance, Chamonix 1991, CERN-SL-91-23 (1991).

[39] A. Hofman, Performance Limitations at LEP, Preprint CERN-SL-94-058, CERN, 1994.

[40] C. Bovet *et al.*, Final Report of the 1994 Bunch Train Study Group, Preprint CERN-SL-94-95-AP, CERN, 1994.

[41] L3 Collaboration, O. Adriani *et al.*, Phys. Rep. **236** (1993) 1.

[42] The L3 SMD Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A351** (1994) 300;
M. Acciarri *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A360** (1995) 103.

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

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

[45] A. Ricker, *Testing the Gluon Self Coupling in 4-jet Events from Z decays*, Ph.D. thesis, RWTH Aachen 1995.

[46] F. James, M. Roos, MINUIT manual, CERN-D506 (1994).

[47] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23;
JADE Collaboration, S. Bethke *et al.*, Phys. Lett. **B213** (1988) 235.

[48] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **28** (1983) 229.

[49] O. Nachtmann, A. Reiter, Z. Phys. **C16** (1982) 45.

[50] M. Bengsson, P. Zerwas, Phys. Lett. **B208** (1988) 306.

[51] R. Brun *et al.*, *GEANT 3*, CERN DD/EE/84-1 (Revised), Sept. 1987.

[52] FINT, a function subprogram for multidimensional linear interpolation, CERN program Library E104.

[53] A. Ballestrero, R. Maina, S. Moretti, Phys. Lett. **B294** (1992) 425.

[54] F. Wäkerle, Karlsruhe Preprint IKEP-KA/93-19.

[55] K. Hagiwara, D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B313** (1989) 560.

[56] A. Signer, Preprint SLAC-PUB-7531;
Z. Bern, L. Dixon, D. Kosower, S. Weinzierl, Nucl. Phys. **B489** (1997) 3;
Z. Bern, L. Dixon and D. Kosower, Preprint SLAC-PUB-7529, hep-ph/9708239.

[57] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Z. Phys. **C76** (1997) 1.

[58] B. Andersson, G. Gustafson, B. Söderberg, Z. Phys. **C20** (1983) 317.

[59] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[60] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12** (1964) 57;
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587.

[61] MARK-J Collaboration, D.P. Barber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 830.

[62] MARK-J Collaboration, D.P. Barber *et al.*, Phys. Lett. **B89** (1979) 139.

[63] Y.L. Dokshitzer, *Contribution to the Workshop on Jets at LEP and HERA*, Durham (1990);
N. Brown, W.J. Stirling, Rutherford Preprint RAL-91-049;
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
S. Bethke *et al.*, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.

[64] G.C. Fox, F. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581;
G.C. Fox, F. Wolfram, Nucl. Phys. **B149** (1979) 413;
G.C. Fox, F. Wolfram, Phys. Lett. **B82** (1979) 134.

[65] J.D. Bjorken, S.J. Brodsky, Phys. Rev. **D1** (1970) 1416.

[66] G. Parisi, Phys. Lett. **B74** (1978) 65;
J.F. Donoghue, F.E. Low, S.Y. Pi, Phys. Rev. **D20** (1979) 2759.

[67] T. Chandrahoman, L. Clavelli, Nucl. Phys. **B184** (1981) 365;
Mark II Collaboration, A. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D37** (1988) 1;
TASSO Collaboration, W. Braunschweig *et al.*, Z. Phys. **C45** (1989) 11.