Departamento de Física Moderna
Universidad de Cantabria

Instituto de Física de Cantabria
(CSIC-UNICAN)

Búsqueda de bosones de Higgs neutros supersimétricos en el experimento DELPHI de LEP hasta $\sqrt{s}$=209 GeV en sucesos a cuatro quarks b

Memoria presentada por D. Javier Fernández Menéndez
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

11 de octubre de 2002

D. ALBERTO RUIZ JIMENO
Catedrático de Universidad del Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear
de la Universidad de Cantabria,

CERTIFICA:

Que la presente memoria titulada:
"Búsqueda de bosones de Higgs neutros supersimétricos en el experimento DELPHI de LEP hasta $\sqrt{s} = 209\ GeV$ **en sucesos a cuatro quarks** b**"** de la que actúa como Tutor, ha sido realizada por *D. Javier Fernández Menéndez* bajo la dirección del Dr. D. Francisco Javier Cuevas Maestro de la Universidad de Oviedo, y constituye la Tesis que presenta para optar Grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Santander, a 11 de Octubre de 2002

A. Ruiz

Departamento de Física Moderna

Índice General

Introducción

El bosón de Higgs [1] es posiblemente la única pieza que falta por encajar en el puzzle del Modelo Estándar (SM) [2]. Este modelo ha acomodado todos los resultados experimentales de los últimos años en Física de Altas Energías, en particular la medida precisa de sus parámetros fundamentales. Estas medidas de precisión han sido el objetivo principal del acelerador LEP (*Large Electron-Positron collider*) [3] del Laboratorio Europeo de Física de Partículas, CERN, situado en Ginebra, en la fase denominada LEP1.

El detector DELPHI [4] era uno de los cuatro situados en las zonas de colisión e^+e^- de LEP. Estaba formado por una colaboración internacional de mas de 500 físicos, en la que participa el grupo de Altas Energías del Instituto de Física de Cantabria (IFCA).

El objetivo fundamental de los cinco últimos años de funcionamiento del acelerador LEP, la denominada fase LEP2, ha sido la búsqueda del bosón de Higgs. La energía de colisión electrón-positrón ha ido aumentando desde los primeros sucesos recogidos en 1995 a 130 GeV hasta los últimos tomados en el 2000 a 209 GeV, y, lo que es igualmente importante, con una luminosidad también creciente, en particular excepcionalmente alta en el caso de los tres últimos años. El buen rendimiento del detector permitió realizar la búsqueda del bosón de Higgs hasta el límite cinemático alcanzado cada año llevando incluso las posibilidades de funcionamiento en el último año por encima de aquellas para las que había sido diseñado.

A pesar del gran éxito del SM con un solo doblete de Higgs, no se espera que sea la teoría definitiva responsable de la ruptura de simetría electrodébil. El siguiente mecanismo que aparece de forma natural sin la introducción de simetrías adicionales usa dos dobletes de Higgs; en este contexto aparece la extensión mínima Supersimétrica del Modelo Estándar (MSSM, *Minimal Supersymmetric Standard Model*), en el que se predicen cinco bosones de Higgs de los que sólo los dos neutros más ligeros son accesibles en LEP.

En este trabajo, se presenta el análisis realizado en la búsqueda de los bosones de Higgs neutros (h y A) más ligeros del MSSM usando los datos recogidos en los años 1999 y 2000 por el detector DELPHI en el acelerador LEP a energías entre 192 y 209 GeV. El análisis corresponde al estado final del proceso de producción de pares h^0A^0 que posee cuatro *jets* provenientes de la hadronización de quarks b, denominado canal 4b y que corresponde al canal de desintegración más probable en este proceso (85% de los casos).

Esta memoria recoge resultados originales que han sido publicados [5] y presentados en conferencias internacionales además de discutidos en de los grupos de análisis de DELPHI, el denominado *TEAM–C* [6] (1997-1999) y el *Higgs Research Line* [7] (2000-2002).

El análisis está basado en las propiedades esperadas de sucesos $\mathrm{b\bar{b}b\bar{b}}$ producidos en un entorno excepcionalmente limpio como son las colisiones $\mathrm{e^+e^-}$ en LEP, y reconstruidos mediante un detector muy complejo pero extraordinariamente preciso como es DELPHI.

La actividad en este campo, especialmente en el último año de funcionamiento, ha sido muy intensa dentro de LEP. Ello ha exigido la actualización y optimización constante de los resultados, lo cual ha requerido un esfuerzo suplementario. Esto también ha redundado en una mejor comprensión de los procesos físicos involucrados y de los fondos presentes.

La búsqueda de los bosones de Higgs h y A del MSSM continúa en el acelerador Tevatron [8] situado en el laboratorio Fermilab (Chicago), en el cual el IFCA participa en la etapa de construcción e instalación del detector en el experimento CDF [9]. La nueva toma de datos conocida como Run2 comenzó en el año 2002 por lo que hasta el momento no se ha recogido la luminosidad necesaria para realizar un análisis. En esta memoria se han incluido sólo estimaciones de las posibilidades de búsqueda de los bosones h y A.

El trabajo presentado consta de las siguientes partes:

- Los modelos físicos considerados en relación con la búsqueda del bosón de Higgs (la ruptura espontánea de simetría en el Modelo Estándar, y el Modelo Supersimétrico Mínimo), se presentan en el capítulo 1.
- En el capítulo 2 se describe en detalle el detector DELPHI y el acelerador LEP.
- La reconstrucción de sucesos a cuatro *jets* y los fondos presentes en esta búsqueda se exponen en el capítulo 3.
- El etiquetado de quarks b en DELPHI, pieza fundamental del análisis dada la topología de la señal, se expone en el capítulo 4.
- En el capítulo 5 describe el análisis realizado: definición de variables discriminantes, estimador de masa, variable de selección final y estimación de errores sistemáticos.
- En el capítulo 6 se presentan los resultados de la búsqueda aplicando el análisis descrito a los datos recogidos por DELPHI durante los años 1999 y 2000. Se presentan igualmente los resultados combinados con el resto de experimentos de LEP.
- Las perspectivas de continuación de la búsqueda en el colisionador hadrónico Tevatron se exponen en el capítulo 7.

Con los datos anteriores a esta tesis recogidos por los cuatro experimentos de LEP [10] a energías en centro de masas de hasta 189 GeV se excluyó la presencia de los bosones h y A al 95% de confianza en el rango $\mathrm{m}_h > 80.7$ GeV/c^2 y $\mathrm{m}_A > 80.9$ GeV/c^2. La búsqueda que aquí se presenta se centrará por tanto en un rango de valores de masa por encima de 80 GeV/c^2.

Bibliografía

[1] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 132;
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
P.W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156;
F. Englert y R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321;
G.S. Guralnik, C.R. Hagen y T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585;
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.

[2] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A.Salam in *Elementary Particle Theory*, ed. N.Svartholm (1969) p.367;
S.L. Glashow,J. Illiopoulos y L. Maiani, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285

[3] S. Myers and E. Picasso, *The design, construction and commisioning of the CERN Large Electron-Positron collider*, Contemporary Physics, 31(1990) 387.

[4] DELPHI col., *DELPHI Technical Proposal*, DELPHI 83-66;
DELPHI col., NIM A 303 (1991) 233;
DELPHI col., *Performance of the DELPHI detector*, PPE 95-194

[5] DELPHI Collaboration, Eur. Phys. Jour. C 17 (2000) 187;
DELPHI Collaboration, CERN-EP/2001-087 (2001)

[6] `http://delphiwww.cern.ch/∼pubxx/delwww/tasks/lep200/searches/teamc/www/teamc.html`

[7] `http://delphiwww.cern.ch/teams/searches/delwww/higgs/index.html`

[8] J. Mariiner *et al.*, “The Tevatron Run II Handbook”, documento www `http://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html`

[9] F. Abe *et al.*, NIM A 271 (1988) 387;
F. Abe *et al.*, FERMILAB-Pub-96/390-E

[10] ALEPH Colla-boration ; DELPHI Collaboration ; L3 Collaboration ; OPAL Collaboration. *Searches for Higgs bosons: preliminary combined results from the four LEP experiments at* $\sqrt{s} = 189\ GeV$,CERN-OPEN-99-377

Capítulo 1

Modelo Estándar, Modelo Supersimétrico Mínimo: el bosón de Higgs

1.1 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar[1] en física de partículas trata de describir los fenómenos conocidos asociados al mundo de las partículas fundamentales y a sus interacciones. Uno de los pilares del modelo es la identificación de cantidades conservadas en las interacciones entre las partículas fundamentales y la relación entre estas cantidades y el espacio-tiempo o con simetrías internas.

Según el SM toda la materia conocida esta constituida por partículas de espín $\frac{1}{2}$ (fermiones) clasificadas en dos grupos dependiendo de las interacciones que pueden sufrir. Así el grupo de los leptones lo forman aquellos fermiones que no sufren la interacción fuerte. El resto de fermiones fundamentales se denominan quarks. Tanto unos como otros se agrupan en tres familias[2] y los componentes de cada una se diferencian de los del resto tan solo en la masa. En la tabla 1.1 pueden verse las partículas fundamentales en el SM.

Por otro lado el SM considera la existencia de tres interacciones fundamentales entre los fermiones:

- La fuerza electromagnética: Transmitida por fotones, la sufren todas las partículas con carga eléctrica.

[1]Habitualmente abreviado como SM (*Standard Model*)
[2]También llamadas generaciones

		Leptones		Quarks	
		Nombre	Símbolo	Nombre	Símbolo
Familias	1ª	electrón	e	up	u
		neutrino e	ν_{e}	down	d
	2ª	muon	μ	charm	c
		neutrino μ	ν_μ	strange	s
	3ª	tau	τ	top	t
		neutrino tau	ν_τ	bottom	b

Tabla 1.1: *Partículas fundamentales del SM.*

- La fuerza débil: Responsable, por ejemplo, de la desintegración β.
- La fuerza fuerte: Actúa entre quarks y es la responsable de que éstos permanezcan unidos formando nucleones, así como de que los nucleones no se dispersen en los núcleos atómicos.

En lo que se conoce como SM no se contempla la cuarta fuerza fundamental conocida de la naturaleza: la fuerza gravitatoria.

Las interacciones se describen dentro del SM por medio de teorías *gauge* [1] y se manifiestan a través del intercambio de partículas de espín entero (bosones). Las dos primeras interacciones (débil y electromagnética) están unificadas como se verá más adelante. No obstante la unificación de las tres fuerzas no se realiza dentro del SM, sino que se introducen tres constantes de acoplamiento (una por cada interacción). El marco matemático en el que se desarrolla el SM es la yuxtaposición de tres grupos de simetría: $\mathrm{SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y}$. En la tabla 1.2 pueden verse los bosones *gauge* junto con las interacciones a las que están asociados y la fuerza relativa de cada una de éstas.

Interacción	Grupo *gauge*	Bosón	Símbolo	Fuerza relativa
Electromagnética	U(1)	fotón	γ	$\alpha_{em} = 1/137$
Débil	SU(2)	bosones intermedios	$\mathrm{W}^\pm$, Z^0	$\alpha_{weak} = 1.02 \cdot 10^{-5}$
Fuerte	SU(3)	gluones (8 tipos)	g	$\alpha_s(\mathrm{M_Z}) = 0.121$

Tabla 1.2: *Interacciones descritas por el Modelo Estándar junto con los grupos* gauge *y los bosones asociados a cada una de ellas. En la columna de la derecha se representan las constantes fundamentales que indican la fuerza relativa de cada interacción.*

1.1.1 El sector electrodébil

El modelo electrodébil fue desarrollado en los años 60 por Glashow, Salam y Weinberg [1]. La constatación experimental de las interacciones débiles mediadas por corrientes cargadas ($W^{\pm}$) les llevó a postular la existencia de las corrientes neutras (Z^0), las cuales fueron descubiertas en 1973 por la colaboración Gargamelle [2].

En la formulación del SM no existe a priori una elección única de la simetría de la Lagrangiana de las interacciones electrodébiles. Se deduce, por tanto, de resultados experimentales. El grupo de simetría *gauge* mínimo capaz de acomodar las corrientes cargadas es SU(2). La observación de que las interacciones electrodébiles actúan de manera distinta sobre los fermiones dextrógiros y sobre los fermiones levógiros constituye una de las características de este modelo. Así, las corrientes cargadas incluyen solamente fermiones levógiros y no se conocen neutrinos dextrógiros. Es por ello que los campos fermiónicos levógiros son agrupados en dobletes, mientras que los campos dextrógiros son singletes del grupo $\mathrm{SU(2)_L}$ con simetría de isospín[3] débil:

$$\text{leptones:} \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mathrm{e}} \\ \mathrm{e} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad \mathrm{e}_R \;\; \mu_R \;\; \tau_R$$

$$\text{quarks:} \quad \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}_L \quad \mathrm{u}_R \;\; \mathrm{d}_R \;\; \mathrm{c}_R \;\; \mathrm{s}_R \;\; \mathrm{t}_R \;\; \mathrm{b}_R$$

En la representación anterior no se puede (a menos que se rompa explícitamente la simetría *gauge*) introducir un término de masa en la Lagrangiana que describe la cinemática de los fermiones. No obstante la realidad experimental da cuenta de la existencia de masa en los bosones vectoriales. Por otro lado las fuerzas electromagnética y débil actúan sobre los mismos campos fermiónicos y no pueden ser descritas por separado. Por todo ello, el grupo *gauge* mínimo que describe las interacciones electrodébiles es $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$. La simetría *gauge* local del grupo $\mathrm{SU(2)_L}$ está asociada a la conservación del isospín débil, T. La cantidad conservada por el grupo $\mathrm{U(1)_Y}$ es la hipercarga, Y, que se relaciona con la carga eléctrica, Q, y con la tercera componente del isospín, T_3, por medio de la ecuación:

$$Q = T_3 + Y/2$$

La exigencia de que la Lagrangiana que contiene los términos cinemáticos de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones *gauge* definidas por el grupo de simetría $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ introduce de manera natural cuatro campos bosónicos sin masa $\mathrm{W}^i_\mu(x)$, $i = 1, 2, 3$ asociados al grupo $\mathrm{SU(2)_L}$ y $\mathrm{B}_\mu(x)$ asociado al grupo $\mathrm{U(1)_Y}$.

[3] El subíndice L únicamente indica la asimetría existente entre los fermiones de distinta helicidad

Con estos campos se define la derivada covariante:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + \mathrm{i}\frac{\mathrm{g}}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu + \mathrm{i}\mathrm{g}'\frac{Y}{2}\mathrm{B}_\mu \tag{1.1}$$

donde g es la constante de acoplamiento del grupo de isospín débil $\mathrm{SU(2)_L}$ y g′ es la constante de acoplamiento del grupo de hipercarga $\mathrm{U(1)_Y}$. $\vec{\tau}$ son las tres matrices de Pauli generadas por el grupo $\mathrm{SU(2)_L}$.

Finalmente la Lagrangiana electrodébil tendrá una expresión de la forma:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bos.} + \mathcal{L}_{ferm.} \tag{1.2}$$

donde $\mathcal{L}_{bos.}$ y $\mathcal{L}_{ferm.}$ describen los campos bosónicos y fermiónicos respectivamente y pueden escribirse de la forma:

$$\mathcal{L}_{bos.} = \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.3}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{ferm.} &= \bar{\psi}_L\gamma^\mu\left(\mathrm{i}\partial_\mu - \mathrm{g}'\frac{Y}{2}B_\mu - \mathrm{g}\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu\right)\psi_L \\ &\quad + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\left(\mathrm{i}\partial_\mu - \mathrm{g}'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\psi_R\end{aligned} \tag{1.4}$$

siendo:

$$\begin{aligned}W_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu W_\mu - \partial_\nu W_\nu - g[W_\mu, W_\nu] \\ B_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu B_\mu - \partial_\nu B_\nu \\ W_\mu &\equiv \frac{-\mathrm{i}}{2}\,\vec{\mathrm{W}}_\mu\cdot\vec{\tau} \\ B_\mu &\equiv \frac{-\mathrm{i}}{2}\,\mathrm{B}_\mu\cdot\tau^3\end{aligned}$$

No obstante, esta construcción produce bosones de masa nula. Sin embargo el hecho experimental de que las interacciones débiles actúan sólo a distancias extremadamente pequeñas, era un indicador claro de que los bosones transmisores de la fuerza débil debían poseer masa, como fue demostrado posteriormente. Un término de masa de la forma $\frac{1}{2}m_i^2\mathrm{W}^i_\mu W_i^\mu$ rompería explícitamente la simetría *gauge*, haciendo la teoría no renormalizable.

1.1.2 Ruptura espontánea de simetría electrodébil

El concepto de ruptura espontánea de simetría [3] es uno de los ingredientes fundamentales del SM electrodébil, dando lugar a excitaciones de Goldstone que pueden ser asociadas a los términos de masa de los bosones *gauge*. Este procedimiento, conocido habitualmente como Mecanismo de Higgs [4], es uno de los posibles procedimientos para describir las interacciones débiles de corto alcance mediante una teoría *gauge* sin destruir su invarianza.

En el SM la ruptura de simetría tiene lugar linealmente por medio de un campo escalar que adquiere un valor esperado no nulo en el vacío. Como resultado del proceso no sólo adquieren masa tanto los bosones vectoriales como los fermiones, sino que, además, aparece un nuevo campo escalar neutro físico: la partícula de Higgs.

Se introduce un campo adicional Φ que rompa la simetría $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}}$. Debido a las condiciones que se exigen a la teoría [5] Φ será un doblete (de $\mathrm{SU(2)_L}$) de campos escalares complejos (doblete de Higgs)[4]:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

El sistema vendrá entonces descrito por una Lagrangiana de la forma:

$$\mathcal{L}_{SBS} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{1.6}$$

tal que:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{1.7}$$

donde $V(\Phi)$ es el potencial renormalizable (y por tanto que mantiene la invarianza *gauge*) más sencillo. Para que se produzca ruptura espontánea de simetría es necesario que el valor esperado del campo de Higgs en el vacío sea no nulo. Para $\lambda > 0$, si $\mu^2 < 0$, el potencial posee infinitas soluciones no nulas (ver figura 1.1), en las cuales sólo la norma del campo de Higgs está definida:

$$|\Phi|^2 = \Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{\upsilon^2}{2} \tag{1.8}$$

El estado fundamental está, por consiguiente, degenerado y no respeta la simetría del grupo $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$. Sin embargo, sí conserva la simetría del grupo $\mathrm{U(1)_{em}}$. El valor de υ indica la escala de energía a la que se produce la ruptura de la simetría electrodébil. La ruptura $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}}$ se produce cuando se selecciona un estado del vacío concreto. La elección habitual es aquella que hace que ϕ_3 sea no nulo:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

[4]El número total de dobletes de Higgs no está determinado por la teoría y podría ser cualquiera. No obstante la versión mínima del SM posee uno solo de estos dobletes.

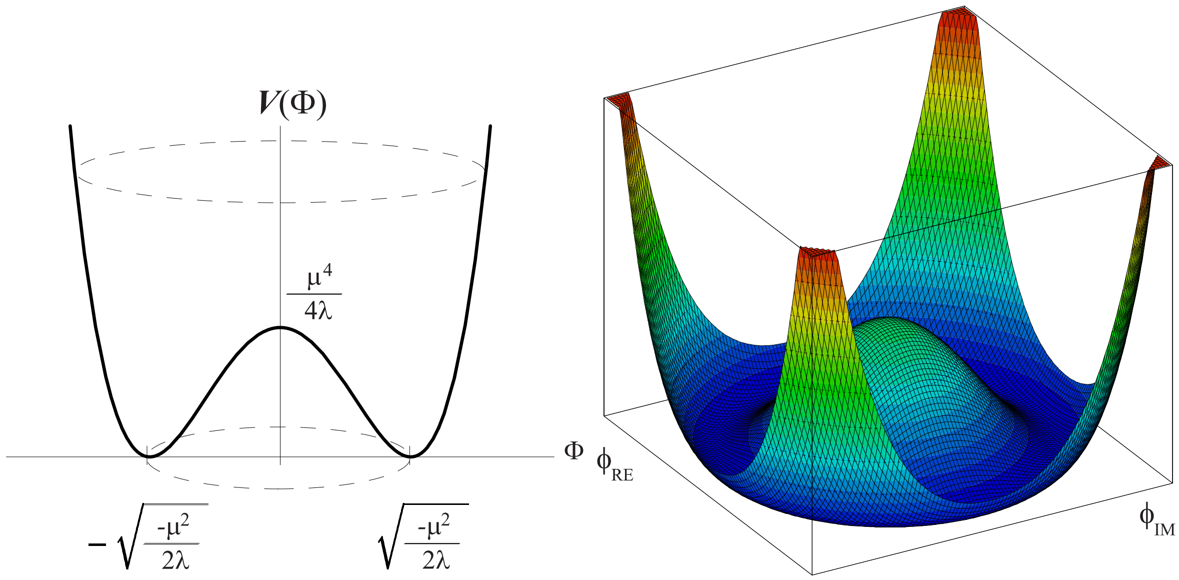


Figura 1.1: *Potencial de doble pozo en una teoría de campos con ruptura espontánea de simetría.*

1.1.3 Espectro de partículas

El espectro de partículas físicas resultantes se construye realizando pequeñas oscilaciones en torno al vacío, que pueden parametrizarse en la forma:

$$\Phi(x) \quad = \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{\vec{\xi}(x)\cdot\vec{\tau}}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \mathrm{h}(x) \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

donde $\vec{\xi}(x)$ y $\mathrm{h}(x)$ son campos *pequeños* correspondientes a los cuatro grados de libertad reales del campo Φ. Los tres campos $\vec{\xi}(x)$ son los bosones de Goldstone, de masa nula, que aparecen cuando una simetría continua es rota por el estado fundamental (teorema de Goldstone).

En este punto aun se tiene 4 bosones *gauge* ($\mathrm{W}^i_\mu(x)$ y $\mathrm{B}_\mu(x)$) y 4 escalares ($\vec{\xi}(x)$ y $\mathrm{h}(x)$), todos ellos sin masa, lo que equivale a 12 grados de libertad[5]. P. W. Higgs fue el primero en darse cuenta de que el teorema de Goldstone no es aplicable a teorías *gauge*, o al menos puede ser soslayado mediante una conveniente selección de la representación.

[5]Conviene notar que un bosón vectorial de masa nula posee dos grados de libertad, mientras que un bosón vectorial masivo adquiere un nuevo grado de libertad debido a la posibilidad de tener polarización longitudinal:

$$12 = 4(\text{vectoriales sin masa}) \times 2 + 4(\text{escalares})$$

Así, basta con escoger una transformación:

$$U(\xi) \;=\; \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\vec{\xi}(x)\cdot\vec{\tau}}{\upsilon}} \tag{1.11}$$

de forma que:

$$\Phi' \;=\; U(\xi)\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon + \mathrm{h}(x) \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

$$\left(\frac{\vec{\tau}\,\vec{\mathrm{W}}'_\mu}{2}\right) \;=\; U(\xi)\left(\frac{\vec{\tau}\,\vec{\mathrm{W}}_\mu}{2}\right)U^{-1}(\xi) - \frac{\mathrm{i}}{g}(\partial_\mu U(\xi))U^{-1}(\xi) \tag{1.13}$$

$$\mathrm{B}'_\mu \;=\; \mathrm{B}_\mu \tag{1.14}$$

con lo cual desaparecen los tres campos de Higgs no físicos $\vec{\xi}(x)$. Estas transformaciones han de aplicarse sobre la suma de las Lagrangianas 1.2 y 1.6: $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{bos.} + \mathcal{L}_{ferm.} + \mathcal{L}_{SBS}$. Al final del proceso, tres de los cuatro bosones *gauge* adquieren masa al absorber cada uno de los tres grados de libertad eliminados del campo de Higgs, gracias a los acoplamientos entre los bosones *gauge* y el campo Φ presentes en la componente cinética de la Lagrangiana 1.6:

$$(\mathcal{D}_\mu\Phi)^\dagger(\mathcal{D}^\mu\Phi) \;=\; \frac{\upsilon^2}{8}[\mathrm{g}^2(W_{1\mu}^2 + W_{2\mu}^2) + (\mathrm{g}W_{3\mu} - \mathrm{g}'B_\mu)^2] \tag{1.15}$$

Por otro lado, el vacío de la teoría debe ser eléctricamente neutro, razón por la que no existe ningún acoplamiento entre el fotón y el campo de Higgs, $\mathrm{h}(x)$, de forma que aquél mantiene una masa nula. Al final, se obtiene tres bosones *gauge* masivos ($\mathrm{W}_\mu^\pm$, Z_μ), un bosón *gauge* sin masa (A_μ) y un escalar con masa (h), por lo que aun se tienen 12 grados de libertad[6].

Los estados físicos de los bosones *gauge* se expresan entonces en función de los estados originales y del ángulo de mezcla electrodébil θ_W:

$$\mathrm{W}_\mu^\pm \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{W}_\mu^1 \mp \mathrm{W}_\mu^2) \tag{1.16}$$

$$\mathrm{Z}_\mu \;=\; \cos\theta_\mathrm{W}\mathrm{W}_\mu^3 - \sin\theta_\mathrm{W}\mathrm{B}_\mu \tag{1.17}$$

$$\mathrm{A}_\mu \;=\; \sin\theta_\mathrm{W}\mathrm{W}_\mu^3 + \cos\theta_\mathrm{W}\mathrm{B}_\mu \tag{1.18}$$

[6]Del mismo modo que en la nota anterior:
$12 = 3(\text{vectoriales masivos}) \times 3 + 1(\text{vectorial sin masa}) \times 2 + 1(\text{escalar})$

El ángulo de mezcla θ_{W}, se define en función de las constantes de acoplamiento débil, g, y electromagnética, g$'$, según:

$$\tan\theta_{\mathrm{W}} \equiv \frac{\mathrm{g}'}{\mathrm{g}} \tag{1.19}$$

Las predicciones de las masas de los bosones a nivel de árbol son:

$$\mathrm{M_W} = \frac{1}{2}\mathrm{g}\upsilon \tag{1.20}$$

$$\mathrm{M_Z} = \frac{1}{2}\upsilon\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2} \tag{1.21}$$

donde (e es la carga eléctrica del electrón):

$$\mathrm{g} = \frac{e}{\sin\theta_{\mathrm{W}}} \tag{1.22}$$

$$\mathrm{g}' = \frac{e}{\cos\theta_{\mathrm{W}}} \tag{1.23}$$

La masa del bosón de Higgs se expresa en función de λ y del valor de la escala de ruptura de simetría, υ como:

$$\mathrm{m_H^2} = 2\lambda\upsilon^2 \tag{1.24}$$

La medida de la anchura parcial de la desintegración $\mu^- \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_{\mathrm{e}}\mathrm{e}^-$ a bajas energías en el SM permite calcular la constante de Fermi $\mathrm{G_F}$ con gran precisión. Y puesto que $\upsilon = (\sqrt{2}\mathrm{G_F})^{-\frac{1}{2}}$, se obtiene un valor de $\upsilon = 246\ GeV$. No obstante el valor de λ es desconocido y por tanto la masa del bosón de Higgs en el SM es un parámetro libre de la teoría.

Análogamente al caso de los bosones *gauge*, los fermiones adquieren masa mediante los denominados acoplamientos de Yukawa, que se introducen a través de una serie de nuevos términos en la Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{YW} = \lambda_{\mathrm{e}}\bar{\ell}_L\Phi\mathrm{e}_R + \lambda_{\mathrm{u}}\bar{\mathrm{q}}_L\tilde{\Phi}\mathrm{u}_R + \lambda_{\mathrm{d}}\bar{\mathrm{q}}_L\Phi\mathrm{d}_R + \mathrm{h.c.} + 2^{\underline{\mathrm{a}}}\ \mathrm{y}\ 3^{\underline{\mathrm{a}}}\ \mathrm{familias} \tag{1.25}$$

donde:

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \mathrm{e} \\ \nu_{\mathrm{e}} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \tag{1.26}$$

$$\mathrm{q}_L = \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}_L \tag{1.27}$$

Las constantes $\lambda_{\rm e}, \lambda_{\rm u}, \lambda_{\rm d}$,... son parámetros libres desconocidos de la teoría (los acoplamientos de Yukawa).

Del mismo modo que antes, se aplica la transformación sobre la parte levógira de los fermiones, mientras que la parte dextrógira no se transforma:

$$\ell'_L = U(\xi)\ell_L; \qquad {\rm e}'_R = {\rm e}_R \tag{1.28}$$

$$
{\rm q}'_L = U(\xi)q_L; \qquad {\rm u}'_R = {\rm u}_R;\ {\rm d}'_R = {\rm d}_R \tag{1.29}$$

Y finalmente se obtienen las masas de los fermiones según:

$$
\begin{aligned}
{\rm m_e} &= \lambda_{\rm e}\frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \\
{\rm m_u} &= \lambda_{\rm u}\frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \\
{\rm m_d} &= \lambda_{\rm d}\frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \\
&...
\end{aligned}
$$

Es conveniente hacer notar en este punto, que la determinación de la masa del bosón de Higgs, no explica directamente las masas fermiónicas ya que dependen de las nuevas constantes $\lambda_{\rm e}, \lambda_{\rm u}, \lambda_{\rm d}$, ... Por otro lado, se deduce también el valor de los acoplamientos del bosón de Higgs con los distintos fermiones y bosones, los cuales son proporcionales a las constantes de acoplamiento *gauge* y a la masa de cada partícula.

1.1.4 Ruptura dinámica de simetría: una alternativa

Alternativamente la ruptura de simetría podría generarse dinámicamente por nuevas fuerzas fuertes en la escala $\Lambda \sim 1$ TeV. Sin embargo, aún no se ha formulado ningún modelo válido de este tipo que proporcione una descripción satisfactoria del sector fermiónico y reproduzca la elevada precisión de las medidas electrodébiles.

1.2 El bosón de Higgs en el SM

Aunque la masa del bosón de Higgs es una de los parámetros libres del SM y no podrá ser determinado hasta que se descubra, la mayoría de las propiedades y fenomenología asociada a dicho bosón viene determinada por el modelo. Dadas las características del acelerador LEP y el detector DELPHI, las búsquedas del Higgs en LEP2 se han centrado en la región de masas entre 60 y 115 GeV/c^2.

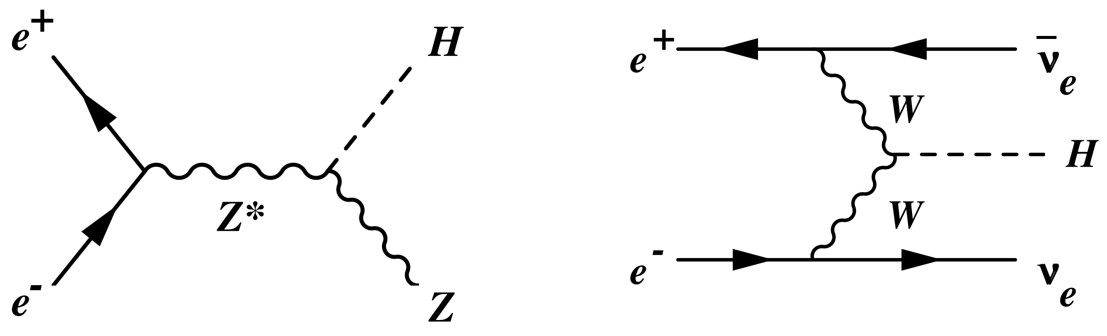


Figura 1.2: *Diagramas de producción del bosón Higgs en el SM. A la izquierda el* Higgs-strahlung. *A la derecha la fusión* W^+W^-.

1.2.1 Mecanismos de producción en LEP2

El mecanismo de producción dominante para el SM dentro del rango de energías de LEP2 es el denominado *Higgs-strahlung* (ver figura 1.2 izquierda) en el cual el bosón de Higgs es radiado por un bosón Z^0 virtual [6]. La sección eficaz, a nivel de árbol, para este proceso puede escribirse de la siguiente forma [7]:

$$\sigma(e^+e^- \to Z^0H) = \frac{G_F{}^2 m_Z^4}{96\pi s}(2 - 8\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W)\lambda^{\frac{1}{2}}\frac{\lambda + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2} \quad (1.30)$$

$$\lambda = \left(1 - \frac{m_H^2}{s} - \frac{m_Z^2}{s}\right)^2 - \frac{4m_H^2 m_Z^2}{s^2} \quad (1.31)$$

siendo s el cuadrado de la energía de centro de masas. Las correcciones radiativas son bien conocidas y pueden encontrarse por ejemplo en [7]. En la figura 1.3 se observa cómo la sección eficaz disminuye monótonamente desde aproximadamente 1 pb para un bosón de Higgs cuya masa sea de $\sim$65 GeV/c^2, hasta valores muy pequeños para masas del Higgs próximas al límite cinemático $m_Z + m_H$ (p.ej. m_h=115 GeV/c^2para $\sqrt{s}$=206.5 GeV).

El otro mecanismo importante de producción del bosón de Higgs es la fusión W^+W^- [8] (ver figura 1.2 derecha). No obstante la sección eficaz para este proceso está dos órdenes de magnitud por debajo de la del *Higgs-strahlung* en LEP2, excepto en el extremo del espacio de fases para el *Higgs-strahlung* donde ambos son muy pequeños.

La comparación entre ambos procesos puede verse en la figura 1.4, donde sólo se incluye para el *Higgs-strahlung* el caso en que el $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$.

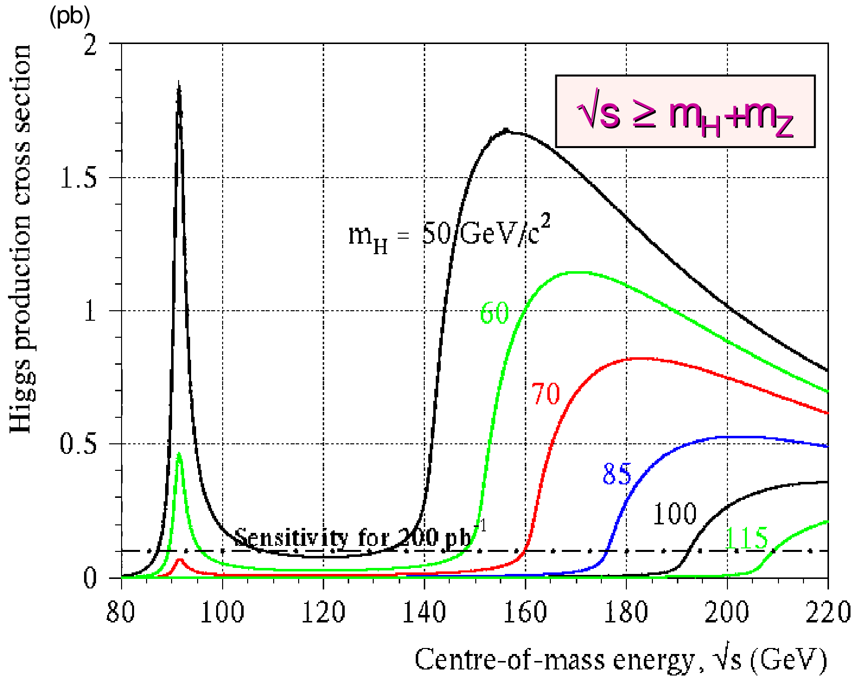


Figura 1.3: *Secciones eficaces de* Higgs-strahlung *en función de la energía en centro de masas para seis valores distintos de la masa del Higgs.*

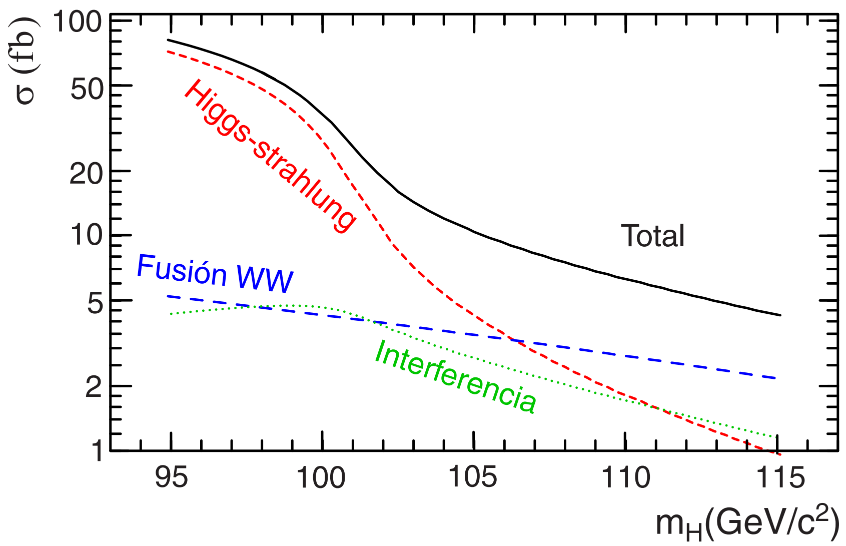


Figura 1.4: *Comparación entre las secciones eficaces de los procesos de* Higgs-strahlung *y fusión* W^+W^-*en función de la masa del bosón de Higgs para el caso* $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ *y* $\sqrt{s} = 192\,$ GeV. *La línea sólida representa la sección eficaz total incluyendo los términos de interferencia.*

1.2.2 Modos de desintegración en LEP2

La anchura total de desintegración del bosón de Higgs en el SM es extremadamente reducida: $\Gamma_{\mathrm{H}} < 3$ MeV para $\mathrm{m_H}$ en el rango de masas visible por LEP2, y no puede, por tanto, resolverse experimentalmente. Para valores superiores de $\mathrm{m_H}$ las desintegraciones en pares de $\mathrm{W}^{\pm}$ y Z^0 hacen que su valor aumente. La figura 1.5 muestra la variación de la $\Gamma(\mathrm{H})$ para un amplio rango de masas.

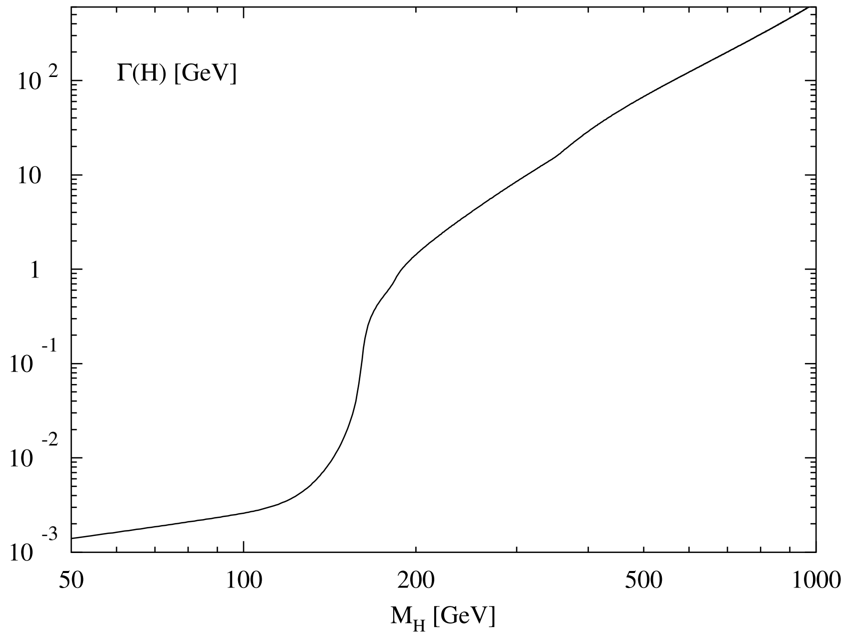


Figura 1.5: *Anchura total de desintegración del bosón de Higgs en el SM en función de su masa [9]. Se han incluido todas las correcciones importantes a ordenes altos.*

Como se ha visto en la sección 1.1.3, los acoplamientos del bosón de Higgs quedan determinados en el SM por constantes fundamentales. A partir de ellas se pueden calcular las anchuras parciales de desintegración del mismo a distintos pares de partículas (ver figura 1.6):

- Fermiones: f.

$$\Gamma(\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{f\bar{f}}) \quad = \quad \frac{N_c \mathrm{g}^2 \mathrm{m_f}^2}{32\pi \mathrm{M_W^2}} \beta^3 \mathrm{m_H} + \text{correcciones radiativas} \tag{1.32}$$

donde $\beta = \sqrt{1 - 4\mathrm{m_f^2}/\mathrm{m_H^2}}$ y $N_c = 1(3)$ para leptones (quarks).

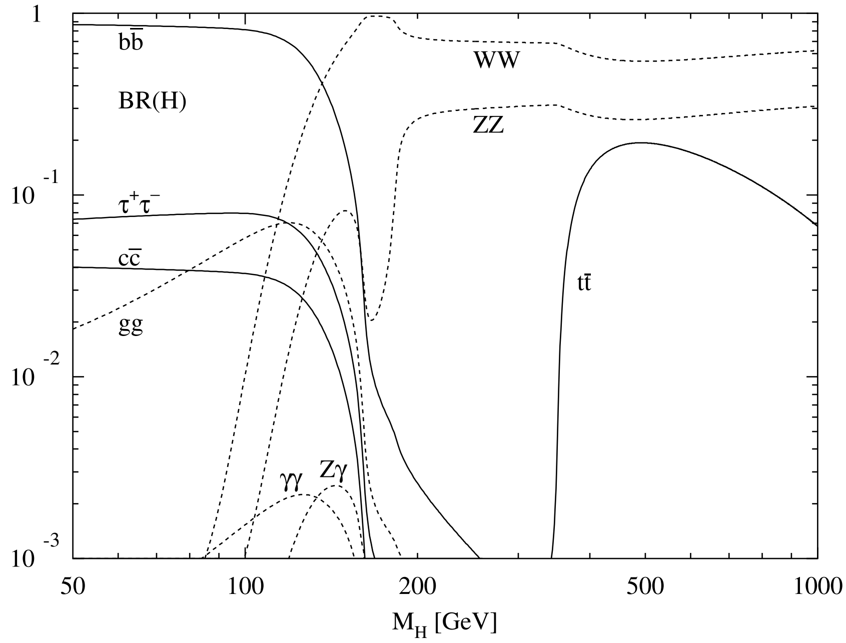


Figura 1.6: *Fracciones de desintegración dominantes del bosón de Higgs en el SM en función de la masa del mismo [9]. Se han incluido todas las correcciones importantes a ordenes altos.*

- Bosones vectoriales: $\mathrm{W}^{\pm}$.

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{WW}^*) = \frac{3(1-8x+20x^2)}{\sqrt{4x-1}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) \tag{1.33}$$

$$-\frac{1-x}{2x}(2-13x+47x^2) \tag{1.34}$$

$$-\frac{3}{2}(1-6x+4x^2)\log(x) \tag{1.35}$$

donde:

$$x = \frac{4\mathrm{M}_\mathrm{W}^2}{\mathrm{m}_\mathrm{H}^2} \tag{1.36}$$

- Fotones: No existe a nivel árbol y debe realizarse a través de lazos internos.

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 \mathrm{g}^2}{1024\pi^3} \frac{\mathrm{m}_\mathrm{H}^3}{\mathrm{M}_\mathrm{W}^2} \left| \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i \right|^2 \tag{1.37}$$

donde i itera sobre fermiones y bosones, N_{ci} es la multiplicidad de color para la partícula correspondiente y F_i es una cierta función de $4\mathrm{m}_i^2/\mathrm{m}_\mathrm{H}^2$ y del espín.

- Gluones: Tampoco existe a nivel árbol y debe realizarse a través de lazos internos que incluyan quarks.

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{gg}) \;=\; \frac{\alpha_s^2 \mathrm{g}^2}{128\pi^3} \frac{\mathrm{m_H^3}}{\mathrm{M_W^2}} \left| \sum_i \tau_i \Big[1 + (1-\tau_i) f(\tau_i) \Big] \right|^2 \tag{1.38}$$

donde i itera sobre los quarks y $\tau_i = 4\mathrm{m}_i^2/\mathrm{m_H^2}$.

Para un bosón de Higgs en el rango de masas accesible en LEP2 (entre 60 y 120 GeV/c^2), el modo de desintegración dominante de la partícula de Higgs es $\mathrm{H^0 \to b\bar{b}}$ (aproximadamente un 84% de los casos). El siguiente canal importante de desintegración es el $\tau^+\tau^-$ ($\sim$ 8%). Otros canales como el $\mathrm{c\bar{c}}$ ($\sim$ 3%) o el gg (el resto) toman valores aún más bajos. La desintegración a $\mathrm{WW^{(*)}}$ adquiere cierta importancia para masas del Higgs superiores a $\sim$110 GeV/c^2. La figura 1.7 representa las fracciones de desintegración más importantes del bosón de Higgs en el rango de masas accesible en LEP2, incluyendo sus incertidumbres teóricas.

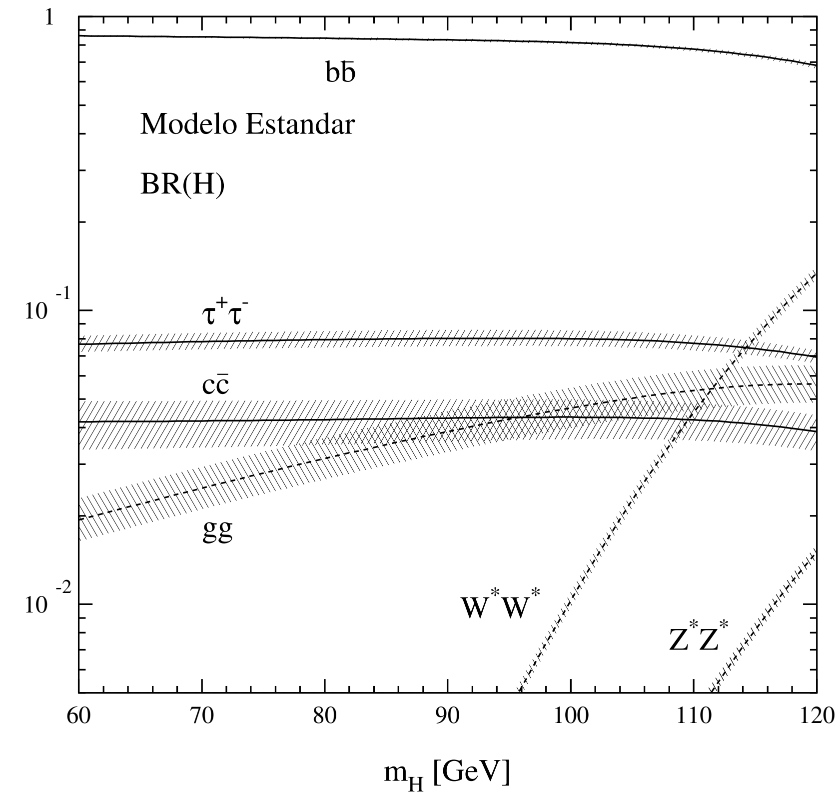


Figura 1.7: *Fracciones de desintegración del bosón Higgs en el SM en el rango de masas accesible en LEP2.*

1.2.3 Límites en la masa del bosón de Higgs en el SM

Aunque en el SM la masa del bosón de Higgs es un parámetro libre, el requerimiento de que la teoría conserve su validez permite establecer ciertos límites basados en argumentos teóricos. Por otro lado medidas de distintos observables cuyo valor está influenciado por el valor de $\mathrm{m_H}$, pueden ayudar a definir el rango de masas en el cual se encuentra el Higgs.

Argumentos Teóricos

Los argumentos teóricos utilizados para imponer límites sobre los valores de la masa del bosón de Higgs, son básicamente de tres tipos:

- Trivialidad: Puesto que la constante de autoacoplamiento del bosón de Higgs, λ, evoluciona con la energía según las ecuaciones del grupo de renormalización, es necesario que mantenga un valor no divergente hasta la escala en que el SM deja de ser válido, $\Lambda < \mathrm{M_{Planck}}$. De lo contrario, se tendría que $\lambda(\upsilon) = 0$ a energías pequeñas, dando lugar a una teoría en la cual las partículas no interaccionan y que, por tanto, es 'trivial'. Para una determinada escala de energía, Q, se tiene que:

$$\lambda(Q) \quad = \quad \frac{\lambda(\upsilon)}{1 - \frac{3\lambda(\upsilon)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{Q^2}{\upsilon^2}\right)} \tag{1.39}$$

  Teniendo en cuenta la relación 1.24 se puede establecer un límite superior a la masa del Higgs en función del parámetro de nueva física, que ocurrirá cuando $\lambda(\Lambda) = 0$. En ese caso se obtiene la relación:

$$\mathrm{m_H^2} \quad < \quad \frac{8\pi^2\upsilon^2}{3\ln\left(\frac{\Lambda^2}{\upsilon^2}\right)} \tag{1.40}$$

  Se puede hacer un cálculo similar de las ecuaciones del grupo de renormalización a un lazo, donde se incluya el sector escalar, el sector de los bosones *gauge* y se restrinja el sector fermiónico a la tercera generación (los más pesados). Si se requiere que la teoría sea perturbativa y por tanto que todos los acoplamientos sean suficientemente pequeños para cualquier energía por debajo de una cierta escala, se pueden extraer límites superiores a la masa del Higgs. En la figura 1.8 pueden observarse éstos en función de Λ y $\mathrm{m_t}$.

  Conviene notar que el valor máximo de $\mathrm{m_H}$ aumenta si Λ disminuye. Sin embargo, como $\mathrm{m_H}$ debe permanecer por debajo de Λ, se deduce un límite de unos pocos TeV/c^2 para la masa del Higgs.

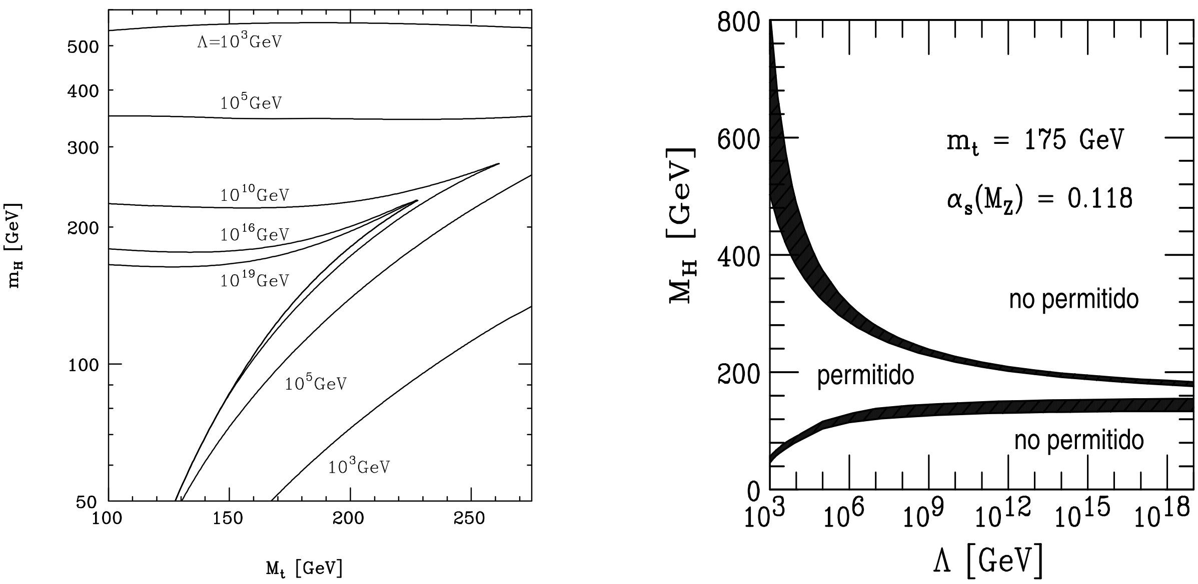


Figura 1.8: *Límites teóricos para la masa del Higgs del SM, obtenidos a partir de los requerimientos de trivialidad y estabilidad del vacío. Λ indica la escala de energías a la cual el Higgs comienza a interactuar fuertemente. Las bandas negras de la figura de la derecha reflejan las incertidumbres teóricas asociadas con la solución de las ecuaciones del grupo de renormalización*

Por otro lado, el descubrimiento del bosón de Higgs del SM en LEP2 o el Tevatron, indicaría la existencia de nueva física por debajo de $\Lambda = 10$ TeV. Una evaluación reciente [10] sugiere los siguientes límites:

$$\begin{array}{lllllll} \mathrm{m_H} & < & 180\ \mathrm{GeV}/c^2 & \quad & \Lambda & \sim & \mathrm{M_{Planck}} \\ \mathrm{m_H} & < & 0.5 - 0.8\ \mathrm{TeV}/c^2 & \quad & \Lambda & \sim & 1\,\mathrm{TeV} \end{array}$$

- Estabilidad del vacío: Si se considera v como la escala a la que se produce la ruptura de simetría electrodébil, el potencial de auto-interacción del bosón de Higgs (ecuación 1.7) a esa escala debe verificar: $V(v) < V(0)$.

  En principio, las correcciones cuánticas podrían desestabilizar el vacío asimétrico y transformarlo en un vacío simétrico donde no existiera la ruptura espontánea de simetría. La exigencia de estabilidad del vacío impone un límite inferior en $\mathrm{m_H}$, el cual depende de manera crucial tanto de la masa del quark top como de la escala de energías Λ a la cual el modelo se rompe y aparece nueva física [11]. En la figura 1.8 pueden verse estos límites inferiores junto con los límites superiores que se deducen del problema de trivialidad.

La relación para el cálculo a un lazo viene dada por:

$$m_H^2 > \frac{3}{16\pi^2 \upsilon^2}(2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4)$$

lo que significa que el límite desaparece para $m_t > 78$ GeV/c^2. Sin embargo la medida directa de la masa del quark top, sitúa su valor por encima de los 175 GeV/c^2, y consecuentemente se desvanecería la posibilidad de establecer de este modo un límite inferior a m_H. No obstante si se realiza un estudio más detallado, incluyendo cálculos a 2 lazos y exigiendo la estabilidad del vacío hasta energías del orden de $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV, se obtiene:

$$\begin{array}{lllcll} m_H & > & 132\ \mathrm{GeV}/c^2 & \quad & \Lambda & \sim & M_{GUT} \\ m_H & > & 55\ \mathrm{GeV}/c^2 & \quad & \Lambda & \sim & 1\,\mathrm{TeV} \end{array}$$

para m_t= 170 GeV/c^2 y α_s= 0.117, con una incertidumbre de entre 5 y 10 GeV/c^2 a causa de las correspondientes incertidumbres en los valores de m_t y α_s.

Es interesante destacar que el límite inferior para la masa del bosón de Higgs desaparece cuando se introducen dos dobletes de campos de Higgs, en lugar de uno solo.

- Unitariedad: Otra forma de restringir la masa del Higgs es exigiendo que el sector de Higgs interaccione débilmente, lo que equivale a pedir que la teoría de perturbaciones sea aplicable y, por tanto, que se conserve la unitariedad [12]. En ausencia de campos escalares fundamentales (el bosón de Higgs) se observa que las amplitudes para los procesos de dispersión elástica de bosones *gauge* masivos polarizados longitudinalmente, como por ejemplo $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$, divergen cuadráticamente con la energía al hacer el cálculo perturbativo, de modo que, a energías del orden de los TeV, el proceso violaría la unitariedad. El problema se resuelve añadiendo los diagramas que incluyen el bosón de Higgs.

  Sin embargo, el problema aparece de nuevo si el Higgs se hace demasiado pesado. En el caso en el que el límite es más restrictivo, se tiene que:

$$m_H^2 < \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \simeq (700\ \mathrm{GeV}/c^2)^2$$

  Conviene señalar que este resultado no significa que no pueda haber un bosón de Higgs más pesado, sino que para valores superiores la aproximación perturbativa deja de tener validez y se debe recurrir a técnicas no perturbativas.

Medidas de Precisión

Como se ha visto, la teoría estándar de la interacción electrodébil es una teoría cuántica de campos invariante *gauge*. La posibilidad de realizar cálculos perturbativos, una de las propiedades más importantes de la teoría, sobre los observables en función de unos pocos parámetros iniciales se basa fundamentalmente en la renormalizabilidad de este tipo de teorías [13].

En el sector electrodébil del SM se necesitan básicamente tres parámetros. Se suele escoger la constante de estructura fina, α_{em}, la constante de Fermi, $\mathrm{G_F}$, y la masa del bosón Z^0, $\mathrm{m}_{\mathrm{Z}}^0$, puesto que se pueden determinar con una precisión muy elevada a partir de los experimentos. En la expansión de los diagramas de Feynman de la amplitud de dispersión de cualquier proceso los términos a alto orden aparecen como nuevos lazos que incluyen todo tipo de partículas.

La renormalizabilidad del SM asegura que se mantenga su poder de predicción a órdenes altos. Los términos a orden alto no son más que los efectos cuánticos de la teoría electrodébil. Las correcciones cuánticas (o correcciones radiativas) contienen tanto los autoacoplamientos de los bosones vectoriales como los acoplamientos de éstos con el bosón de Higgs y el quark top, y proporcionan la base teórica para la realización de tests de precisión electrodébiles.

Por tanto si el SM es válido, la presencia del bosón de Higgs en las contribuciones de lazo para los observables electrodébiles sirve como prueba indirecta de su rango de masa cuando se compara con experimentos de precisión.

Así, por ejemplo, la constante $\mathrm{G_F}$ puede escribirse en función de la constante de acoplamiento débil, g, y de la masa del W. En primer orden, toma la forma:

$$\frac{\mathrm{G_F}}{\sqrt{2}} = \frac{\mathrm{g}^2}{8\mathrm{M}_{\mathrm{W}}^2} \tag{1.41}$$

Si se sustituye g y $\mathrm{M_W}$ por la constante de estructura fina, α_{em}, el ángulo de mezcla electrodébil, θ_{W} y la masa del bosón Z^0, la relación anterior puede reescribirse como:

$$\frac{\mathrm{G_F}}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha_{\mathrm{em}}}{\sin^2 2\theta_{\mathrm{W}}\mathrm{M}_{\mathrm{Z}}^2}[1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_{\mathrm{H}}] \tag{1.42}$$

donde las correcciones radiativas están incluidas en los términos entre corchetes:

- Δr_α: Describe la diferencia de evaluar la constante de estructura fina a la escala $\sqrt{s} = \mathrm{M_Z}$ y a $\sqrt{s} = 0$.

- Δr_t: Representa las contribuciones radiativas del quark top (y del bottom) a las masas de los bosones $W^{\pm}$ y Z^0, las cuales dependen cuadráticamente de la masa del top.

- $\Delta r_{\rm H}$: Expresa, de manera parecida a Δr_t, la contribución del bosón de Higgs a las masas de los bosones vectoriales, aunque en este caso la dependencia es solamente logarítmica. Este término puede escribirse a primer orden y para la situación en que $m_{\rm H}^2 \gg M_{\rm W}^2$ como:

$$\Delta r_{\rm H} = \frac{G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2}\frac{11}{3}\left[\log\frac{m_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right] \qquad (m_H^2 \gg M_W^2) \tag{1.43}$$

Resultados de las medidas de precisión: Aunque la sensibilidad al bosón de Higgs es sólo logarítmica, la elevada precisión que se va alcanzando para los observables electrodébiles (superiores al uno por mil en muchos casos) permite extraer límites relevantes en la masa del Higgs. Si se combinan las medidas realizadas por los cuatro experimentos de LEP, además de SLD, CDF y D0, y se realiza un ajuste a estos datos, la masa del bosón de Higgs puede extraerse del mínimo del χ^2 de este ajuste [14].

De este modo se obtiene:

$$m_H = 85^{+54}_{-34}\ \mathrm{GeV}/c^2 \tag{1.44}$$

En la figura 1.9 se muestra $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ en función de $m_{\rm H}$. El límite superior para $m_{\rm H}$ al 95% de nivel de confianza es [14]:

$$m_H < 196\ \mathrm{GeV}/c^2 \tag{1.45}$$

Sin embargo, de este ajuste a 20 parámetros se obtiene un χ^2 de 29 para 15 grados de libertad, lo que para algunos autores supone un ajuste “pobre” e inapropiado para deducir de el tal limite [15].

Por otro lado, de la búsqueda directa de esta partícula con los datos de LEP se obtiene un límite inferior de 114.4 GeV/c^2, valor que se encuentra bastante alejado del obtenido por medio del ajuste pero dentro del error y compatible con el límite (1.45).

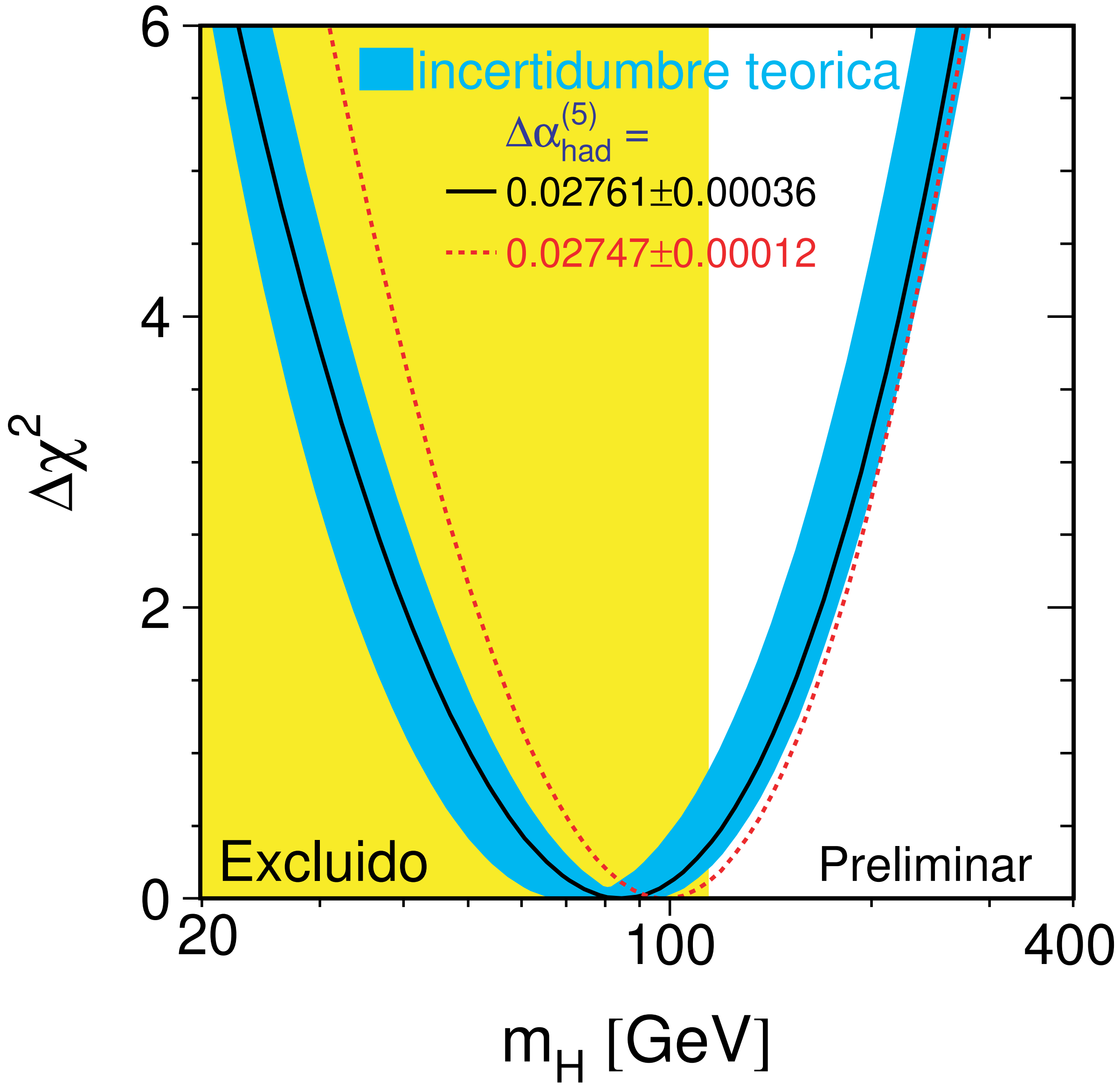


Figura 1.9: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ *en función de* $\mathrm{m_H}$ *calculado a partir de medidas de precisión electrodébiles. La banda sombreada es una estimación del error teórico debido a las correcciones de alto orden que no se están incluidas. La banda vertical muestra la región excluida para un 95% de nivel de confianza por búsqueda directa.*

1.3 Supersimetría

A pesar del gran éxito del SM con un solo doblete de Higgs, no se espera que sea la teoría definitiva responsable de la ruptura de simetría electrodébil. Son bien conocidos los problemas de naturalidad[7] y de las jerarquías.

Si se supone que el SM está incluido en una estructura más fundamental caracterizada por una escala de energías mucho mayor (como, por ejemplo, la escala de Planck, necesaria en cualquier teoría de partículas e interacciones que incluya la gravedad), el bosón de Higgs tenderá, debido a las correcciones radiativas, a adquirir una masa del orden de la mayor escala de energías. Sólo por medio de un ajuste muy fino de los parámetros del potencial de Higgs se puede lograr de forma "no natural" la jerarquía entre la escala de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV) y la escala de ruptura de simetría electrodébil (~ 246 GeV).

Mientras que el SM no posee ningún mecanismo capaz de solucionar estos problemas, las teorías supersimétricas[8] tienen el potencial para ello. La supersimetría es una simetría que relaciona las masas y acoplamientos de partículas de distinto espín.

En una teoría SUSY, el tamaño de las correcciones radiativas a las masas de las partículas escalares está controlado por la cancelación exacta de las contribuciones cuadráticamente divergentes de los lazos de partículas y de sus compañeras supersimétricas. Puesto que la supersimetría no es una simetría exacta a bajas energías, la cancelación debe ser incompleta y la masa del Higgs recibirá contribuciones limitadas por la extensión de la ruptura de supersimetría.

Para resolver los problemas de naturalidad y jerarquía, se requiere que la escala de ruptura de supersimetría no exceda de $\mathcal{O}(1$ TeV). Estas teorías supersimétricas de "baja energía" son especialmente interesantes, ya que proporcionan el principal marco teórico en el cual se pueden resolver los problemas de naturalidad y jerarquía manteniendo los bosones de Higgs como verdaderas partículas elementales de espín 0 que interaccionan débilmente.

1.3.1 Unificación de las constantes de acoplamiento *gauge*

Un dato que impulsa a considerar seriamente la opción supersimétrica proviene de la aparente convergencia, a energías muy altas , de las tres constantes de acoplamiento de las interacciones fundamentales [16].

[7] Las correcciones radiativas del propagador del bosón de Higgs generan de manera natural una divergencia cuadrática en la masa del Higgs en función del parámetro Λ.

[8] Abreviadas comúnmente como teorías SUSY

En el SM basado en los grupos $\mathrm{SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y}$ se suelen escoger las constantes de acoplamiento definidas como:

$$\alpha_1 = \frac{5}{3}\frac{\mathrm{g}'^2}{4\pi} \tag{1.46}$$

$$\alpha_2 = \frac{\mathrm{g}^2}{4\pi} \tag{1.47}$$

$$\alpha_3 = \frac{\mathrm{g_s^2}}{4\pi} \tag{1.48}$$

donde $\mathrm{g_s}$ es la constante de acoplamiento del grupo $\mathrm{SU(3)_C}$. El valor de estas constantes evoluciona con la energía según las ecuaciones del grupo de renormalización. La evolución a un lazo se expresa como:

$$\frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{1}{\alpha_i(\mathrm{M_Z})} - \frac{b_i}{2\pi}\ln\left(\frac{\mu}{\mathrm{M_Z}}\right) \qquad i = 1, 2, 3 \tag{1.49}$$

donde μ es la energía a la que se evalúan los acoplamientos. Los coeficientes toman en el SM los siguientes valores:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -22/3 \\ -11 \end{pmatrix} + N_{fam}\begin{pmatrix} 4/3 \\ 4/3 \\ 4/3 \end{pmatrix} + N_{Higgs}\begin{pmatrix} 1/10 \\ 1/6 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.50}$$

donde N_{fam} representa el número de familias (en general $N_{fam} = 3$) y N_{Higgs} indica el número de dobletes de Higgs de la teoría (para el SM mínimo $N_{Higgs} = 1$).

Los correspondientes coeficientes b_i para la extensión supersimétrica toman la forma:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -6 \\ -9 \end{pmatrix} + N_{fam}\begin{pmatrix} 2 \\ 2 \\ 2 \end{pmatrix} + N_{Higgs}\begin{pmatrix} 3/10 \\ 1/2 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.51}$$

donde, en el caso de la mínima extensión supersimétrica del SM, $N_{Higgs} = 2$.

Del mismo modo se puede refinar el cálculo, incluyendo las contribuciones a 2 lazos [16]. La extrapolación de las medidas experimentales de cada α_i en el caso del SM puede verse en la parte superior de la figura 1.10. Como puede observarse, las tres constantes de acoplamiento no convergen a un único valor a ninguna escala. Sin embargo, la extrapolación en el caso de teorías SUSY (ver la parte inferior de la figura 1.10) puede converger a escalas de $\mathrm{M_{GUT}}$.

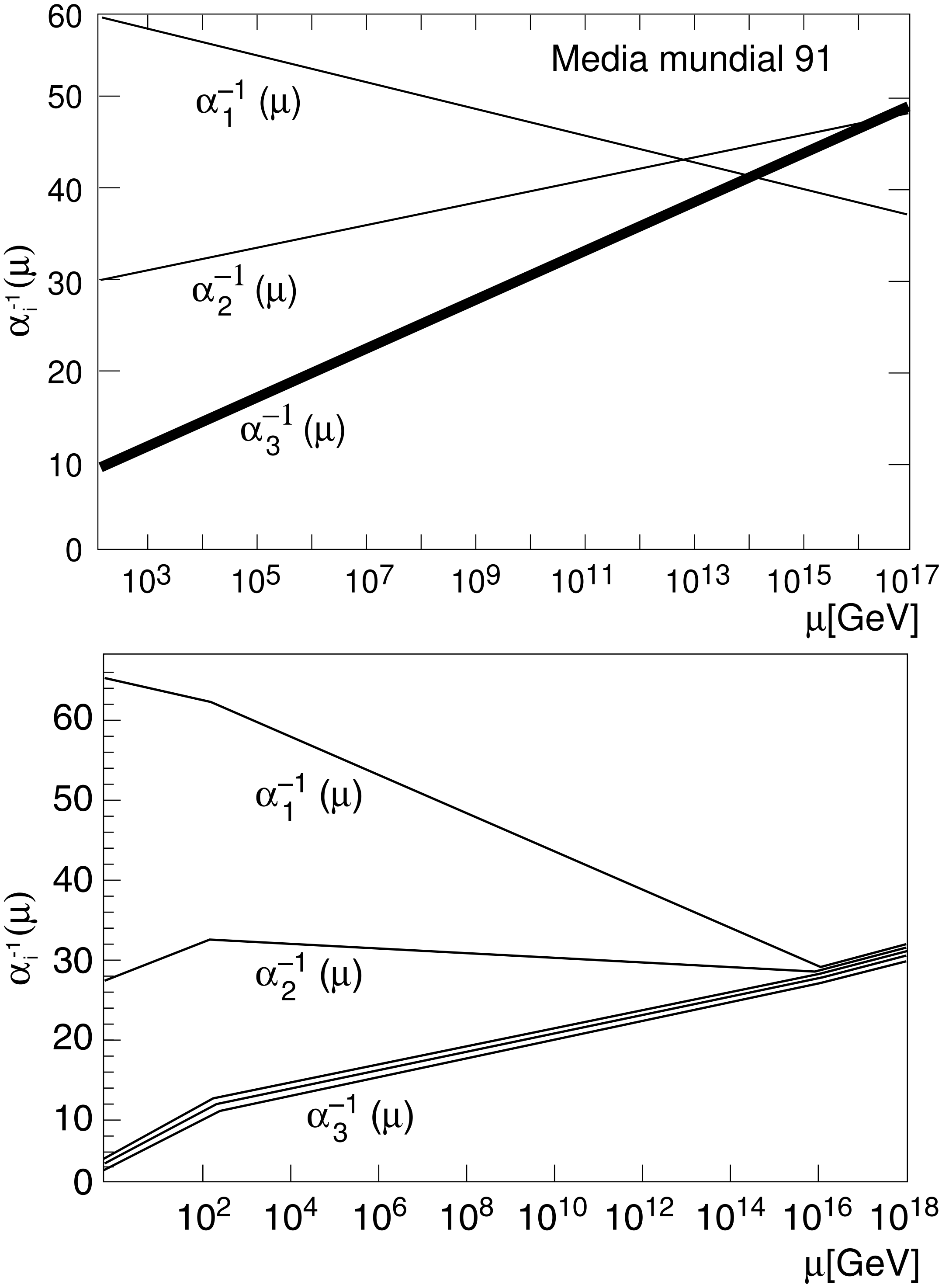


Figura 1.10: *Evolución de las constantes de acoplamiento para el SM (arriba) y para SUSY (abajo)*

1.3.2 Partículas y s-partículas

La supersimetría [17, 18] es una simetría relativista que relaciona los bosones con los fermiones por medio de cargas de espín $\frac{1}{2}$. La finalidad de las teorías SUSY es describir de forma coherente la gravitación cuántica y unificar las cuatro fuerzas fundamentales. La supersimetría es, además, un ingrediente básico de las teorías de cuerdas, las cuales son posiblemente los mejores candidatos a una "teoría de todo".

En los modelos supersimétricos mínimos, a cada partícula estándar se le asocia una nueva partícula supersimétrica, doblando así el numero total de partículas elementales. La experiencia muestra sin embargo que la Naturaleza no es supersimétrica. No existen por ejemplo partículas de espín 0 con la masa del electrón. Así mismo, si el muón y su semejante supersimétrico tuviesen la misma masa, el momento magnético anómalo del muon sería cero, lo cual se contradice con las medidas experimentales de esta magnitud.

A lo sumo la supersimetría debe ser una simetría rota. En este caso, los bosones y fermiones de un multiplete tendrían masas distintas. Sin embargo, la tentativa de relacionar entre sí las partículas conocidas mediante transformaciones de supersimetría se muestran inútiles. La única posibilidad es asociar a las partículas conocidas otras nuevas partículas supersimétricas que deberán ser descubiertas. El mínimo contenido de campos necesario para que la supersimetría esté de acuerdo con los datos experimentales actuales se puede observar en la tabla 1.3 donde se presentan los fermiones y bosones *gauge*, junto con sus compañeros supersimétricos, los sfermiones y los *gauginos* respectivamente.

espín 0		espín $\frac{1}{2}$		espín 1	
Nombre	Símbolo	Nombre	Símbolo	Nombre	Símbolo
squarks	$\widetilde{\mathrm{q}}$	quark	q		
sleptones	$\widetilde{\ell}$	leptón	ℓ		
		gluino	$\widetilde{\mathrm{g}}$	gluón	g
		winos	$\widetilde{\mathrm{W}}^{\pm}$	bosones W	$\mathrm{W}^{\pm}$
		zino	$\widetilde{\mathrm{Z}}^0$	bosón Z	Z^0
		fotino	$\widetilde{\gamma}$	fotón	γ
bosones de Higgs	H_j	higgsinos	$\widetilde{H}_j$		

Tabla 1.3: *Bosones* gauge *y correspondientes compañeros supersimétricos en el MSSM*

En el sector de los squarks, los estados propios de masa $\widetilde{\mathrm{t}}_1$ y $\widetilde{\mathrm{t}}_2$ resultan de la mezcla de los estados propios de quiralidad ($\widetilde{\mathrm{t}}_L$ $\widetilde{\mathrm{t}}_R$). Las partículas supersimétricas finales de espín $\frac{1}{2}$ son, a su vez, mezclas de gauginos y higgsinos (charginos en el caso de estados cargados y neutralinos para estados neutros).

1.3.3 El Modelo Supersimétrico Mínimo, MSSM

La extensión supersimétrica mínima del Modelo Estándar (MSSM) consiste en tomar el SM como se conoce hoy en día y añadir los correspondientes compañeros supersimétricos. Además, el MSSM debe poseer dos dobletes de Higgs para poder dar masa a los fermiones tipo quarks *up* y *down* de una forma consistente con la supersimetría. Debido a su consistencia y simplicidad, no es ilógico considerar al MSSM como una de las teorías candidatas para describir la física entre la escala electrodébil y la escala de gran unificación.

1.4 El Higgs en el MSSM

1.4.1 Modelo de dos dobletes de Higgs

La extensión más general del SM a dos dobletes de Higgs[9] consta de dos dobletes escalares complejos. Sean Φ_1 y Φ_2 dos campos escalares dobletes complejos de $\mathrm{SU(2)_L}$, con valores medios en el vacío υ_1 y υ_2:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

La expresión más general del potencial de Higgs renormalizable e invariante *gauge* se escribe [19]:

$$\begin{aligned} V &= \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \upsilon_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \upsilon_2^2)^2 \\ &+ \lambda_3[(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \upsilon_1^2) + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \upsilon_2^2)] \\ &+ \lambda_4[(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - (\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\ &+ \lambda_5[\Re(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \upsilon_1\upsilon_2\cos\xi]^2 \\ &+ \lambda_6[\Im(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \upsilon_1\upsilon_2\sin\xi]^2 \end{aligned} \tag{1.52}$$

Exigiendo invarianza CP y simetría *gauge* $\mathrm{U(1)_{em}}$, el mínimo del potencial se encuentra en:

$$\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon_1 \end{pmatrix} \qquad\qquad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon_2 \end{pmatrix} \tag{1.53}$$

donde los υ_i son reales. Por conveniencia, se introduce la siguiente notación:

$$\upsilon^2 \equiv \upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 = \frac{4\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{g}^2} \qquad\qquad \mathrm{t}_\beta \equiv \tan\beta \equiv \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \tag{1.54}$$

[9]Normalmente abreviado como 2HDM de su nombre en inglés: *2-Higgs Doublet Model*

De los ocho grados de libertad escalares iniciales, tres bosones de Goldstone ($\mathrm{G}^{\pm}$ y G^0) son absorbidos por los $\mathrm{W}^{\pm}$ y Z^0. Las restantes cinco partículas de Higgs físicas son: dos escalares pares-CP (h^0 y H^0, con $\mathrm{m_{h^0}} \leq \mathrm{m_{H^0}}$), un escalar impar-CP ($\mathrm{A}^0$) y un par cargado de Higgs ($\mathrm{H}^{\pm}$).

Se define el ángulo α como el ángulo de mezcla entre los dos bosones neutros pares-CP. La matriz de masas en el sector neutro se puede entonces escribir como:

$$\mathcal{M} \;=\; \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 4(\lambda_1+\lambda_3)\upsilon_1^2+\lambda_5\upsilon_2^2 & (4\lambda_3+\lambda_5)\upsilon_1\upsilon_2 \\ \\ (4\lambda_3+\lambda_5)\upsilon_1\upsilon_2 & 4(\lambda_2+\lambda_3)\upsilon_2^2+\lambda_5\upsilon_1^2 \end{pmatrix} \tag{1.55}$$

de donde se obtiene la siguiente expresión para α:

$$\tan 2\alpha \;=\; \frac{2M_{12}}{M_{11}-M_{22}} \tag{1.56}$$

La invarianza *gauge* determina la fuerza de los acoplamientos entre el Higgs y los bosones *gauge*. Así, por ejemplo, los acoplamientos entre los dos bosones de Higgs pares-CP y pares de $\mathrm{W}^{\pm}$ o Z^0 vienen dados por:

$$\mathrm{g_{h^0VV}} = \mathrm{g_V m_V}\sin(\beta-\alpha) \qquad\qquad \mathrm{g_{H^0VV}} = \mathrm{g_V m_V}\cos(\beta-\alpha) \tag{1.57}$$

donde:

$$\mathrm{g_V} \;\equiv\; \begin{cases} \mathrm{g}, & \mathrm{V=W} \\ \mathrm{g}/\cos\theta_{\mathrm{W}}, & \mathrm{V=Z^0} \end{cases}$$

O, para el caso de los acoplamientos trilineales entre un bosón *gauge* y dos bosones de Higgs:

$$\mathrm{g_{h^0A^0Z^0}} = \frac{\mathrm{g}\cos(\beta-\alpha)}{2\cos\theta_{\mathrm{W}}} \qquad\qquad \mathrm{g_{H^0A^0Z^0}} = \frac{-\mathrm{g}\sin(\beta-\alpha)}{2\cos\theta_{\mathrm{W}}} \tag{1.58}$$

En las expresiones (1.57) y (1.58) puede observarse la clara dependencia en $\sin(\beta-\alpha)$ o $\cos(\beta-\alpha)$ de forma complementaria, de donde se deduce que no todos los acoplamientos del Higgs pueden desaparecer simultáneamente. La dependencia en $\sin(\beta-\alpha)$ o $\cos(\beta-\alpha)$ se mantiene para el resto de los acoplamientos de los bosones de Higgs h^0 y H^0 a dos bosones según se observa en la siguiente tabla:

$\cos(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$
$\mathrm{H^0W^+W^-}$	$\mathrm{h^0W^+W^-}$
$\mathrm{H^0Z^0Z^0}$	$\mathrm{h^0Z^0Z^0}$
$\mathrm{Z^0A^0h^0}$	$\mathrm{Z^0A^0H^0}$
$\mathrm{W^{\pm}H^{\mp}h^0}$	$\mathrm{W^{\pm}H^{\mp}H^0}$

Los acoplamientos del Higgs a fermiones dependen del modelo elegido. No obstante, su forma suele estar determinada por las simetrías discretas que se imponen con el objeto de evitar el cambio de sabor debido a corrientes neutras a nivel de árbol por el intercambio de bosones de Higgs. Uno de los modelos de este tipo es aquél en el que un doblete de Higgs (antes de la ruptura de simetría) se acopla exclusivamente a fermiones de tipo quark *down* mientras que el otro doblete lo hace a los fermiones tipo quark *up*. Este es el modelo de acoplamientos que se encuentran en el MSSM. Así los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a pares de quarks de la tercera familia son:

$$\begin{aligned} \mathrm{h^0 t\bar{t}} &\propto \mathrm{m_t}\frac{\cos\alpha}{\sin\beta} & \qquad \mathrm{h^0 b\bar{b}} &\propto \mathrm{m_b}\frac{-\sin\alpha}{\cos\beta} \\ \mathrm{H^0 t\bar{t}} &\propto \mathrm{m_t}\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} & \qquad \mathrm{H^0 b\bar{b}} &\propto \mathrm{m_b}\frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \\ \mathrm{A^0 t\bar{t}} &\propto \mathrm{m_t}\cot\beta & \qquad \mathrm{A^0 b\bar{b}} &\propto \mathrm{m_b}\tan\beta \end{aligned}$$

1.4.2 El sector de Higgs en el MSSM

El sector de Higgs en el MSSM corresponde a un modelo de dos dobletes de Higgs con las siguientes características particulares:

- Se conserva la simetría CP
- Los términos cuadridimensionales del potencial de Higgs respetan la supersimetría
- Los acoplamientos entre el Higgs y los fermiones están restringidos, de forma que Φ_1 se acopla exclusivamente a fermiones de tipo *down* y Φ_2 a fermiones de tipo *up*.

El potencial de la expresión (1.52) debe entonces verificar las siguientes condiciones:

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= \lambda_1 \\ \lambda_3 &= \frac{1}{8}(\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2) - \lambda_1 \\ \lambda_4 &= 2\lambda_1 - \frac{1}{2}\mathrm{g}'^2 \\ \lambda_5 &= \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2) \end{aligned}$$

A partir del nuevo potencial se puede construir la matriz de masas en el sector neutro a nivel de árbol, que puede escribirse en la forma:

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \mathrm{m}_A^2 \sin^2\beta + \mathrm{m}_Z^2\cos^2\beta & -\frac{1}{2}(\mathrm{m}_A^2 + \mathrm{m}_Z^2)\sin 2\beta \\ -\frac{1}{2}(\mathrm{m}_A^2 + \mathrm{m}_Z^2)\sin 2\beta & \mathrm{m}_A^2\cos^2\beta + \mathrm{m}_Z^2\sin^2\beta \end{pmatrix} \qquad (1.59)$$

Los autovalores de esta matriz definen el valor de las masas de los dos escalares neutros. También se puede obtener una expresión similar para los bosones de Higgs cargados. Las relaciones que resultan son:

$$\begin{aligned} \mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} &= \frac{1}{2}(\mathrm{m}^2_A + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}} - \Delta) \\ \mathrm{m}^2_{\mathrm{H}^0} &= \frac{1}{2}(\mathrm{m}^2_A + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}} + \Delta) \\ \mathrm{m}^2_{\mathrm{H}^\pm} &= \mathrm{m}^2_A + \mathrm{m}^2_{\mathrm{W}} \end{aligned} \tag{1.60}$$

donde:

$$\Delta = \sqrt{(\mathrm{m}^2_A + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}})^2 - 4\mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}}\mathrm{m}^2_A \cos^2 2\beta}$$

Finalmente, se pueden encontrar, siempre a nivel de árbol, las siguientes desigualdades a partir de las ecuaciones (1.60):

$$\begin{aligned} \mathrm{m}_{\mathrm{h}^0} &\leq \mathrm{m}_{\mathrm{H}^0} \\ \mathrm{m}_{\mathrm{h}^0} &\leq \mathrm{m}_{\mathrm{Z}}|\cos 2\beta| \leq \mathrm{m}_{\mathrm{Z}} \\ \mathrm{m}_{\mathrm{H}^0} &\geq \mathrm{m}_{\mathrm{Z}} \\ \mathrm{m}_{\mathrm{H}^\pm} &\geq \mathrm{m}_{\mathrm{W}} \end{aligned} \tag{1.61}$$

Por tanto, el sector de Higgs en el MSSM a nivel de árbol puede describirse por medio de dos parámetros libres. Habitualmente se escogen la relación entre los valores esperados en el vacío de los dos dobletes de Higgs ($\tan\beta$) y la masa del bosón A^0 (m_A).

1.4.3 Correcciones radiativas

Las anteriores relaciones pierden su validez cuando se introducen las correcciones radiativas. Tanto las masas como los acoplamientos de los bosones de Higgs están fuertemente influenciadas por estas correcciones.

Existen distintos métodos para calcular las correcciones radiativas, que difieren en su complejidad y grado de precisión. En general, las correcciones radiativas a las masas de los bosones de Higgs son grandes y positivas, y están dominadas por la contribución de los supercampos de los quarks de la tercera generación.

En los últimos años las correcciones radiativas a un lazo [20] han sido mejoradas con el cálculo de las principales correcciones a dos lazos. Para ello se han utilizado tanto métodos del grupo de renormalización (RG[10]) [21] como mejoras del grupo de renormalización del cálculo del potencial efectivo a un lazo [22], o cálculos del potencial efectivo a dos lazos [23], o incluso el método diagramático de Feynman (FD[11]) [24]. Estos cálculos predicen un límite superior para $\mathrm{m_{h^0}}$de alrededor de $\mathrm{m_{h^0}} \lesssim 130\ \mathrm{GeV}/c^2$.

Las principales correcciones a $\mathrm{m_{h^0}}$ provienen del sector $\mathrm{t} - \widetilde{\mathrm{t}}$, y para el caso de valores altos de $\tan\beta$ también del sector $\mathrm{b} - \widetilde{\mathrm{b}}$. Las matrices de masa correspondientes a estos sectores se escriben:

$$\mathcal{M}^2_{\widetilde{\mathrm{t}}} = \begin{pmatrix} \mathrm{M}^2_{\widetilde{\mathrm{t}}_L} + \mathrm{m_t^2} + \cos 2\beta(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_\mathrm{W})\mathrm{M_Z^2} & \mathrm{m_t}X_\mathrm{t} \\ \mathrm{m_t}X_\mathrm{t} & \mathrm{M}^2_{\widetilde{\mathrm{t}}_R} + \mathrm{m_t^2} + \frac{2}{3}\cos 2\beta \sin^2\theta_\mathrm{W}\mathrm{M_Z^2} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}^2_{\widetilde{\mathrm{b}}} = \begin{pmatrix} \mathrm{M}^2_{\widetilde{\mathrm{b}}_L} + \mathrm{m_b^2} + \cos 2\beta(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_\mathrm{W})\mathrm{M_Z^2} & \mathrm{m_b}X_\mathrm{b} \\ \mathrm{m_b}X_\mathrm{b} & \mathrm{M}^2_{\widetilde{\mathrm{b}}_R} + \mathrm{m_b^2} - \frac{1}{3}\cos 2\beta \sin^2\theta_\mathrm{W}\mathrm{M_Z^2} \end{pmatrix}$$

donde:

$$\mathrm{m_t}X_\mathrm{t} = \mathrm{m_t}(A_\mathrm{t} - \mu\cot\beta) \quad (1.62)$$

$$\mathrm{m_b}X_\mathrm{b} = \mathrm{m_b}(A_\mathrm{b} - \mu\tan\beta) \quad (1.63)$$

siendo A_t el acoplamiento trilineal Higgs-stop, A_b el acoplamiento Higgs-sbottom, y μ el parámetro de mezcla de Higgs. Por otro lado, la invarianza *gauge* $\mathrm{SU(2)_L}$ implica además que $\mathrm{M}_{\widetilde{\mathrm{t}}_L} = \mathrm{M}_{\widetilde{\mathrm{b}}_L}$.

Por tanto, los parámetros que más contribuyen a las correcciones a m_h son $\mathrm{m_t}$ (si $\mathrm{m_t}$aumenta 5 GeV, el límite superior de m_h se incrementa alrededor de unos 5 GeV, ver figura 1.11), $\mathrm{M_{SUSY}}$ (aumentando $\mathrm{M_{SUSY}}$ de 1 a 2 TeV, el límite de m_h se incrementa unos 2 GeV), X_t y X_b. Pero éstos no son suficientes: la masa del bosón de Higgs par-CP depende asimismo del parámetro de masa del gaugino, $\mathrm{M_2}$. El otro parámetro de masa del gaugino,$\mathrm{M_1}$ se fija habitualmente por medio de la relación GUT:

$$\mathrm{M_1} = \frac{5}{3}\frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W}\mathrm{M_2}$$

En los cálculos de correcciones a dos lazos es preciso también incluir la masa del gluino, $\mathrm{m}_{\widetilde{\mathrm{g}}}$. El efecto producido por la variación de $\mathrm{m}_{\widetilde{\mathrm{g}}}$ sobre $\mathrm{m_{h^0}}$ puede llegar a ser de ± 2 GeV.

El sistema de renormalización *on-shell* (OS) es el utilizado en los resultados obtenidos mediante el método FD, mientras que en los resultados del método RG se utilizó el sistema $\overline{\mathrm{MS}}$.

[10]Del inglés *Renormalization Group*
[11]Del inglés *Feynman-Diagramatic*

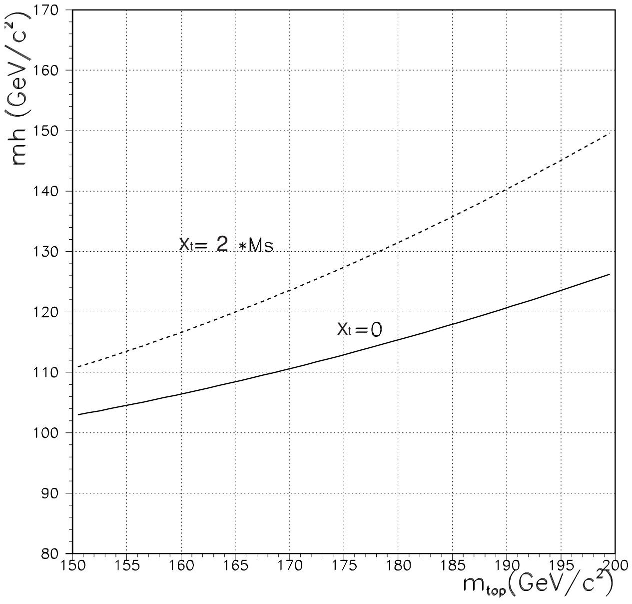


Figura 1.11: *Límite superior de m_h en el caso de mezcla máxima* m_h^{max} *(línea a trazos) y mezcla cero (línea continua) en función de m_{top}.*

Llamando $\overline{\mathrm{m}}_\mathrm{t} \equiv \mathrm{m}_\mathrm{t}^{\overline{\mathrm{MS}}}(\mathrm{m}_\mathrm{t})$ y $\mathrm{m}_\mathrm{t} \equiv \mathrm{m}_\mathrm{t}^{\mathrm{OS}}$, se tiene, a orden α_s, que:

$$\begin{aligned} \mathrm{M}_S^2 &= \mathrm{M}_{\mathrm{SUSY}}^2 + \mathrm{m}_\mathrm{t}^2 \\ \overline{\mathrm{m}}_\mathrm{t} &= \frac{\mathrm{m}_\mathrm{t}}{1 + \frac{4}{3\pi}\alpha_\mathrm{s}(\mathrm{m}_\mathrm{t})} \end{aligned}$$

La relación entre ambos sistemas se puede escribir en una aproximación sencilla como:

$$\mathrm{M}_S^{2,\overline{\mathrm{MS}}} = \mathrm{M}_S^{2,\mathrm{OS}} - \frac{8}{3}\frac{\alpha_\mathrm{s}}{\pi}\mathrm{M}_S^2 \tag{1.64}$$

$$X_\mathrm{t}^{\overline{\mathrm{MS}}} = X_\mathrm{t}^{\mathrm{OS}} + \frac{\alpha_\mathrm{s}}{3\pi}\mathrm{M}_S\left[8 + 4\frac{X_\mathrm{t}}{\mathrm{M}_S} - 3\frac{X_\mathrm{t}}{\mathrm{M}_S}\ln\left(\frac{\mathrm{m}_\mathrm{t}^2}{\mathrm{M}_S^2}\right)\right] \tag{1.65}$$

donde en los términos proporcionales a α_s no es preciso distinguir entre cantidades $\overline{\mathrm{MS}}$ y OS, puesto que las diferencias son de un orden más alto.

Aunque el parámetro $\mathrm{M}_{\mathrm{SUSY}}$ depende del sistema de renormalización, sus efectos son en general bastante pequeños ($\sim$ 4%), por lo que no se ha hecho distinción entre los dos sistemas y se define:

$$\mathrm{M}_{\mathrm{SUSY}} = \mathrm{M}_{\mathrm{SUSY}}^{\overline{\mathrm{MS}}} \approx \mathrm{M}_{\mathrm{SUSY}}^{\mathrm{OS}} \tag{1.66}$$

1.4.4 Escenarios de trabajo

Teniendo en cuenta la importancia de las correcciones radiativas, aunque a nivel árbol las secciones eficaces y las fracciones de desintegración se pueden expresar en función de dos parámetros libres (m_A, $\tan\beta$, tal y como se vio con las masas de los restantes bosones de Higgs en la sección anterior), los posibles escenarios deben contemplar los valores de los parámetros adicionales que intervienen en estas correcciones.

Así, el MSSM asumiendo que se conserva la simetría de paridad carga (CP), está completamente determinado por siete parámetros básicos que se presentan a continuación:

1. M_{SUSY}: escala de masas de ruptura de Supersimetría (SUSY)
2. μ: parámetro de mezcla/masas del Bosón de Higgs SUSY
3. M_2: masa de Gaugino (SUSY)
4. $m_{\tilde{g}}$: masa del Gluino
5. $A_b = A_t = A$: parámetro de acoplamiento trilinear común del squark
6. m_A : Masa del bosón de Higgs CP-impar A^0
7. $\tan\beta$: Cociente de los valores esperados en el vacío $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$

Sin embargo, a nivel de árbol el modelo puede describirse dejando dos de ellos como libres y fijando los cinco restantes, de donde se derivan el resto de variables (m_h, m_H, α, λ,...). Habitualmente se escogen los dos últimos de la lista anterior: la relación entre los valores esperados en el vacío de los dos dobletes de Higgs ($\tan\beta$) y la masa del bosón A^0 (m_A).

El límite máximo de m_h parece depender en gran medida de m_t, como ya se vio anteriormente, sin embargo la masa de esta partícula se conoce de forma más o menos precisa por lo que deja de ser un parámetro del modelo. Utilizando un valor para la masa del quark top de 174.3 GeV/c^2 (media actual de las medidas del acelerador Tevatron) [25], en LEP se consideran los dos escenarios de trabajo que a continuación se de definen [26] según se tomen los valores de los parámetros antes mencionados.

Escenario de m_h^{max}

Los parámetros se eligen de tal modo que se obtenga el máximo valor posible de m_h en función de $\tan\beta$ fijados:

$$\begin{aligned} \mathrm{M_{SUSY}} &= 1\ \mathrm{TeV} \\ \mu &= -200\ \mathrm{GeV} \\ \mathrm{M}_2 &= 200\ \mathrm{GeV} \\ \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} &= 0.8\ \mathrm{M_{SUSY}} \\ X_{\mathrm{t}}^{\mathrm{OS}} &= 2\ \mathrm{M_{SUSY}}(\text{cálculo FD}) \\ A_{\mathrm{b}} &= A_{\mathrm{t}} \\ \mathrm{M_{A^0}} &\leq 1000\ \mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{1.67}$$

Los valores $X_{\mathrm{t}}^{\mathrm{OS}}$ y $X_{\mathrm{t}}^{\overline{\mathrm{MS}}}$ ($=\sqrt{6}\ \mathrm{M_{SUSY}}$) especifican el valor de mezcla en el sector escalar del t de tal modo que m_h sea máximo en el cálculo FD y RG respectivamente. Los valores tomados para M_2 y μ son próximos a sus límites experimentales inferiores. El signo de este último tiene sólo un efecto pequeño en este escenario.

Este escenario es el más conservativo dando lugar a los menores rangos de valores de $\tan\beta$ excluidos y zonas teóricamente prohibidas pequeñas. En DELPHI, los valores de m_h son calculados a partir de estos valores de los parámetros usando las correcciones radiativas a doble lazo en la aproximación del método FD en este escenario y en el siguiente.

Escenario de mezcla nula

Asume que no hay mezcla entre los sectores escalares del quark t quedando definido con los siguientes valores de los parámetros:

$$\begin{aligned} \mathrm{M_{SUSY}} &= 1\ \mathrm{TeV} \\ \mu &= -200\ \mathrm{GeV} \\ \mathrm{M}_2 &= 200\ \mathrm{GeV} \\ \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} &= 0.8\ \mathrm{M_{SUSY}} \\ X_{\mathrm{t}}^{\mathrm{OS}} &= 0(\text{cálculo FD}) \\ A_{\mathrm{b}} &= A_{\mathrm{t}} \\ \mathrm{M_{A^0}} &\leq 1000\ \mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{1.68}$$

Donde se ha despreciado la diferencia entre $X_{\mathrm{t}}^{\mathrm{OS}}$ y $X_{\mathrm{t}}^{\overline{\mathrm{MS}}}$, puesto que es de menor importancia en este escenario.

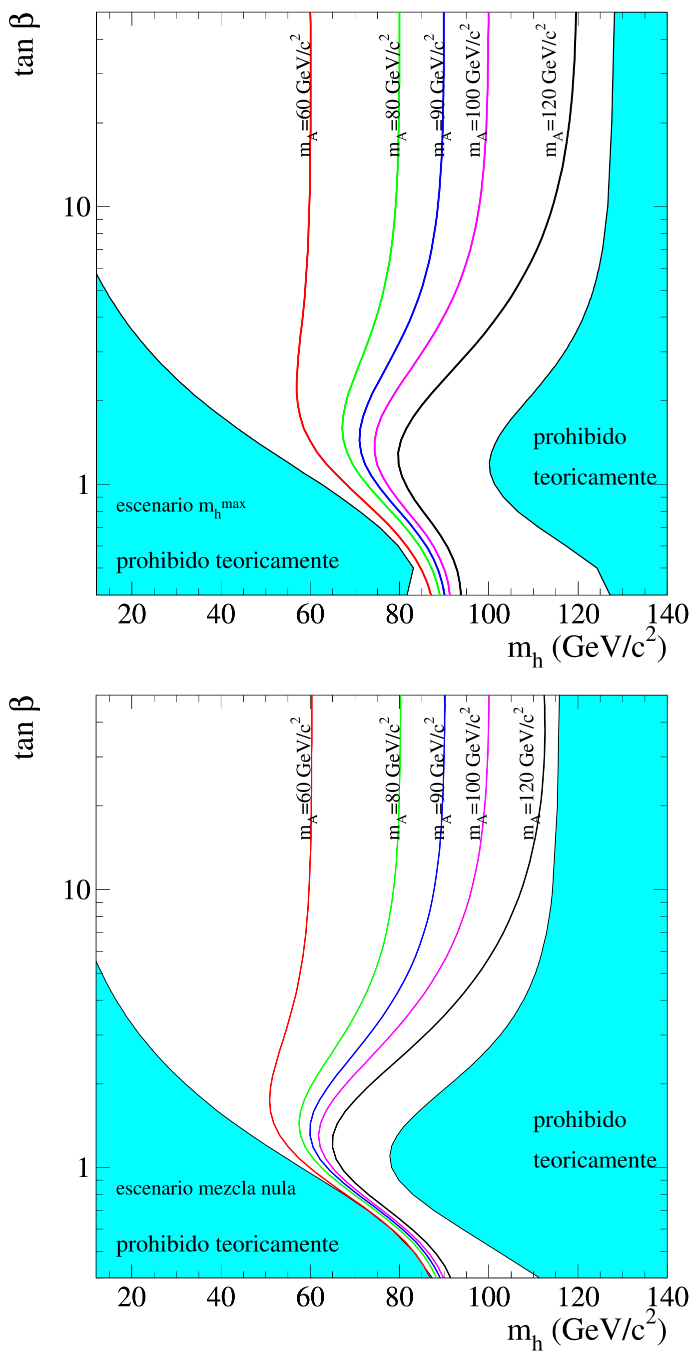


Figura 1.12: *Zonas permitidas en el plano* (m_h,$\tan\beta$) *para los escenarios* m_h^{max} *(arriba) y mezcla nula (abajo). Se muestran en la misma figura las curvas de* m_A *constante en dicho plano para varios valores de* m_A.

En la figura 1.12 se muestran los valores físicos permitidos en el plano (m_h,$\tan\beta$) para los dos escenarios hasta ahora definidos (calculados a partir de las ecuaciones 1.68 y 1.69).

La diferencia de los valores máximos de m_h en los escenarios m_h^{max} y de mezcla nula (al menos 15 GeV menor en este último) es un puro efecto de la mezcla en el sector escalar del quark t, único parámetro en cuyo valor se diferencian. En la figura 1.13 se puede ver m_h en función de m_A para dos valores distintos de $\tan\beta$ y para los dos escenarios hasta ahora descritos. En ambos escenarios se aprecia como para valores altos de $\tan\beta$, $\mathrm{m}_h \rightarrow \mathrm{m}_A$ hasta que se alcanza el límite superior de m_h donde permanece constante para toda variación de m_A.

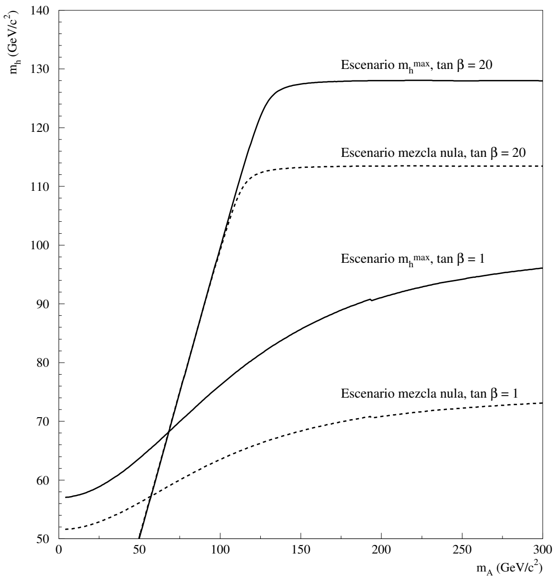


Figura 1.13: m_h *en función de* m_A *para dos valores distintos de* $\tan\beta$ *y los escenarios de* m_h^{max} *y mezcla nula.*

Por ser m_h^{max} el escenario con límites más conservativos y por tanto aquel con más valores físicos permitidos, será el que se utilizará como referencia en este trabajo.

Así dentro de este escenario, en la figura 1.14 se muestra la dependencia de m_h y m_H frente a m_A para ciertos valores de $\tan\beta$; se observa como algunas de las relaciones a nivel de árbol de la ecuación 1.61 siguen siendo válidas ($\mathrm{m}_h \leq \mathrm{m}_\mathrm{H}$, $\mathrm{m}_\mathrm{H} \geq \mathrm{m}_\mathrm{Z}$) tras las correcciones radiativas (el caso m_h=m_H=m_A se produce en el límite $\tan\beta \rightarrow \infty$ en punto próximo a 125 GeV/c^2 dado el comportamiento hiperbólico de las curvas) y que además para ciertos puntos del plano ($\tan\beta$,m_A), en especial para valores bajos de $\tan\beta$, m_A es incluso menor que m_h. A medida que $\tan\beta$ crece $\mathrm{m}_h \simeq \mathrm{m}_A$hasta que se alcanza el límite máximo de m_h a partir del cual $\mathrm{m}_A > \mathrm{m}_h$. Por otro lado, $\mathrm{m}_A \leq \mathrm{m}_\mathrm{H}$ siempre.

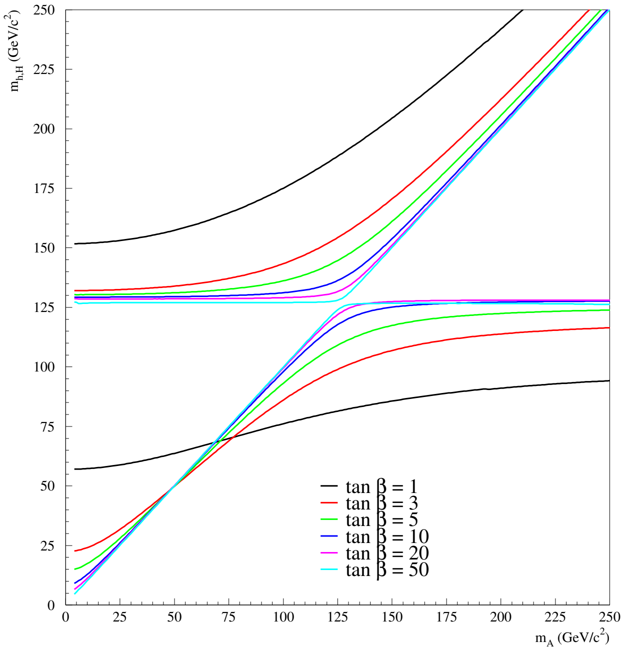


Figura 1.14: m_h *y* m_H *en función de* m_A *para varios valores de* $\tan\beta$ *en el escenario* m_h^{max}.

1.4.5 Mecanismos de producción en LEP2

Los dos principales canales de producción de los bosones de Higgs h y A a las energías del acelerador LEP son el llamado diagrama de "Higgs-strahlung" (diagrama derecho de la figura 1.15):

$$e^+\, e^- \longrightarrow Z^o \longrightarrow h\; Z^{o*}$$

y la producción asociada (diagrama izquierdo de la figura 1.15):

$$e^+\, e^- \longrightarrow Z^o \longrightarrow h\; A$$

Las secciones eficaces de ambos procesos se pueden poner en función de la sección eficaz de producción del bosón de Higgs del Modelo Estándar [7] mostrada en la ecuación 1.30:

$$\sigma_{\mathrm{h^0Z^0}} = \sin^2(\beta-\alpha)\sigma^{SM}_{\mathrm{H^0Z^0}} \tag{1.69}$$

$$\sigma_{\mathrm{h^0A^0}} = \cos^2(\beta-\alpha)\;\bar{\lambda}\;\sigma^{SM}_{\mathrm{H^0Z^0}} \tag{1.70}$$

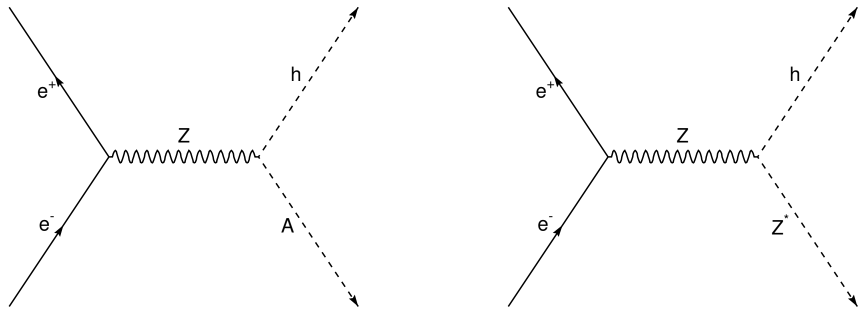


Figura 1.15: *Diagramas de producción de los bosones de Higgs.*

siendo $\bar{\lambda}$ un factor de espacio de fase de la forma:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_{Ah}^{\frac{3}{2}}}{\lambda_{Zh}^{\frac{1}{2}}(12\mathrm{m}_{\mathrm{Z}}^2/s + \lambda_{Zh})} \tag{1.71}$$

$$\lambda_{ij} = \sqrt{(1 - m_i^2 - m_j^2)^2 - 4m_i^2 m_j^2} \tag{1.72}$$

con s $= E_{CM}^2$.

Como puede observarse la sección eficaz para la producción supersimétrica $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ está atenuada por un factor $\sin^2(\alpha - \beta)$ con respecto al SM. A su vez es complementaria con la de producción de pares $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ debido al coeficiente $\cos^2(\alpha - \beta)$.

Los otros mecanismos de producción juegan solamente un papel marginal; se trata por un lado de la "radiación" de un bosón de Higgs (h o A) a partir de un fermión pesado ($Z \to b\,\bar{b}, b \to bh$), cuya sección eficaz es despreciable [27] incluso para valores altos de acoplamiento $hb\bar{b}$ ($\tan\beta$ elevado), y por otro lado de los procesos de fusión similares a los del SM.

La producción del bosón H es muy difícil a las energías de LEP2. En la pequeña esquina del espacio de parámetros en la que producción estaría permitida, la sección eficaz se reduce por el factor $\sin^2(\beta - \alpha)$ debido al acoplamiento ZAH como se dijo anteriormente.

En la figura 1.16 se muestran en el plano $m_A, \tan\beta$ las curvas de $\sin^2(\beta-\alpha)$ constante, que no son muy dependientes del escenario de parámetros que se considere. A partir de estas curvas se puede deducir en qué regiones del plano $m_A, \tan\beta$ predomina el Higgs-strahlung y en cuales la producción de pares; así para valores altos de $\tan\beta$ predomina la producción del hA, alcanzándose el límite cinemático de LEP2 antes de que pueda llegar al valor máximo de m_h dado por la figura 1.13, mientras que para valores bajos de $\tan\beta$ la producción $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ se ve favorecida lo que permitirá excluir zonas de alta m_A excluyendo valores de m_h hasta alcanzar el límite cinemático de producción $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ en LEP2.

Las secciones eficaces de los procesos de producción a las energías de centro de masas de LEP2 se muestran en la figura 1.17 para diversos valores del parámetro $\tan\beta$; se observa cómo para valores pequeños de $\tan\beta$ predomina el canal h^0Z^0 mientras que para valores altos es el canal de producción asociada el de mayor sección eficaz. La dependencia con $\sqrt{s}$ es creciente para energía creciente (salvo el caso de $\tan\beta$ bajo que tiene una ligera caída) aunque tendiendo a estabilizarse para las energías y $m_A = 90$ GeV/c^2 consideradas. Las diferencias en la sección eficaz de un escenario a otro son pequeñas en el caso de m_h^{max} y mezcla nula (menor que 1 fb para las masas y energías relevantes en LEP2).

Finalmente, en la figura 1.18 se representa la sección eficaz frente al parámetro m_A para diversos valores de $\tan\beta$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV. Se observa el decrecimiento a medida que aumenta m_A y de nuevo el mismo comportamiento citado para $\tan\beta$. La curva $\tan\beta = 20$ corta a $\tan\beta = 2$ en torno a $m_A = 90$ GeV/c^2 debido a que la primera empieza a aproximarse al límite cinemático ($m_A \sim m_h \rightarrow m_A + m_h \sim \sqrt{s}$) mientras que para la segunda $m_h \sim 75$ GeV/c^2.

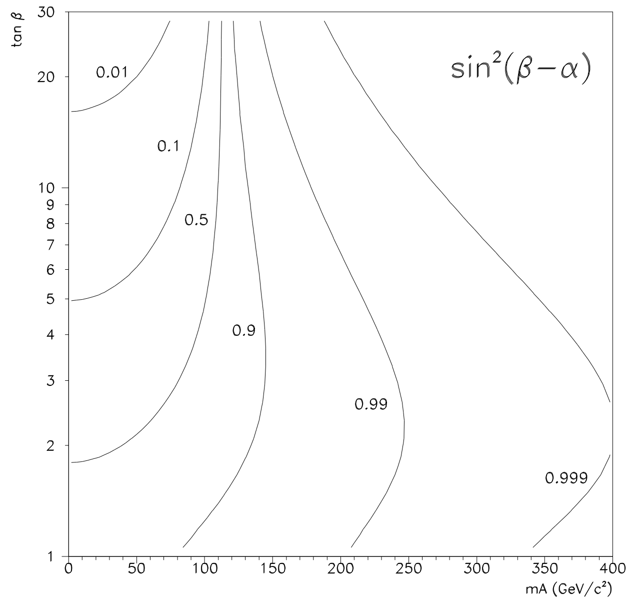


Figura 1.16: *Curvas de* $\sin^2(\beta - \alpha)$ *constante en el plano* $m_A, \tan\beta$.

La tabla 1.4 muestra las secciones eficaces de producción asociada h^0A^0 para varios valores de m_A y $\tan\beta$ y las energías de centro de masas relevantes para este trabajo.

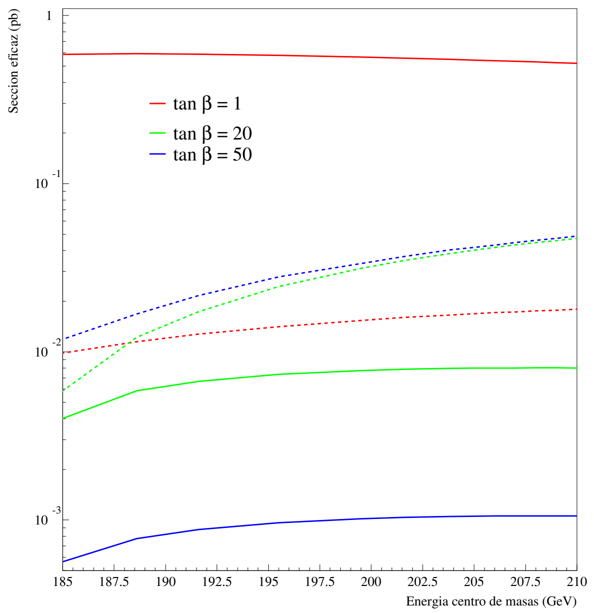


Figura 1.17: *Sección eficaz para los procesos de producción* $\mathrm{h^0A^0}$ *(línea discontinua) y* $\mathrm{h^0Z^0}$ *(línea continua)en función de la energía de centro de masas para* $\mathrm{m}_A = 90$ GeV/c^2 *para diversos valores de* $\tan\beta$ *en el escenario* m_h^{max}

$\mathrm{m}_A = \mathrm{m}_h$ (GeV/c^2)	80	85	90	95
$\sqrt{s}$	σ (pb)			
192	0.080	0.046	0.019	0.003
196	0.086	0.053	0.026	0.007
200	0.092	0.060	0.033	0.012
202	0.094	0.063	0.036	0.015
205	0.098	0.068	0.041	0.019
206	0.099	0.069	0.043	0.021
207	0.099	0.070	0.044	0.022
208	0.100	0.071	0.045	0.024

Tabla 1.4: *Secciones eficaces de producción* $\mathrm{h^0A^0}$ *en* pb *para el escenario* m_h^{max}*con* $\tan\beta$*=20 para las energías de centro masas de trabajo.*

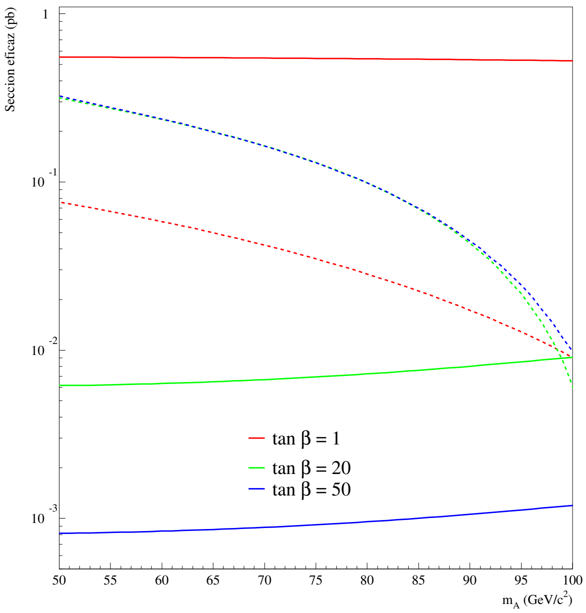


Figura 1.18: *Sección eficaz para los procesos de producción* $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ *(línea discontinua) y* $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ *(línea continua) en función del parámetro* m_A *a la energía de centro de masas de 207* GeV *para diversos valores de* $\tan\beta$ *en el escenario* m_h^{max}

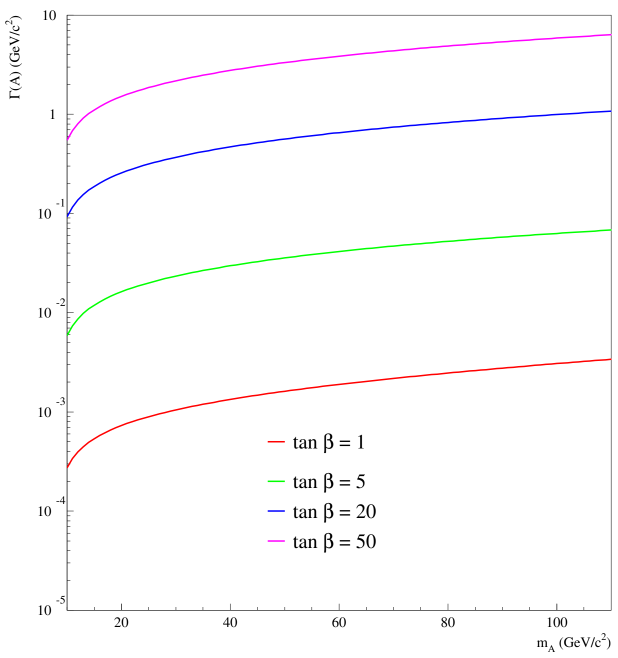
1.4.6 Modos de desintegración en LEP2

Para $\tan\beta > 1$ los bosones de Higgs decaen casi exclusivamente a pares de fermiones; de hecho, la anchura de desintegración parcial de estas partículas es proporcional a m_f^2 y está dominada por aquel par más masivo si el canal está abierto cinemáticamente; ésta anchura es, para un bosón genérico Φ,

$$\Gamma(\Phi \to f\bar{f}) = N_c \frac{G_F m_f^2}{4\sqrt{2}\pi} g_{\Phi f\bar{f}}^2 \left[1 + \frac{17}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\right]$$

para el límite en que $m_\Phi^2 \gg m_f^2$. Los acoplamientos a los quarks de la tercera familia ya han sido definidos anteriormente. Para estas desintegraciones, m_f se elige como el valor de masa del quark a la escala de m_Φ.

Así en LEP el canal más abundante es aquél en que ambos $h, A \to b\bar{b}$, estando presente a menor escala el canal $\tau^+ \ \tau^-$ (ver figura 1.20). La fracción de desintegración de los bosones h^0 y A^0 en $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ es del orden de 92% y 91% respectivamente ($\tan\beta$=20, m_A=90 GeV/c^2), por lo que en ~84% de los casos el estado final presenta la topología $\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$. Por otro lado, las anchuras totales de desintegración de los bosones h y A predichas teóricamente, dependen fuertemente de la masa de estos y del parámetro $\tan\beta$, siempre creciente con los valores de estos parámetros como se puede apreciar en la figura 1.19.



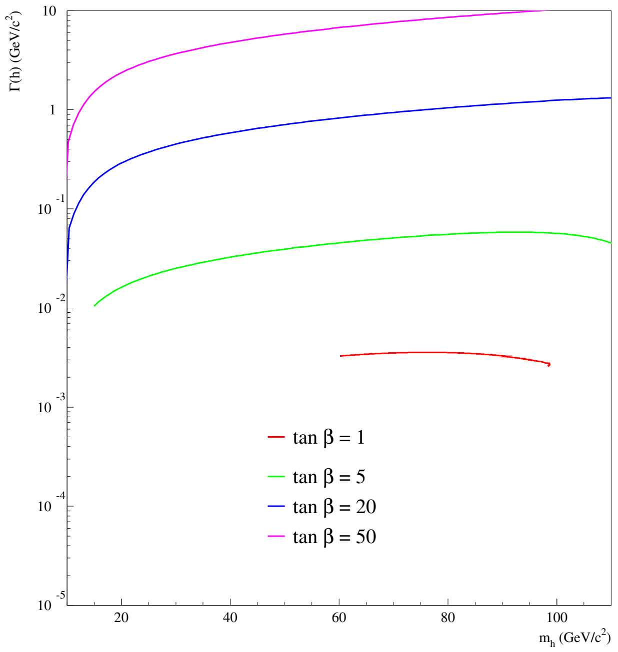


Figura 1.19: *Anchuras totales de desintegración de los bosones A y h en función del parámetro* $\tan\beta$*. Para el caso del bosón h cuando* $\tan\beta$*=1, sus valores permitidos en el escenario* m_h^{max} *van desde 60 a* $\sim$ *90* GeV/c^2 *como se mostró en la figuras 1.13 y 1.14.*

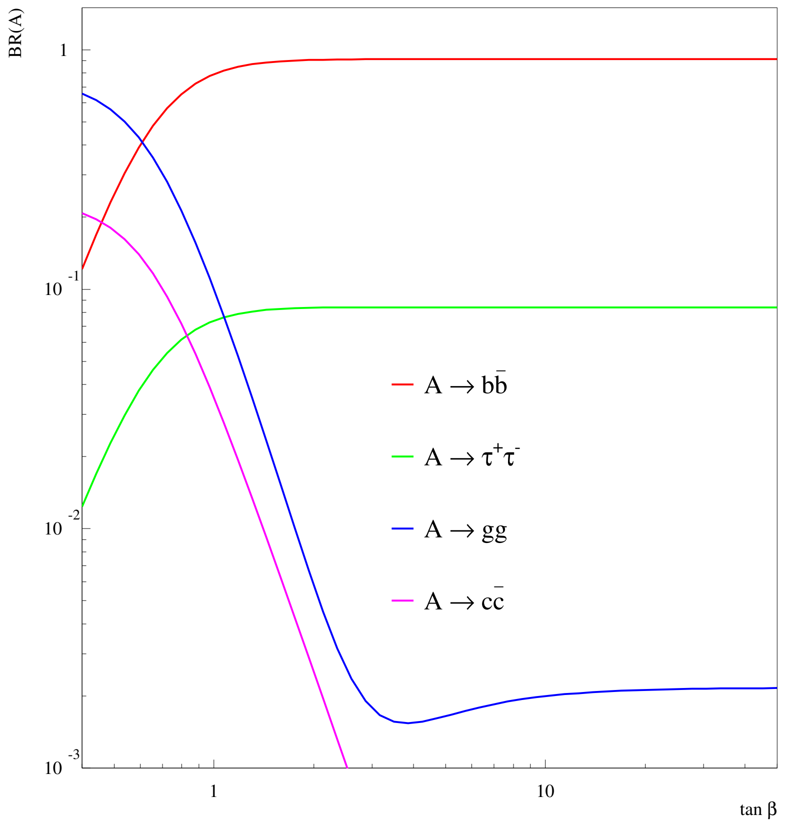


Figura 1.20: *Fracciones de desintegración para el bosón A a partículas del SM en función del parámetro* $\tan\beta$*. Para el bosón h las tasas de desintegración son muy similares.*

En resumen, las propiedades básicas que utilizarán en este trabajo en la búsqueda del bosón de Higgs del MSSM son:

- el estado final más importante es $h, A \to b\bar{b}$ (predominante si $\tan\beta > 1$ y $m_h > 2m_b$).
- para valores altos del parámetro $\tan\beta$ y moderados de m_A: $m_h \sim m_A$ y predomina el proceso de producción de pares h^0A^0 en el cual el estado final más importante es $h^0A^0 \to b\bar{b}b\bar{b}$ con un 84% de los casos.
- para valores bajos del parámetro $\tan\beta$: predomina el proceso de *Higgs-strahlung* h^0Z^0, en el que el Higgs más ligero h^0 se comporta como el Higgs H^0 del SM con una sección eficaz atenuada por el factor $sen^2(\beta-\alpha)$ (ecuación 1.69), y por tanto se puede aplicar el análisis de búsqueda del H^0 del SM en DELPHI en este canal.

Bibliografía

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
A. Salam, J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 168;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary particle Theory* de N. Svartholm, (1968);
S.L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285

[2] Gargamelle Collaboration, Phys. Lett. B 46 (1973) 121;
Gargamelle Collaboration, Phys. Lett. B 46 (1973) 138

[3] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 380;
Y. Nambu y G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122 (1961) 345;
Y. Nambu y G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 124 (1961) 246;
J. Goldstone, Nuovo Cimento 19 (1961) 154;
J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, Phys. Rev. 127 (1962) 965

[4] P. Anderson, Phys. Rev. Lett. 130 (1963) 439;
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 132;
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
P.W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156;
F. Englert y R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321;
G.S. Guralnik, C.R. Hagen y T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585;
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554

[5] M. J. Herrero, *Introduction to the Symmetry Breaking Sector*, HEP-PH/9601286 (1996)

[6] J. Ellis, M.K. Gaillar y D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B 106 (1976) 292;
B. L. Ioffe y V. A. Khoze, Sov. J. Part. Nucl. 9 (1978) 50;
J.D. Bjorken, Proc. Summer Institute of Particle Physics, SLAC Report 198 (1976)

[7] G. Altarelli, T. Sjöstrand y F. Zwirner, *Physics at LEP2*, Yellow Report CERN 96-01 (1996)

[8] D.R.T. Jones y S.T. Petcov, Phys. Lett. B 84 (1979) 440;
R.N. Cahn y S. Dawson, Phys. Lett. B 136 (1984) 96;
G. Altarelli, B. Mele y F. Pitolli, Nucl. Phys. B 287 (1987) 205

[9] M. Spira y P.M. Zerwas, *Electroweak Symmetry Breacking and Higgs Physics*, Lectures at *36 Internationale Universitätswochen für Kern-und Teilchenphysik*, Schaladming 1997

[10] T. Hambye, K. Riesselmann, Phys. Rev. D 55 (1997) 7255

[11] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi y R. Petronzio, Nucl. Phys. B 158 (1979) 295;
M. Sher, Phys. Rev. D 179 (1989) 273;
M. Lindner, M. Sher y H.W. Zaglauer, Phys. Lett. B 228 (1989) 139;
M. Sher, Phys. Lett. B 317 (1993) 17;
C. Ford, D.R.T. Jones, P.W. Stephenson y M.B. Einhorn, Nucl. Phys. B 395 (1993) 17;
G. Altarelli y I. Isidori, Phys. Lett. B 337 (1994) 141;
J.A. Casas, J.R. Espinosa y M. Quirós, Phys. Lett. 342 (1995) 171

[12] B.W. Lee, C. Quigg, y H.B. Thacker, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 883;
B.W. Lee, C. Quigg, y H.B. Thacker, Phys. Rev. D 16 (1977) 1519

[13] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 33 (1971) 173;
G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 35 (1971) 167

[14] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group y the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, CERN-EP/2000-16 (2000)

[15] H. E. Montgomery, "XXXVIIieme Rencontres de Moriond: Electroweak 2002 conference summary," arXiv:hep-ex/0207002

[16] U. Amaldi *et al.*, Phys. Lett. B 260 (1991) 447

[17] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B 78 (1974) 1;
S. Ferrara, B. Zumino, Nucl. Phys. B 79 (1974) 413

[18] H.P. Nilles, Phys. Rev. D 110 (1984) 11

[19] H. Georgi, Hadronic Journal 1 (1978) 155

[20] J. Ellis, G. Ridolfi y F. Zwirner, Phys. Lett. B 257 (1991) 83;
J. Ellis, G. Ridolfi y F. Zwirner, Phys. Lett. B 262 (1991) 477;
J. Bagger, K. Matchev, D. Pierce y R. Zhang, Nucl. Phys. B 491 (1997) 3

[21] J. Casas, J. Espinosa, M. Quirós y A. Riotto, Nucl. Phys. B 436 (1995) 3;
A. Pilaftsis y C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B 553 (1999) 3;
M. Carena, J. Espinosa, M. Quirós y C.E.M. Wagner, Phys. Lett. B 355 (1995) 209

[22] M. Carena, M. Quirós y C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B 461 (1996) 407;
H. Haber, R. Hempfling y A. Hoang, Z. Phys. C 75 (1997) 539

[23] R. Hempfling y A. Hoang, Phys. Lett. B 331 (1994) 99;
R. Zhang, Phys. Lett. B 447 (1999) 89

[24] S. Heinemeyer, W. Hollik y G. Weiglein, Phys. Rev. D 58 (1998) 091701;
S. Heinemeyer, W. Hollik y G. Weiglein, Phys. Lett. B 440 (1998) 296;
S. Heinemeyer, W. Hollik y G. Weiglein, Eur. Phys. Jour. C 9 (1999) 343

[25] D.E. Groom et al, Eur. Phys. Jour. C 15 (2000) 1

[26] M. Carena, S. Heinemeyer, C.E.M. Wagner y G. Weiglein, HEP-PH/9912223 (1999)

[27] J. Kalinowski, H.P. Nilles, Phys. Lett. B 255 (1991) 134

Capítulo 2

El detector DELPHI y el acelerador LEP

DELPHI (**DE**tector with **L**epton **P**hoton **H**adron **I**dentification.) es uno de los cuatro experimentos instalados en el acelerador-colisionador e^+e^- LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Storage Ring) del CERN (**C**entre **E**uropéenne pour la **R**echerche **N**ucleaire) en Ginebra. Está diseñado como un detector de propósito general con un énfasis especial en la identificación de partículas y alta granularidad en todo el ángulo sólido 4π. Su entrada en funcionamiento fue en el año 1989. A continuación se describirán las características principales del acelerador LEP y del detector DELPHI relevantes para el presente análisis.

2.1 El acelerador LEP

LEP [1] es un acelerador-colisionador $\mathrm{e^+e^-}$ circular de unos 27 km de longitud, situado a 100 m bajo tierra en la frontera entre Francia y Suiza. Es el último paso del complejo de aceleradores del CERN (ver figura 2.1), y en él los electrones y positrones son inyectados y acelerados hasta la energía final de colisión mediante el uso de cavidades de radiofrecuencia. Un sistema de imanes dipolares curva los haces de electrones y positrones obligándoles a seguir una trayectoria circular.

En el LEP, los electrones y los positrones circulan en sentidos opuestos a velocidades relativistas, agrupados en paquetes (*bunches*) de unas 4×10^{11} partículas cada uno. Cada paquete tiene aproximadamente 1.6 cm de longitud y una sección de 0.3×0.01 mm^2. Existen ocho puntos de colisión, en cuatro de los cuales hay instalados sendos experimentos: ALEPH [2], L3 [3], OPAL [4] y el propio DELPHI [5].

Empezó a funcionar en Agosto de 1989 y aunque originalmente fue diseñado para la producción de bosones Z^0 (cuya masa es de 91.2 GeV$/c^2$), con energías por haz previstas para su primera fase en torno a los 45 GeV y luminosidades de 10^{31} cm^{-2} s^{-1}, las distintas mejoras que en los últimos años se han ido produciendo en él (incluyendo la instalación de cavidades superconductoras) ha permitido alcanzar energías por haz de hasta 104.5 GeV.

Se ha denominado LEP2 (también LEP200 o LEP-II) a la segunda fase del acelerador de partículas LEP, en la cual se ha incrementado la energía de colisión en el centro de masas por encima de los 130 GeV. Este incremento ha permitido la producción de pares de bosones $W^{\pm}$ y Z^0. El objetivo de los sucesivos incrementos ha sido el de tratar de alcanzar el umbral de producción de nuevas partículas,y en especial, el bosón de Higgs.

2.1.1 Sistemas de inyección y aceleración.

Los electrones y positrones sufren un proceso de aceleración gradual en distintos aceleradores, para entrar en LEP con una energía relativamente alta. Primero se aceleran electrones en un pequeño acelerador lineal –LIL, LEP Injector Linac– hasta 200 MeV para producir positrones. A continuación, aquí mismo, se aceleran electrones y positrones hasta 600 MeV. Entonces se acumulan en un pequeño anillo de almacenamiento, el EPA, para compensar el ritmo más lento de la producción de positrones. De aquí se llevan al *PS* donde se eleva la energía a 3.5 GeV y por último al SPS, para alcanzar 20 GeV, suficientes para que sean inyectados en LEP.

Una vez finalizado el proceso de inyección, las partículas se acumulan hasta obtener la densidad deseada por paquete y son aceleradas de nuevo hasta la energía a la que se producirán las colisiones. A partir de este momento comienza la toma de datos por parte de los detectores. La intensidad de los haces se va reduciendo con el tiempo de manera exponencial debido básicamente a las interacciones haz-haz. Cuando dicha intensidad alcanza un valor a partir del cual ya no se producen colisiones, se retiran los haces de LEP, completando un *fill* (llenado de acelerador); dicho *fill* tiene una duración media de 12 horas.

Para mantener las partículas dentro de una órbita cerrada en el acelerador es necesario curvar sus trayectorias mediante campos magnéticos; esto ocasiona que éstas emitan radiación sincrotrón, perdiendo parte de su energía. La radiación emitida por una partícula de energía E_b en cada vuelta siguiendo una trayectoria circular de radio ρ es:

$$U_0 = c_\gamma \frac{E_b^4}{\rho}$$

$$c_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{E_o^3} \approx 8.85 \times 10^{-5}\ m\ GeV^{-3}$$

donde r_e y E_0 son el radio clásico y la energía en reposo del electrón. Como se observa en las ecuaciones, para minimizar las pérdidas el radio de curvatura ha de ser lo mayor posible.

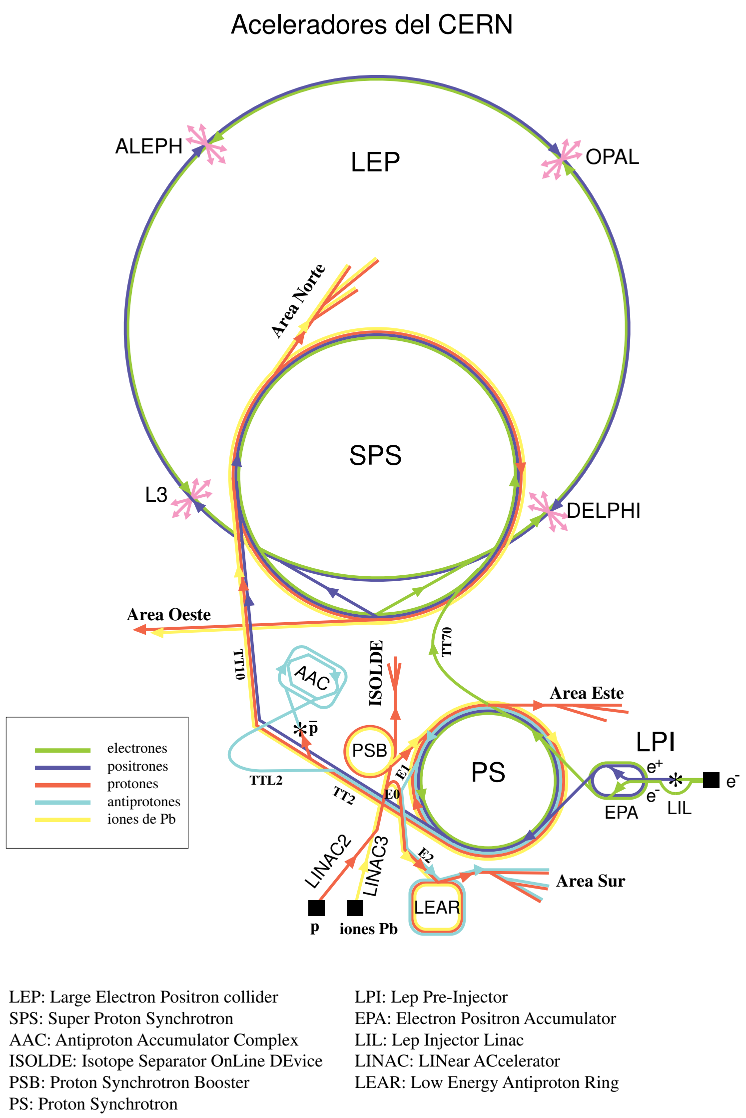


Figura 2.1: *Sistema de aceleradores en el CERN, donde puede observarse las distintas fases del sistema de inyección de electrones y positrones, desde el LIL y el LPI hasta LEP, pasando por el PS y el SPS.*

A las energías de LEP en su primera fase, la energía perdida por vuelta es de unos 125 MeV. Esta energía es suministrada por 128 cavidades de radiofrecuencia que también se encargan de acelerar las partículas hasta su energía nominal de colisión.

Por último el sistema de imanes en LEP tiene dos objetivos; curvar las trayectorias de los electrones y positrones para mantenerlos en una órbita circular y en segundo lugar focalizar los haces. Este sistema está compuesto por dipolos, cuadrupolos, sextupolos y correctores de órbita.

2.1.2 Luminosidad

La luminosidad es uno de los parámetros básicos en el diseño de un acelerador. Esta magnitud da idea del número de colisiones que se producen por unidad de tiempo, y para un proceso de colisión con sección eficaz σ, la luminosidad $\mathcal{L}$ se puede expresar como,

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma$$

donde $\frac{dN}{dt}$ es el número de sucesos producidos por unidad de tiempo. Para el caso del acelerador LEP se tiene que,

$$L = \frac{N_e N_p k_p f_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

donde N_e y N_p son el número de electrones y positrones por paquete respectivamente, σ_x y σ_y es la sección transversal de dichos paquetes en el punto de interacción, f_p es la frecuencia de revolución de los paquetes a lo largo del anillo y k_p es el número de paquetes.

Hasta mediados del año 1992 LEP funcionaba con un esquema de 4 paquetes, siendo por tanto la luminosidad inferior en un factor 2; el paso a 8 paquetes aumentó el número de puntos de intersección de los haces de 8 a 16, por lo que para evitar los 12 cruces no deseados se introdujo el esquema *pretzel* que consiste en provocar una distorsión en la dirección horizontal en la órbita correspondiente a cada arco, de distinto signo para cada haz. Esto se logra por medio de separadores electrostáticos horizontales situados inmediatamente a continuación de los sistemas de radiofrecuencia. Las características principales del acelerador se encuentran en [1]. Las energías de colisión alcanzadas en el sistema centro de masas en cada año de funcionamiento, y la luminosidad integrada vista por experimento en LEP se muestra en la figura 2.2; los valores correspondientes acumulados en el detector DELPHI pueden verse en la tabla 2.1.

En el año 2000, la energía de centro de masas no era fija, si no que iba aumentando (en un proceso conocido como *Miniramps*) para cada uno de los periodos ininterrumpidos de funcionamiento de LEP (ver figura 2.3). Los últimos 60 pb^{-1} del año 2000 fueron tomados tras la rotura de uno de los sectores de la TPC de DELPHI; la mayor parte de los datos de ese periodo corresponden a una energía en torno a $\sqrt{s} \sim 206.5$ GeV.

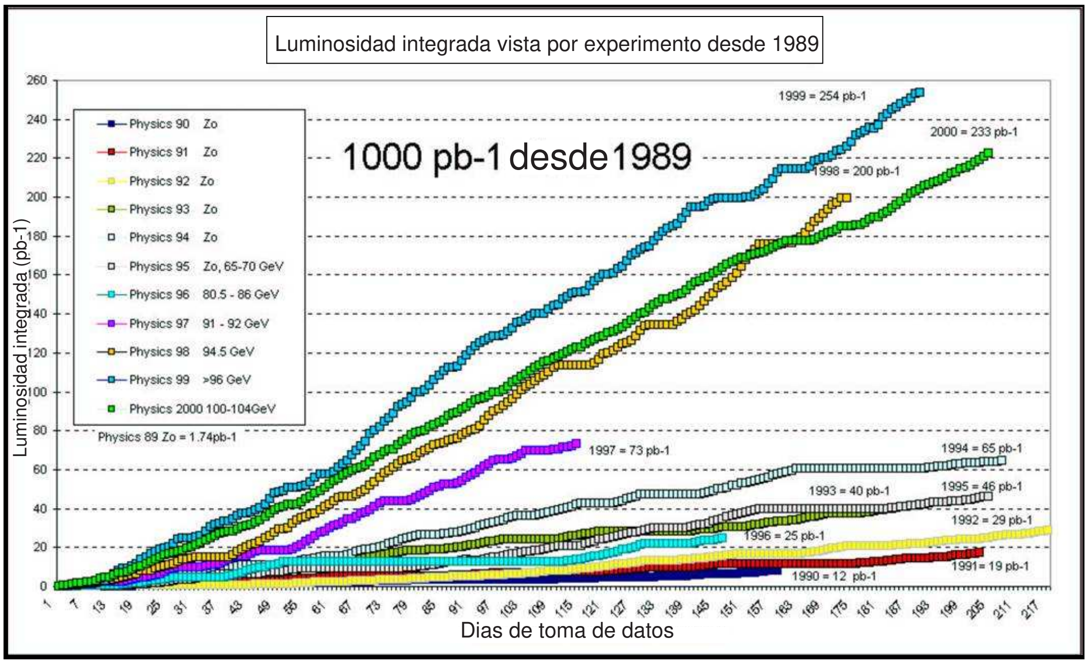


Figura 2.2: *Luminosidad recogida en LEP por experimento desde 1989.*

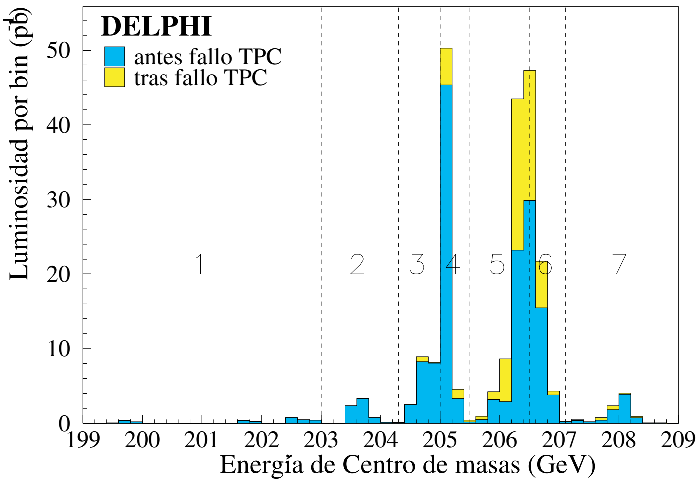


Figura 2.3: *Luminosidad recogida en DELPHI en el año 2000 frente a la energía de centro de masas. Los últimos 60* pb^{-1} *de ese año (en amarillo) fueron tomados tras la rotura de uno de los sectores de la TPC de DELPHI.*

$\sqrt{s}$ (GeV)	Fecha	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
130-136	Noviembre, 1995	6
161	Julio/Agosto, 1996	10
172	Octubre/Noviembre, 1996	10
183	1997	54
189	1998	158
192	Julio, 1999	26
196	Julio/Agosto, 1999	77
200	Agosto/Septiembre, 1999	84
202	Octubre/Noviembre, 1999	41
199-208	2000	224

Tabla 2.1: *Energías de colisión en el sistema centro de masas alcanzadas en LEP2 y luminosidad total recogida por DELPHI en el correspondiente periodo.*

2.2 El detector DELPHI

DELPHI fue diseñado como un detector de propósito general con un especial énfasis en la identificación de partículas, incluso para sucesos complejos. Entre sus características más relevantes está la precisión en la reconstrucción de vértices debido al detector de vértices (VD), el uso de detectores de efecto Cherenkov en la identificación de trazas dentro de *jets*, la información tridimensional que proporciona tanto para partículas cargadas como neutras y la elevada granularidad de la mayoría de sus componentes.

Se encontraba instalado en una caverna subterránea a 100 m por debajo del nivel del suelo. En la figura 2.4 puede observarse la estructura general del detector. Consta de una sección cilíndrica, el barril, y dos tapas que pueden abrirse axialmente (*forward*), más un detector de luminosidad situado en el túnel de LEP. DELPHI tiene en conjunto un diámetro de más de 10 m y un peso total cercano a las 3500 Tm.

El sistema de coordenadas de DELPHI sitúa el eje z en la dirección de los electrones, el eje x en la dirección del centro de LEP y el eje y en dirección opuesta al suelo. Se denominará θ al ángulo polar y ϕ al ángulo azimutal.

Un solenoide superconductor de 7.4 m de longitud y 5.2 m de diámetro interior proporciona un campo magnético altamente uniforme de 1.2 T en la dirección del eje z, el cual permite distinguir la carga de las partículas por el sentido de la curvatura de su trayectoria en el seno del detector.

El sistema de detección de trazas se estructura alrededor de la pipa del haz. En la zona

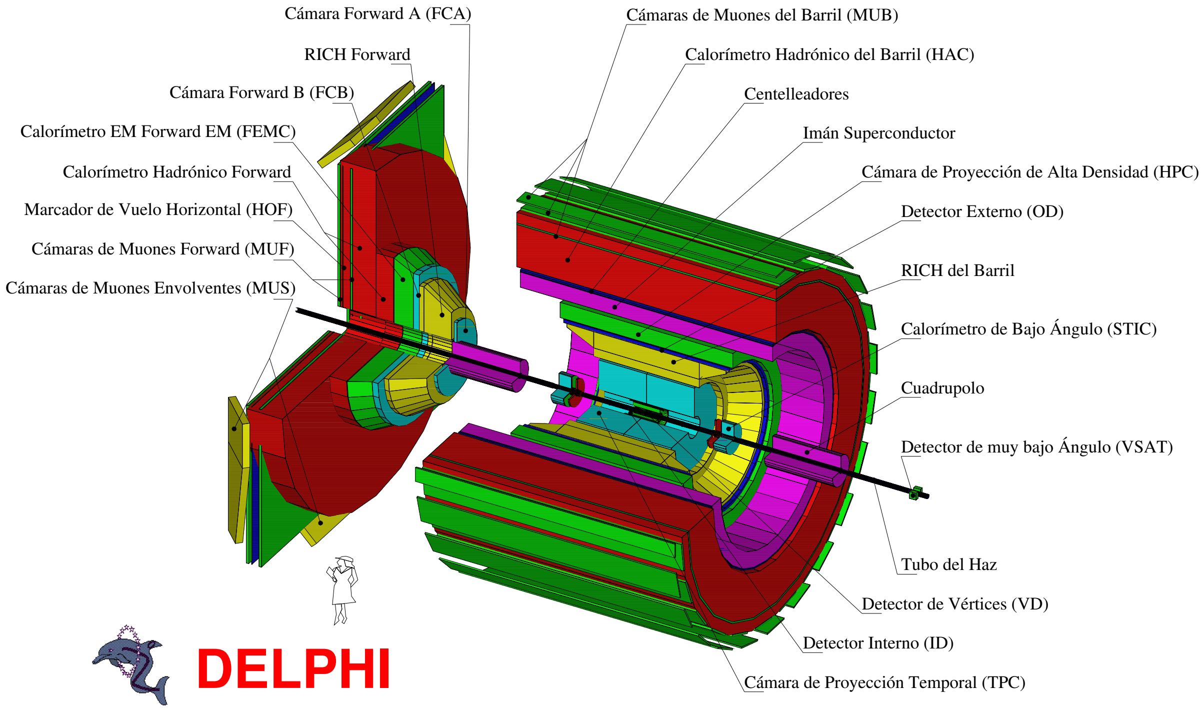


Figura 2.4: *Dibujo esquemático del detector DELPHI.*

del barril está formado por distintos subdetectores optimizados para definir la posición de la partícula a su paso por ellos. Son el detector de microvértices, el detector interno, la cámara de proyección temporal y el detector externo. Las cámaras *forward* A y B contribuyen en la zona de las tapas. Los detectores RICH se hallan intercalados entre estos detectores y proporcionan una ayuda en la identificación de los tipos de partículas que los atraviesan.

Los calorímetros electromagnéticos se sitúan alrededor de los detectores anteriores tanto en la zona del barril como en la zona *forward*. Rodean a éste, el retorno del imán y el calorímetro hadrónico en la zona del barril. Finalmente, en las zonas más externas de DELPHI se encuentran las cámaras de muones que contribuyen de forma decisiva a la identificación de estos leptones.

En los costados del cilindro se encuentran las *barracas* en las que se aloja el sistema de adquisición de datos así como los sistemas de control de gases y criogenia. Todos estos sistemas están conectados por medio de fibra óptica con el centro de control en la superficie desde donde se vigila su correcto funcionamiento y donde son escritos en soporte magnético los datos recogidos en el detector.

En conjunto, DELPHI está formado por un total de 17 subdetectores que se pueden agrupar según sus funciones en las siguientes categorías,

- Detectores de trazas cargadas
- Calorímetros
- Detectores de identificación
- Centelleadores
- Monitores de luminosidad

A continuación se describen los distintos subdetectores de DELPHI partiendo del más interno al más externo.

2.2.1 Detectores de trazas cargadas

El momento y la dirección de las partículas cargadas se miden a partir de su señal en los detectores de trazas. Estos operan dentro de un campo magnético axial intenso de 1.2 T (con una componente radial inferior a 5 Gauss) y de gran homogeneidad (mejor del 0.1%), creado por un solenoide superconductor cilíndrico externo.

El detector de trazas principal de DELPHI es la cámara de proyección temporal, que proporciona la información tridimensional requerida, con una buena resolución espacial. Sin embargo, el error del momento medido con este subdetector es algo elevado, debido a su tamaño relativamente pequeño. Para compensar esto existen dos detectores de trazas más en el barril de DELPHI: el detector externo y el detector interno; así como otros dos en las tapas del barril: las cámaras *forward* A y B. La combinación de los distintos subdetectores da como resultado una sustancial mejora en la medida del momento. Para comprender esto basta tener en cuenta la dependencia del error en la medida del momento transverso al utilizar un detector de longitud L, en un campo magnético B y midiendo n puntos [6]. Este error tiene dos componentes, la primera proveniente de la resolución espacial

$$\frac{\sigma(P_T)}{P_T} \propto \frac{\sigma_{r\phi} P_T}{BL^2\sqrt{n}}$$

y la segunda del *scattering* múltiple

$$\frac{\sigma(P_T)}{P_T} \propto \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$$

En estas expresiones se observa claramente la mejora que significa extender el brazo del detector, especialmente para las trazas más energéticas, ya que el error disminuye al aumentar L, y eso es lo que se consigue incluyendo puntos de detectores más alejados del punto de interacción.

Detectores de vértices

El detector de microvértices (*micro Vertex Detector*, VD) [7] puede considerarse, la suma de dos detectores situados en la zona del barril y en sus tapas (ver figura 2.5). El detector actual se ha beneficiado de varias mejoras desde su instalación original.

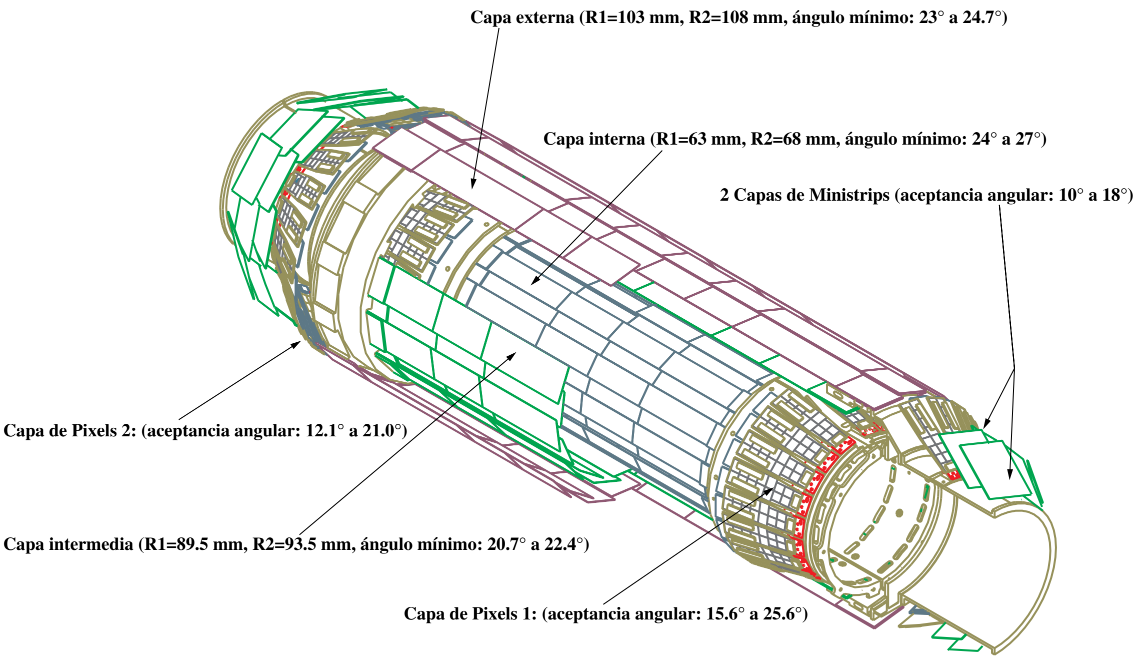


Figura 2.5: *El detector de vértices de DELPHI.*

La parte del barril está formada por tres capas cilíndricas concéntricas situadas a 6.3, 9.0 y 10.9 cm del punto de interacción. La capa más externa (*Outer*), la más interna (*Closer*) y la mitad de la intermedia (*Inner*) están compuestas por detectores de silicio de doble cara. El resto de la capa intermedia la forman detectores de silicio de cara simple. Los detectores de doble cara proporcionan medidas precisas en $r\phi$ y en rz, y, aunque los de cara simple solo proporcionan la coordenada $r\phi$, la reconstrucción tridimensional es posible en la mayor parte del barril.

La figura 2.6 muestra dos vistas del VD en la zona del barril, en las que se puede apreciar el solapamiento existente entre los distintos módulos. Esta propiedad se utiliza tanto en el alineamiento como en la estimación de la resolución del detector. Sus tres capas cubren el ángulo polar entre 25° y 155°.

La parte del VD situada en la zona *forward* (*Very Forward Tracker, VFT*) consta de dos capas de detectores de mini tiras (*mini strips*) y dos capas de detectores *pixel* (ver figura 2.7). El VFT se extiende en la zona polar que va desde 10° hasta 25°.

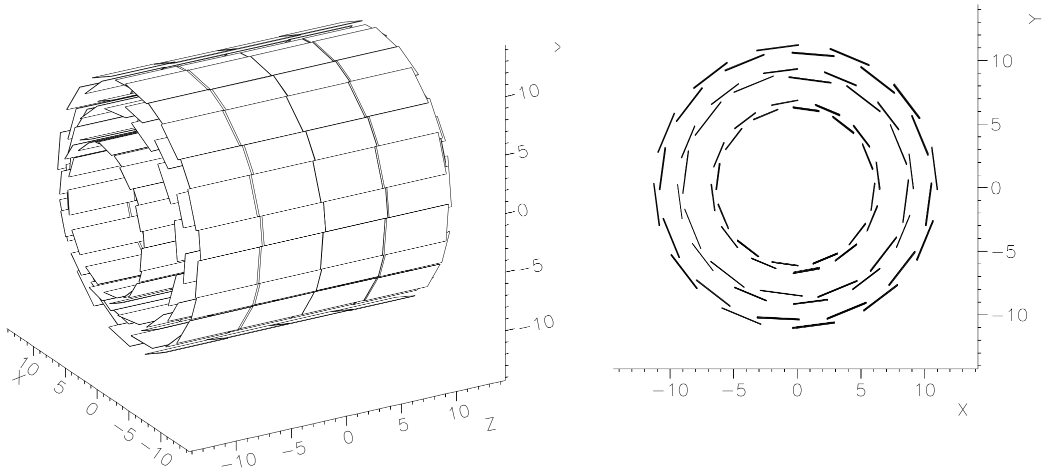


Figura 2.6: *El detector de vértices de DELPHI (en cm.), en perspectiva (izquierda) y en el plano perpendicular al eje del haz (derecha).*

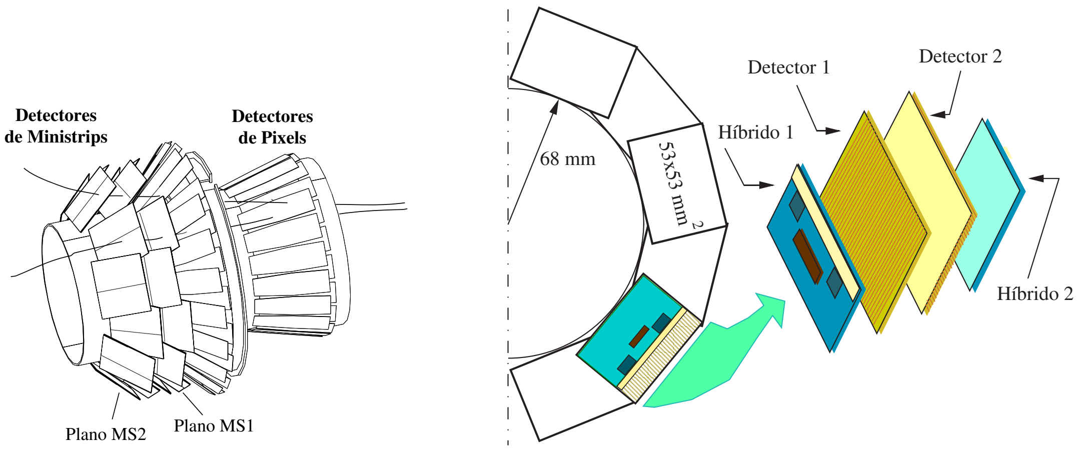


Figura 2.7: *Estructura del VFT y detalle de los detectores de mini tiras.*

El detector interno

El objetivo del detector interno [8] (*Inner Detector*, ID) es dar información para el *trigger* en $r\phi$ y z con granularidad 1°, medir muy precisamente (inferior a 100 μm en $r\phi$ y por debajo de 1 mm en z para cada punto) segmentos de traza cerca del punto de interacción y separar trazas dentro de *jets* (menor que 1 μm en $r\phi$). Consta de dos capas concéntricas:

- Una cámara de deriva interna con una geometría de "cámara de *jet*" que se extiende entre un radio mínimo de 11.8 cm y un radio máximo de 22.3 cm. Puede medir un elevado número de puntos (hasta uno por cada uno de sus 24 sectores azimutales) y es capaz de proporcionar una muy buena separación de trazas (a partir de 15 mrad en φ y 1 mm en $r\phi$). Cubre la región polar entre 29° y 151° con todos los hilos y entre 18° y 162° con una parte de ellos (en combinación con la Cámara Forward B). Sólo da medidas en $r\phi$, alcanzando unas precisiones de:

$$\begin{aligned} \sigma_{r\phi} &= 50 \ \mu\text{m} \\ \sigma_{\varphi} &= 1.5 \ \text{mrad} \\ \frac{\sigma_{P_T}}{P_T} &= 14\% \cdot P_T \end{aligned}$$

- El SD (*Straw Detector*) compuesto por cinco capas de cámaras proporcionales multihilos (MWPC) situadas concéntricamente en torno a la cámara de *jets*. Cada capa consta de 192 hilos espaciados unos 8 mm colocados paralelos al eje del haz (que miden $r\phi$) y varios cátodos circulares alineados en z (que miden rz).

  La precisión en las medidas de estas cámaras de *trigger* es: $\sigma_{r\phi} = 1$ mm, $\sigma_{\varphi} = 70$ mrad, $\sigma_z = 220$ μm, $\sigma_\theta = 15$ mrad. La menor precisión de esta cámara queda compensada por la mayor rapidez de la medida y por el hecho de que también determina la coordenada z lo cual permite decir si una traza "real" ha cruzado o no el detector. Estas características permiten utilizar el ID dentro del *trigger*.

La cámara de proyección temporal

La cámara de proyección temporal [9] (*Time Projection Chamber*, TPC) es el principal instrumento de reconstrucción de trazas de DELPHI. Consiste en un cilindro de 30 cm de radio interno, 122 cm de radio externo y 2.7 m de longitud, lleno de gas. Una placa de alto voltaje divide por la mitad la TPC creando un campo eléctrico paralelo al eje del haz. En la figura 2.8 puede verse un esquema de este detector.

Cuando una partícula cargada atraviesa la TPC se produce una columna de ionización a su paso. Los electrones producidos en esta ionización derivan según su campo eléctrico hacia unas cámaras proporcionales situadas en ambos extremos del cilindro (sectores).

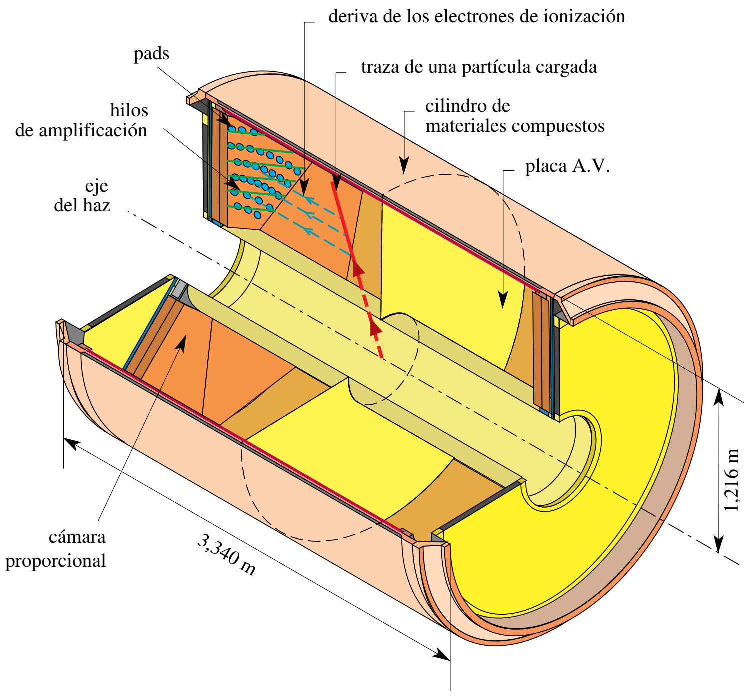


Figura 2.8: *Dibujo esquemático de la TPC de DELPHI.*

Cada tapa se divide en seis sectores. En cada uno de los sectores los electrones al acercarse encuentran en primer lugar una rejilla de bloqueo que evita el paso de iones positivos. A continuación dos planos de hilos forman la cámara proporcional: una rejilla catódica delante y una rejilla de hilos sensitivos y de campo detrás. Por último una placa metálica de cobre sirve de soporte sobre la que se han recortado 16 hileras circulares de *pads* (ver figura 2.9).

Para determinar la posición $r\phi$ se utiliza la señal inducida por acoplamiento capacitivo por los hilos en los *pads* segmentados según esta coordenada. r viene dado por la posición de la hilera de *pads* alcanzados y z por el tiempo de deriva de los electrones de ionización.

Con todo esto, se consigue una resolución mejor que 880 μm en z y 250 μm en $r\phi$, en cada punto, y una separación de trazas cuando $\Delta(r\phi) \times \Delta(z) > 1.5$ cm $\times$ 1.5 cm. La TPC cubre la zona $38° \leq \theta \leq 142°$ con precisión máxima (16 puntos espaciales medidos). Para ángulos fuera de ese intervalo el número de puntos va disminuyendo y con él la precisión hasta un límite inferior de 20° y superior de 160° donde se tienen 3 puntos que es el mínimo que se considera aceptable. Del ajuste de estos puntos se obtiene la curvatura de la traza de la partícula, a partir de la cual se puede calcular el momento.

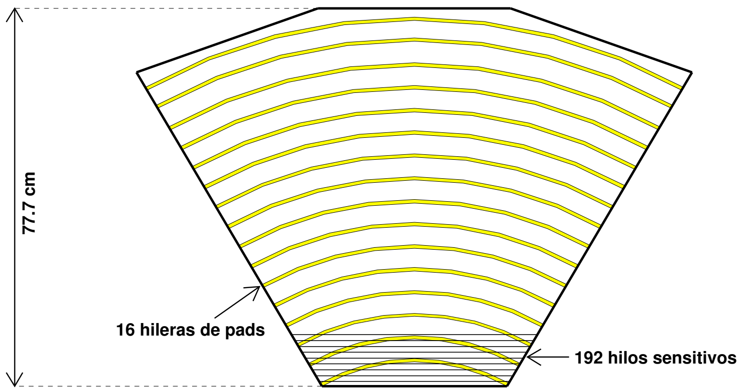


Figura 2.9: *Dibujo esquemático de un sector de la TPC de DELPHI.*

La resolución del momento así medido es:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left\{ \begin{array}{ll} (0.7\% \cdot p)^2 + (0.5\%)^2, & \theta = 90^\circ \quad (p \text{ en GeV}) \\ (0.5\% \cdot p)^2 + (0.6\%)^2, & \theta = 45^\circ \quad (p \text{ en GeV}) \end{array} \right. \tag{2.1}$$

Además de dar la posición de las partículas que la atraviesan, la TPC es capaz de determinar la ionización dE/dx producida por las partículas cargadas utilizando la carga depositada en los hilos. La resolución varía entre el 6.2 % y el 7.5%, dependiendo del tipo de partícula y de su momento. Con ello se facilita la separación e/π y se permite la separación π/K, especialmente para momentos relativamente bajos. La distribución de dE/dx en función del momento para distintos tipos de partículas puede verse en la figura 2.12.

El detector externo

El detector externo [9] (*Outer Detector*, OD) consiste en cinco capas de tubos de deriva rectangulares de aluminio funcionando en modo *streamer* limitado y situados a distancias radiales comprendidas entre 192 cm y 208 cm. Cubre la región polar entre 42° y 138°. Da información para el *trigger* en z y $r\phi$ y mejora la resolución en el momento de las trazas rápidas.

Hay un total de 24 módulos según φ, formados por 5 planos de tubos de deriva de sección $1.65 \times 1.65\ cm^2$ que están orientados en la dirección del haz. Un hilo sensitivo cruza a lo largo de cada tubo de 4.54 m. Cada uno de ellos solo puede medir un *hit* de modo que si dos partículas atraviesan el mismo tubo,sólo una será registrada. Posee una resolución nominal de:

$$\text{en z :} \quad \sigma_z = 35\,\text{mm}$$

$$\text{en r}\phi : \quad \begin{cases} \sigma_\omega = 100 \;\; \mu\text{m} & \text{(error en la posición del hilo)} \\ \sigma_m = 150 \;\; \mu\text{m} & \text{(error de la medida)} \end{cases}$$

$$\sigma_{r\phi} = \sqrt{\frac{\sigma_m^2 \sin\phi}{N} + \sigma_\omega^2} \sim 100 \;\; \mu\text{m}$$

(donde N es el número de planos: N = 5 = número de medidas).

Las cámaras *forward*

Las cámaras *forward* [5] (*Forward Chamber A*, FCA y *Forward Chamber B*, FCB) proporcionan señal de *trigger* en la zona *forward* y complementan en esta región a la TPC, en cuanto a reconstrucción de trazas y medida del momento.

Las dos partes de la FCA están montadas sobre los extremos de la TPC, en $z = \pm 160$ cm, $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$, $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Cada una consta de tres planos dobles de tubos de deriva girados 120° entre sí, con los que logra una resolución en los parámetros de la traza reconstruida de $\sigma(x, y) = 290$ μm, $\sigma(\theta) = 8.5$ mrad y $\sigma(\varphi) = 24$ mrad.

Las dos FCB están situadas independientemente sobre el retorno del imán, entre el RICH *forward* y el calorímetro electromagnético *forward*, en $z = \pm 275$ cm, cubriendo la zona angular $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$, $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Constan de 5 planos dobles girados entre sí con una resolución de 300 μm y permiten una estimación del momento de la traza. La resolución en los parámetros de la traza reconstruida es de $\sigma(x, y) = 150$ μm, $\sigma(\theta) = 3.5$ mrad y $\sigma(\varphi) = 4/\sin(\theta)$ mrad.

Medida del momento

En la zona barrel, la acción conjunta de VD, TPC, ID y OD mejora sensiblemente la resolución en momento de cualquiera de ellos por separado; ésta tiene un valor, para sucesos $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ de:

$$\sigma(1/p) = 0.57 \cdot 10^{-3} \; (GeV/c)^{-1}$$

En la zona forward, sucede algo parecido, con la acción conjunta de VD, FCA y FCB, aunque la resolución final no es tan buena como en la zona barrel. La resolución es en este caso de:

$$\sigma(1/p) = 1.31 \cdot 10^{-3} \; (GeV/c)^{-1}$$

Las resoluciones obtenidas en los parámetros de las trazas para otros valores del momento se pueden estimar comparando los parámetros simulados con los reconstruidos en una muestra de sucesos hadrónicos. Se puede ver cómo la resolución es aproximadamente constante en la zona del barril, pero se degrada sensiblemente en las zonas *forward* del detector. La resolución en momento para trazas del barril en función del momento de éstas se degrada por debajo de $\sim 3GeV/c$ debido al scattering múltiple.

2.2.2 Calorímetros

Este tipo de detectores son necesarios para determinar la energía y la posición de las partículas neutras. Además proporcionan información adicional sobre la posición de las trazas cargadas y contribuyen a su identificación gracias a una medida de la energía independiente del momento.

Los parámetros básicos que definen un calorímetro son la resolución en energía, la granularidad y la resolución espacial directamente determinadas por la segmentación transversal a la dirección de incidencia de las partículas de los canales de lectura de la señal. Si el tamaño de la cascada es superior (como es usual) al de un segmento de lectura, la cascada da señal en varios de estos segmentos y la estructura y forma del conjunto de las señales permite estudiar el perfil transversal de la cascada y determinar con mejor precisión el punto de entrada de la partícula.

En ocasiones el calorímetro cuenta además con una segmentación a lo largo del mismo que permite estudiar el perfil longitudinal de la cascada. Dado que las cascadas electromagnéticas y hadrónicas tienen diferentes perfiles transversales (más ancho y con mayores fluctuaciones el hadrónico) y longitudinales (el electromagnético se inicia antes y fluctúa menos), la segmentación de un calorímetro permite que éste dé información adicional sobre la naturaleza de la partícula cuya energía ha sido medida.

En DELPHI existen dos calorímetros electromagnéticos, uno situado en el barril de DELPHI (el HPC) y el calorímetro electromagnético *forward*; también dispone de un calorímetro hadrónico en ambas zonas.

HPC

La HPC (*High-density Projection Chamber*) [10] constituye el calorímetro electromagnético en el barril de DELPHI. Es otro de los detectores innovadores de DELPHI utilizando la técnica de proyección temporal en la calorimetría. Se encarga de medir la distribución tridimensional de carga, inducida por las cascadas electromagnéticas y la interacción de hadrones, lo cual permite la distinción entre e/π y γ/π^0.

Está situada en el interior del solenoide y consiste en un cilindro formado por 144 módulos trapezoidales colocados en 6 anillos longitudinales. Con un radio interno de 208 cm, un radio externo de 260 cm y una longitud de 496 cm, la HPC cubre la región angular entre 43° y 137° en θ. Cada anillo está dividido en 24 módulos coaxiales alrededor del eje del haz. Cada módulo es una pequeña TPC con 41 capas de plomo dentro de un volumen de gas, cubre 15° en φ y tiene 90 *cm* de longitud, excepto los dos de los extremos, que miden 70 *cm*. Los espacios muertos entre módulos están en principio cubiertos por el calorímetro hadrónico, cuyas torres cubren también 15° en φ pero están desplazados 7.5° respecto los de la HPC.

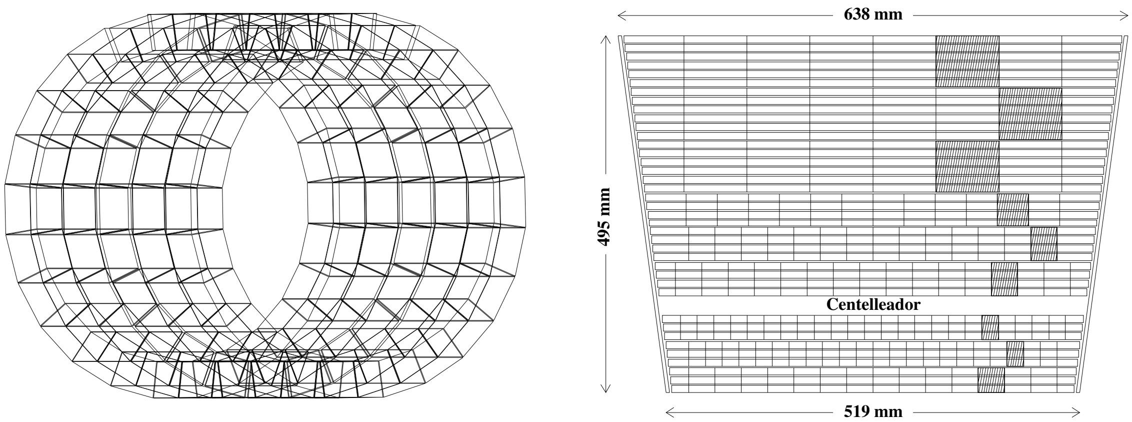


Figura 2.10: *Disposición de los 144 módulos de la HPC (izquierda) y segmentación de los canales de lectura en los contadores proporcionales de la HPC (derecha).*

En cada módulo, el campo eléctrico de deriva es paralelo al campo magnético. Está creado por hilos de plomo paralelos pegados y conectados a un divisor de tensión, que actúan a la vez de material pasivo induciendo la producción de cascadas. Los hilos se agrupan en cintas de 5 cm de ancho que se doblan en forma de acordeón dejando un espacio de 8 mm para el gas. El grosor de cada capa es de aproximadamente $0.5 \cdot X_0$ y el número total de longitudes de radiación es $18 \cdot X_0/\sin\theta$. La carga inducida es derivada por el campo eléctrico hacia un extremo del módulo, donde es medida por contadores proporcionales. La cámara situada en el extremo del módulo tiene un cátodo de lectura segmentado de forma especial, con 128 canales de lectura y un diseño que permite una mejor separación de las cascadas y reconstrucción de su eje.

La HPC es capaz de proporcionar las siguientes resoluciones:

$$\text{Resoluciones espaciales}: \begin{cases} \sigma_{r\phi} & \sim & 20 \text{ mm} \\ \sigma_z & \sim & 13-31 \text{ mm} \quad \text{(según la distancia a los anillos)} \\ \sigma_\theta & = & 1.7 \text{ mrad} \\ \sigma_\phi & = & 1.0 \text{ mrad} \end{cases}$$

$$\text{Resolución en energía:} \qquad \frac{\sigma_E}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E}}$$

El calorímetro electromagnético *forward*

El calorímetro electromagnético *forward* (*Forward ElectroMagnetic Calorimeter*, FEMC, también conocido como EMF) [11] consta de dos discos de 5 m de diámetro situados en $z = \pm\ 284\,\mathrm{cm}$ que cubren las zonas angulares $8° \leq \theta \leq 35°$ y $145° \leq \theta \leq 172°$. Cada disco esta formado por 4532 bloques de vidrio de plomo con forma de pirámide truncada de 40 cm de longitud (unas 20 longitudes de radiación) y $5\,\mathrm{cm} \times 5\,\mathrm{cm}$ de superficie frontal. La medida de la energía se realiza en este caso por medio de la captación y posterior amplificación de la radiación de Cherenkov emitida por las partículas cargadas de la cascada electromagnética.

La resolución en energía alcanzada es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.03\ \oplus\ \frac{0.12}{\sqrt{E}}$$

El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico [12] (*HAdron Calorimeter*, HAC, también abreviado como HCAL) es un detector de gas incluido en el imán. Está compuesto principalmente por el hierro del imán como material pasivo y capas de tubos multihilos funcionando en modo *streamer*, como parte activa. Su finalidad es proporcionar medidas de la energía de los hadrones (neutros o cargados) que lo atraviesan, así como tratar de reconstruir la cascada hadrónica con el fin de distinguir hadrones neutros y cargados, y ayudar en la identificación de muones.

La porción del HAC en el barril está situada alrededor del imán y además de su misión como calorímetro, desempeña la función de cerrar el flujo del campo magnético. Cubre la zona polar superior a los 42.6° e inferior a los 137.4°. Está dividido en 24 sectores con 20 capas cada uno. Una sucesión de capas de hierro de 5 cm de grosor y huecos de 2 cm en las que se sitúan los tubos multihilo conforman cada capa. El espesor total es de 110 cm de hierro (aproximadamente 6 longitudes de absorción).

La parte del HAC que se encuentra en las tapas tiene una disposición similar con 19 capas. Consigue cubrir las regiones polares $11.2° < \theta < 48.5°$ y $131.5° < \theta < 168.8°$, alcanzándose así el 98% del total del ángulo sólido.

La resolución espacial ($\Delta\theta = 2.96°$, $\Delta\phi = 3.75°$) viene dada por los *pads* de cobre de lectura, de unos $25 \times 25\ \mathrm{cm}^2$ de área y agrupados en torres de unos 35 cm de altura (grupos de 5 en el barril y de 4 o 7 en las tapas), orientadas al punto de interacción.

La resolución en energía alcanzada en la zona del barril es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.21\ \oplus\ \frac{1.12}{\sqrt{E}}$$

donde el término constante en la expresión se debe al material entre el calorímetro hadrónico y el electromagnético. Estas resoluciones permiten obtener una alta precisión en la medida de la energía visible como se mostrará en el capítulo 3 en las figuras 3.15 y 3.16.

2.2.3 Detectores de identificación

En DELPHI existen 2 tipos de detectores orientados a la identificación de las partículas que los atraviesan: los innovadores contadores de anillos de efecto Cherenkov y las cámaras de muones.

Contadores de anillos de efecto Cherenkov

El detector de Contadores de anillos de efecto Cherenkov (*Ring Imaging CHerenkov counters*, RICH) [13] es uno de los más innovadores de DELPHI. Su objetivo es una mejor identificación de partículas (e/π/K/p) sobre la mayor parte del rango de momentos, incluso dentro de *jets*. Para ello hace uso del efecto Cherenkov: las partículas que atraviesan un medio dieléctrico con una velocidad superior a la de la luz en ese medio emiten un cono de luz ultravioleta cuya apertura depende de esa velocidad, según la formula: $\cos\theta_c = 1/n \times \sqrt{1+M^2/p^2}$, donde n es el índice de refracción del medio, M es la masa de la partícula y p su momento.

Para cubrir un rango amplio de velocidades se utilizan dos medios de índices de refracción diferentes: C_5F_{12} (en el barril) o C_4F_{10} (en la zona *forward*) gaseoso para momentos que oscilan entre los 2.5 GeV/c y los 25 GeV/c, y freón (C_6F_{14}) líquido para rangos de momento entre 0.7 GeV/c y 8 GeV/c. Entre ellos existe una cámara de deriva para la detección de los fotones Cherenkov.

La focalización del cono de luz de Cherenkov es distinta para los dos medios. En el caso del líquido se proyecta directamente sobre una cámara de deriva situada a continuación debido a su pequeño espesor (~ 1 cm). La menor intensidad de la radiación emitida en el medio gaseoso es compensada con un mayor espesor ($\sim 40-50$ cm) de forma que la cantidad de fotones emitidos sea suficiente. Estos fotones se focalizan por medio de una serie de espejos parabólicos o esféricos hacia la misma cámara de deriva, situada ahora delante del radiador. Un esquema de todo esto puede verse en la figura 2.11. En ambos casos el resultado final es una elipse medida por dos cámaras proporcionales situadas en los extremos de la cámara de deriva.

Con este detector se consigue la separación π/K entre 0.25 GeV y 20 GeV, entre 0.85 GeV y 30 GeV para K/p. En la figura 2.12 se muestra la distribución del ángulo medio de Cherenkov en función del momento para los dos medios utilizados.

La cobertura del mayor ángulo sólido se consigue por medio de dos detectores inde-

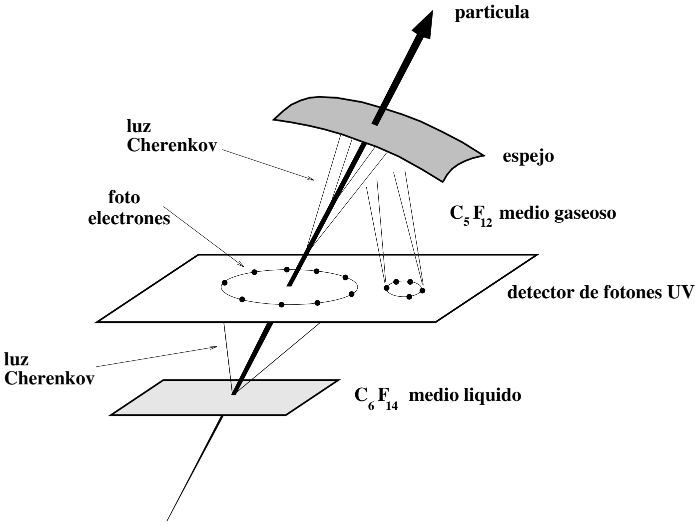


Figura 2.11: *Esquema de funcionamiento de un detector RICH.*

pendientes colocados, uno en la zona del barril y otro en las tapas. Debido a su diferente situación y al distinto campo eléctrico al que están sometidas poseen peculiaridades propias, aunque el principio de funcionamiento y la estructura general es la misma. En la figura 2.13 se representan las principales partes de los dos detectores RICH de DELPHI.

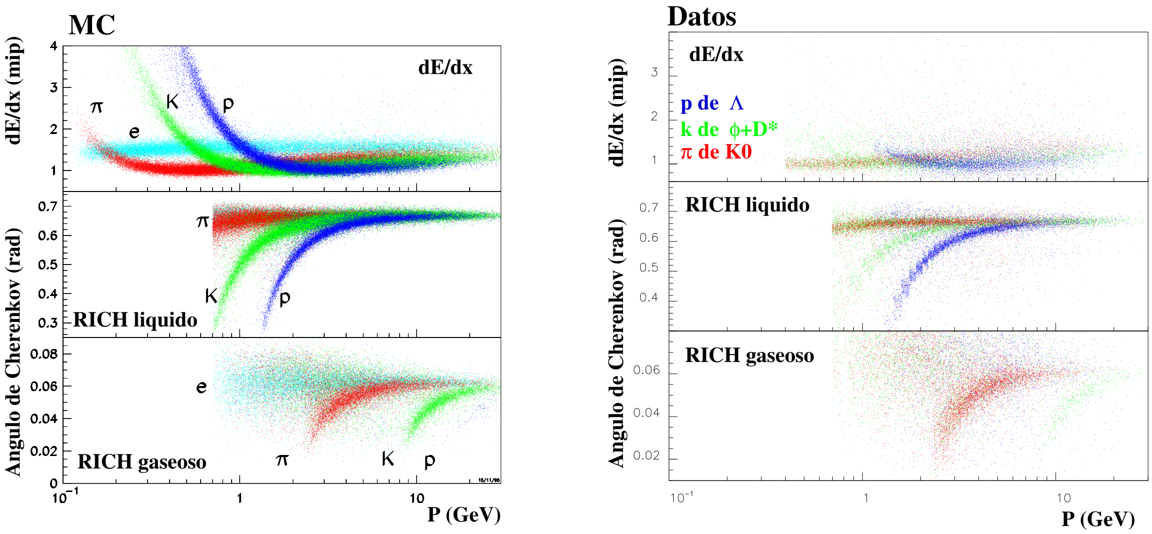


Figura 2.12: *Valores de dE/dx en la TPC y del ángulo medio de Cherenkov en el RICH en función del momento para datos (derecha) y MC (izquierda).*

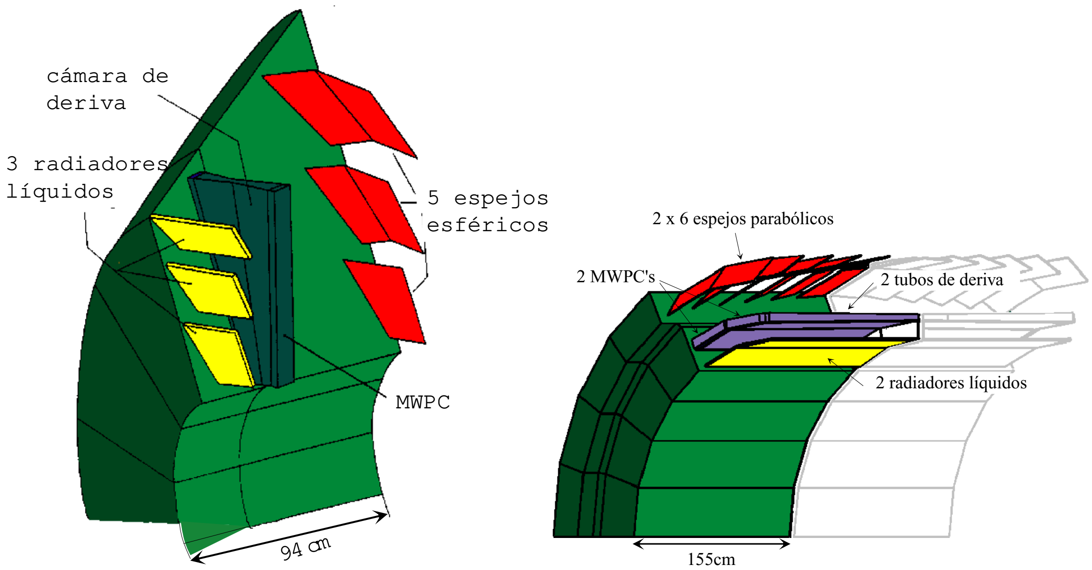


Figura 2.13: *Principales componentes del RICH* forward *(izquierda) y del RICH del barril (derecha).*

Las cámaras de muones

Las cámaras de muones [5] son las encargadas de identificar los muones, que, al no producir cascadas electromagnéticas ni hadrónicas, son las únicas partículas cargadas capaces de atravesar el plomo y el hierro de los dos calorímetros prácticamente inalteradas. Son por tanto los detectores que se encuentran más alejados del punto de colisión.

El detector de cámaras de muones del barril (*MUon Barrel chambers*, MUB) consiste en más de 1300 cámaras de deriva distribuidas en 24 sectores, con dos sectores adicionales entre las patas de DELPHI (ver figura 2.14).

Cada sector contiene 3 módulos de cámaras: uno interno (*inner*) inmerso en el HAC, y los otros dos (el externo o *outer* y el periférico o *peripheral*) situados fuera de DELPHI. Los módulos periféricos cubren los huecos entre sectores adyacentes de los otros módulos ayudando a conseguir una hermeticidad mayor. En la figura 2.15 puede verse la geometría interna de una cámara de muones. Los hilos de los tubos de deriva son paralelos al eje OZ, por lo cual la coordenada z es medida por el tiempo de llegada de la señal a los extremos. De esta manera se consigue una precisión de $\sigma_{r\phi} \sim 1$ mm y $\sigma_z \sim 10$ mm por punto (con tres puntos), que permite la comparación con la extrapolación de cada traza medida en el detector central.

Las cámaras de muones del barril, por sí solas, alcanzan una cobertura angular de $53.0° < \theta < 88.5°$ y $91.5° < \theta < 127.0°$.

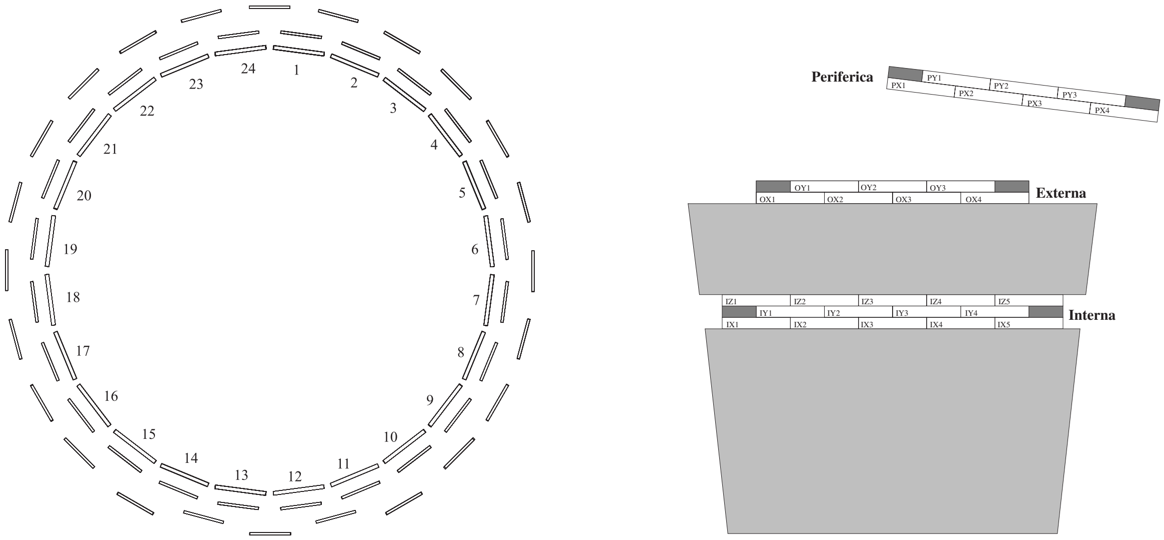


Figura 2.14: *Vista frontal del MUB (izquierda) y colocación de módulos y cámaras (derecha).*

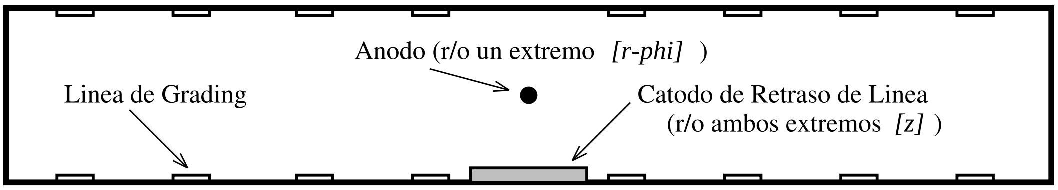


Figura 2.15: *Dibujo esquemático de una cámara de muones del MUB.*

El detector de cámaras de muones de la zona *forward* (*MUon Forward chambers*, MUF) consta de dos planos de detección: uno dentro del retorno del imán, detrás de 85 cm de hierro, y otro 30 cm fuera, detrás de otros 20 cm de hierro y los centelladores *forward*. Cada plano está compuesto de 4 cuadrantes, cada uno de los cuales tiene 2 capas ortogonales de 22 cámaras de deriva. Su funcionamiento es similar al de las cámaras del MUB. La precisión en las coordenadas x e y es del orden de 5 mm para las regiones polares $20° < \theta < 42°$ y $138° < \theta < 160°$.

Una capa envolvente de cámaras de muones (*MUon Surrounding chambers*, MUS, también referidas como SMC) compuestas por tubos de *streamer* limitado cubre el ángulo entre el barril y las tapas.

2.2.4 Centelladores

Los centelladores son detectores cuya misión es proporcionar señales rápidas que puedan ser incorporadas al primer nivel de *trigger*, al mismo tiempo que ayudan a conseguir una mayor hermeticidad del detector en los huecos dejados por el resto de los detectores.

Los contadores de tiempo de vuelo

El detector de contadores de tiempo de vuelo (*Time-Of-Flight counters*, TOF) [14] se encuentra situado en la zonal del barril a un radio medio de 310 cm inmediatamente después del solenoide con una cobertura angular de $41° < \theta < 139°$. Consiste en una capa con 192 contadores de centelleo (NE110) con un foto-multiplicador en cada extremo. Se utiliza para rechazar cósmicos durante el cruce del haz mediante la medida del tiempo de vuelo en láminas diametralmente opuestas. Además, al estar girado 7.5° con respecto a la HPC, permite detectar partículas que se escapan por las zonas muertas que el calorímetro electromagnético deja en la dirección φ. Sus parámetros característicos son:

$$\begin{aligned} \sigma_t &\approx 3 \text{ ns} \\ \sigma_z &\approx 30 \text{ cm} \end{aligned}$$

Los marcadores de vuelo horizontal

Los marcadores de vuelo horizontal (*HOrizontal Flight taggers*, HOF, también llamado *HOdoscope Forward*) [15] está formado por dos capas de centelladores en las tapas del detector, entre el calorímetro hadrónico y las cámaras de muones. Cada tapa cuenta con cuatro cuadrantes, cada uno de los cuales consta de 28 contadores de $420 \times 20 \times 2\ cm^3$. El HOF está diseñado para producir un *trigger* rápido de sucesos con muones en las región de las tapas. Así mismo, el HOF da información sobre la posición espacial y temporal de los *hits*, información que es usada para calibrar otros detectores.

Los marcadores de hermeticidad

Parte de la búsqueda de nueva física en LEP-200 implica señales experimentales basadas en energía y momento faltante. Por esta razón se necesita un detector lo más hermético posible. Los marcadores de hermeticidad (*HERmeticity taggers*, HER, también llamados TAG) [16] tratan de cubrir los distintos huecos dejados por otros detectores y detectar así los fotones que por ellos escaparían. Existen tres zonas principales:

- Hueco a 90°: Existen contadores desde que comenzó a operar DELPHI.
- Agujeros en φ: Varios contadores están colocados en las regiones críticas de DELPHI no cubiertas por el TOF.

- Agujeros a 40°: Tres anillos concéntricos de contadores cubren los agujeros de complicada geometría entre el barril y las tapas de DELPHI.

Los contadores están formados por 2 cm de absorbente de plomo y 1 cm de centellador. La recolección de la luz se hace a través de fibras de 1 mm unidas al lateral del centellador, utilizándose posteriormente un foto-multiplicador que en el caso de los contadores que cubren los agujeros a 40° es capaz de funcionar dentro del campo magnético de 1.2 T.

2.2.5 Monitores de luminosidad

DELPHI posee dos detectores de luminosidad, uno para la monitorización rápida (el VSAT) y otro situado a mayor ángulo pero con mayor precisión (el STIC). Ambos realizan su misión a partir de la cuenta de sucesos de *scattering* de *Bhabha* a bajo ángulo. El elevado valor de la sección eficaz en esa región y el preciso conocimiento teórico de su valor permiten obtener la luminosidad con un error muy pequeño.

El STIC

El calorímetro de bajo ángulo (*Small angle TIlled Calorimeter*, STIC) [17], se construyo mediante la técnica *Shashlik*; consiste en un calorímetro de centelladores y plomo con una serie de fibras ópticas situadas perpendicularmente a los planos del centellador. Está compuesto de dos cilindros con geometría proyectiva situados a ambos lados de la zona de interacción de DELPHI a una distancia de 2.2 m, cubriendo la región polar de 29-185 mrad. La longitud total del detector es de 27 longitudes de radiación. Cada brazo del STIC está dividido en 10 anillos y 16 sectores siendo la segmentación en $r\varphi$ de $3\,\mathrm{cm} \times 22.5°$. Una serie de detectores de silicio colocados enfrente de los centelladores proporcionan información adicional para la reconstrucción de la cascada electromagnética. La figura 2.16 muestra la disposición de las distintas partes de este detector que alcanza una resolución en energía de $\frac{\sigma_E}{E} = 2.7\%$. El error sistemático en la medida de la luminosidad es del 0.2%.

El VSAT

El detector de luminosidad de muy bajo ángulo (*Very Small Angle Tagger*, VSAT) [18] es necesario para la monitorización rápida de la luminosidad y el modo de operación de la máquina. Se encuentra situado a $z = \pm 7.7$ m, dentro del propio túnel de LEP. Cubre los ángulos entre 5 y 7 mrad. Consta de 4 módulos de calorímetros, cada uno de los cuales está formado por 11 diodos de silicio separados por absorbentes de tungsteno. 3 planos de tiras de silicio intercalados en los módulos proporcionan la información espacial. La resolución en energía es del 5% y el error sistemático esperado en la medida de la luminosidad relativa es del 0.1%.

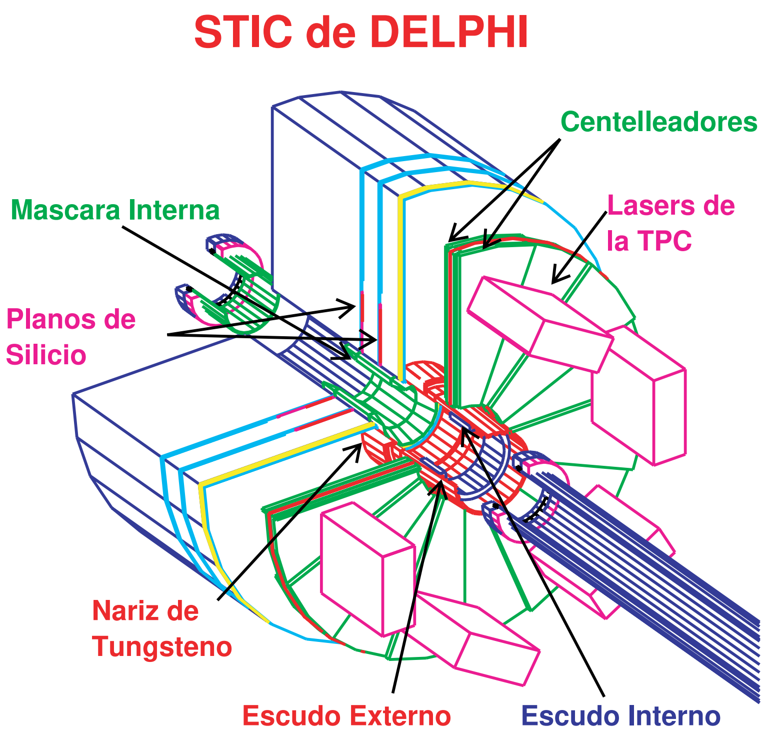


Figura 2.16: *Disposición de los distintos componentes del STIC.*

2.3 Sistema de toma de datos

El conjunto de detectores de DELPHI dan lugar a aproximadamente 200000 canales electrónicos con 1 Mbyte por suceso. Por otro lado, la frecuencia de cruce de los haces es del orden de los μs y la luminosidad es elevada. Todo ello requiere de un sistema de toma de datos que procese las señales de los detectores a una velocidad suficientemente alta. Por esta razón el sistema de toma de datos de DELPHI tiene dos componentes fundamentales íntimamente relacionados: el sistema de decisión o *trigger* y el sistema de adquisición de datos, DAS (*Data Adquisition System*).

2.3.1 El *trigger*

Para los altos valores de luminosidad alcanzados en LEP2 se plantean dos problemas importantes. Primero que cierto tipo de detectores complejos (especialmente la TPC) no pueden estar tomando datos de continuo, necesitan ser activados en el momento en que pasan las partículas. El segundo está relacionado con falsos sucesos Z^0, como pueden ser cósmicos, interacciones "beam-gas" o simplemente ruido electrónico. Si no se eliminan este tipo de sucesos, se perdería gran parte de los buenos, ya que muchos detectores tienen un tiempo muerto después de cada medida. Además el volumen de información se haría excesivamente grande y no habría tiempo ni espacio físico para almacenar los datos (y mucho menos para analizarlos).

De aquí la necesidad de un 'trigger'(disparador) que active los detectores en el momento en que una serie de partículas atraviese el detector y tengan unas características que correspondan a buenos sucesos.

Para ello se ha diseñado un trigger con 4 niveles. Los dos primeros niveles son síncronos con el BCO (**B**eam **C**ross **O**ver, cruce de los haces) que ocurre cada 11 μs. Los tiempos de decisión son 3 y 40 μs respectivamente, de manera que si un suceso es aceptado por el primer nivel se pierde un BCO. Los niveles 3 y 4 son asíncronos respecto al BCO y el tiempo de procesado es de 30 y 400 ms, respectivamente.

La decisión central de los triggers síncronos la toma el llamado 'Trigger Supervisor', módulo que recibe y procesa la información de los distintos subtriggers. Las componentes principales de estos niveles de trigger son [19]:

- Trigger de trazas
- Trigger de muones
- Trigger de energía electromagnética
- Trigger de energía hadrónica
- Trigger de bhabhas

2.3.2 El sistema de adquisición de datos

En lo que se refiere a la toma de datos, DELPHI se divide en particiones. En general cada partición engloba un detector existiendo una partición específica para los módulos centrales del TS y otra para la coordinación central del DAS [19].

Los pulsos electrónicos producidos por los detectores son transformados en señales temporales (TDC -*Time to Digital Converter*) o cargas totales integradas (ADC -*Analog to Digital Converter*). Estos módulos son leídos por tarjetas denominadas FIPs (*Fastbus Intersegment Processor*) en comunicación con las PANDORAs de cada partición. Los FIPs están conectados vía Ethernet a los ordenadores centrales de la adquisición en la superficie, para conexión remota y carga de programas.

El proceso de adquisición de datos se divide en tres etapas principales: Decisión de los niveles de trigger síncronos, etapa principal de lectura y escritura final del suceso.

En la primera etapa, ZEUS, con un adelanto fijo sobre el BCO, manda una señal a cada detector. Esta llega a cada PANDORA local que genera señales de aviso a los distintos módulos. Tras el cruce de los haces las señales electrónicas se van acumulando en los FEB (*Front End Buffers*). La LTS-DB lee la información de esos buffers y produce señales que se envían a PYTHIA para emitir las decisiones de T1 y T2. Si alguna de las respuestas es negativa la lectura se interrumpe y los FEBs son reinicializados. Tras una respuesta positiva del T2 los datos son transferidos al CEB (*Crate Event Buffer*) bajo el control del procesos LES (*Local Event Supervisor*) que se ejecuta en el FIP. Este proceso dura $\sim 4\ ms$ tras los cuales el sistema está listo para leer un nuevo suceso.

La etapa principal de la lectura se sucede de manera asíncrona con el BCO. En ella el LES copia los datos al MEB (*Multi Event Buffer*) siendo duplicados en el SEB (*Spy Event Buffer*) donde pueden ser inspeccionados por los ordenadores de los distintos detectores. Durante este proceso los datos son sometidos a una supresión de ceros y un formateo. En paralelo el FIP ejecuta los procesos correspondientes al tercer nivel de trigger local (LT3P). Estas decisiones paralelas son enviadas a la partición central donde se combinan para emitir una decisión global. Si ésta es negativa se interrumpe la transferencia de datos hacia el MEB reinicializándolo. La secuencia completa de esta fase dura aproximadamente $30\ ms$.

Por último, la información de los distintos detectores recogida en los MEBs es ensamblada por el GES (*Global Event Supervisor*) que las almacena en el GEB (*Global Event Buffer*) formateando el suceso completo en bancos ZEBRA. Esta información es leída por el T4 que se ejecuta en tres emuladores 3081/E. Su resultado, junto con el resto del suceso, es enviado por fibra óptica a los ordenadores del centro de control, en la superficie, desde donde son grabados a soporte magnético.

2.4 Software *off-line* de la colaboración DELPHI

2.4.1 Reconstrucción de sucesos

La información del suceso proporcionada por el sistema de toma de datos contiene básicamente información producida por los módulos electrónicos ("RAW DATA") como por ejemplo las señales de carga o las señales temporales digitalizadas. Para extraer el contenido físico de esta información han sido creados diversos programas informáticos que reconstruyen las trazas de las partículas a partir de los parámetros de calibración de los distintos subdetectores.

Las señales electrónicas correspondientes a cada detector son escritas por el sistema de adquisición de datos en un formato conocido como "*raw data*" utilizando el paquete de almacenamiento `ZEBRA` [20], desde `FORTRAN` y `C`. El análisis comienza con el programa $DELANA$ (**DEL**phy data **ANA**lysis program) [21], que actúa directamente sobre los datos tal y como se obtienen de los detectores, 'RAW DATA'.

El proceso tiene las siguientes etapas:

- Trasformar el “raw” en datos calibrados, TD (“track detector”)
- Dentro de cada detector relacionar los datos y buscar los posibles elementos de traza; TE (“track elements”)
- Conectar las TE de los distintos detectores, buscando los candidatos a traza, TS (“track strings”)
- Ajustar las TS para resolver las posibles ambigüedades a ese nivel para producir TK
- Finalmente estas TK se agrupan en grupos TB (*track bundles*) representando candidatos a vértices, que se ajustan dando lugar a las TV (“track vertex”)

Todos estos datos se almacenan en forma de bancos (bancos TE, bancos TK, etc), de acuerdo con una estructura convenida, para su posterior utilización por otros programas de análisis o de visualización gráfica. El resultado es un fichero de datos con una estructura llamada $TANAGRA$ [22] esquematizada en la figura 2.17.

El siguiente paso del análisis es la construcción de la DST (**D**ata **S**ummary **T**apes) con el programa PXDST, que añade nuevos bancos a la estructura anterior. En esta etapa se completa la información (p. ej. calorimetría combinada), pero sobre todo está encaminada a obtener cantidades físicas (masas invariantes, número de *jets* número de partículas por *jet*...) y a la identificación de las trazas.

El último paso es el reajuste fino de la información de diversos detectores susceptibles a recalibraciones individuales, como el detector de vértices VD, los calorímetros, o el RICH, la reconstrucción final del vértice primario empleando la información del *beam spot* (la región donde se produce la colisión entre los haces de e^+ y de e^-), calculado en cada llenado de LEP a partir de los sucesos hadrónicos, y el etiquetado de quarks b, incluyendo la estimación del parámetro de impacto por traza en $r\phi$ y z, y la reconstrucción de los posibles vértices secundarios. La estructura final resultante, `XSDST`, es leída por cada usuario en su programa de análisis.

La colaboración ha desarrollado un programa gráfico llamado $DELGRA$, que actúa directamente sobre TANAGRA y ofrece la posibilidad de ver los sucesos tal y como se han detectado. Es un método lento (hay que estudiar suceso a suceso) pero útil en algunos casos concretos para resolver situaciones extrañas y para comprobar de alguna manera el correcto funcionamiento de la cadena de análisis.

2.4.2 Simulación de sucesos

La complejidad de la respuesta del detector no sólo dificulta el análisis sino que hace necesaria la simulación para comparar las predicciones teóricas con la medida. Para ello en DELPHI se han desarrollado dos programas: $DELSIM$ [23] y $FASTSIM$ [24].

El primero es el programa de simulación detallada donde no solamente se sigue paso a paso la historia de cada partícula sino que se simula la respuesta de cada detector (obteniendo "RAW DATA"). Se tiene en cuenta todos los detalles geométricos del detector (posibles agujeros, etc) y los distintos materiales que los componen.

El segundo es la simulación rápida que se basa en una simplificación de la geometría de los detectores y de la respuesta que dan (se da ya a nivel de TE). Es del orden de 100 veces más rápido y en casi todos los casos los resultados son parecidos. Es muy útil por tanto cuando se requiere una estadística alta, pero no gran precisión en algunos aspectos.

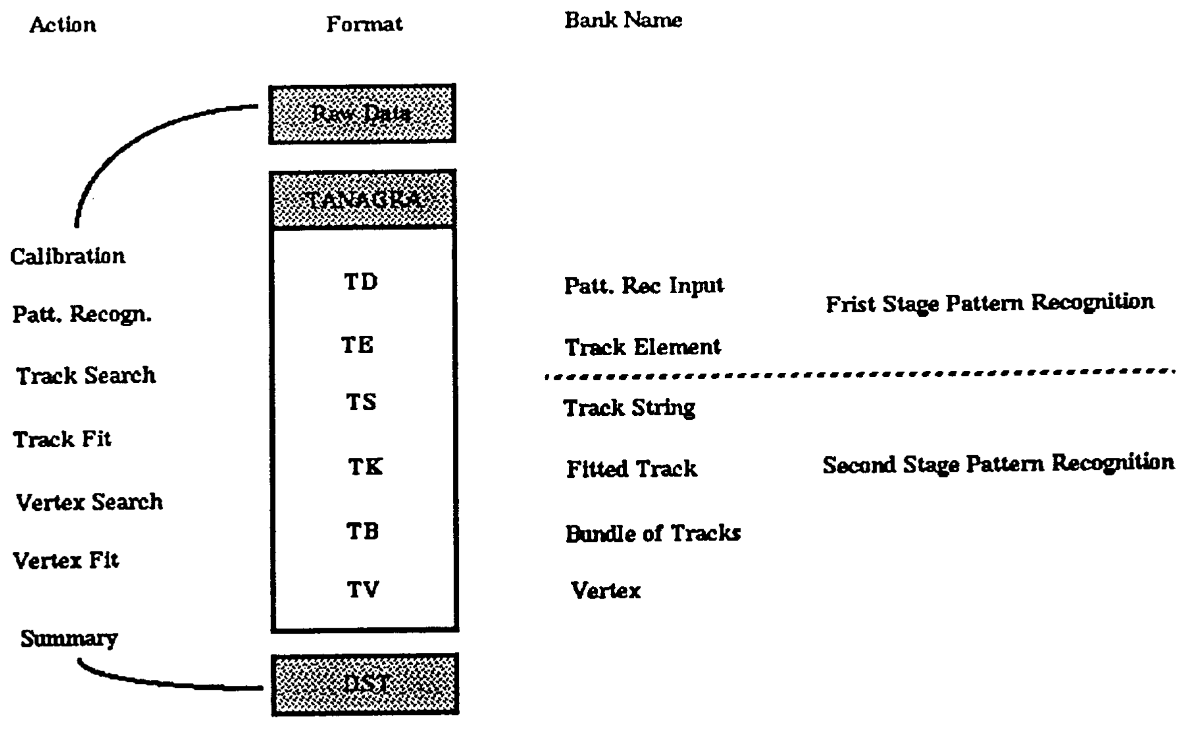


Figura 2.17: *Esquema de la estructura TANAGRA de almacenamiento de datos.*

**********	**********	*************************
Bloque	*Variables*	*Descripcion*
**********	**********	*************************
EINFO	21	*Cinematico*
JINFO4	38	4 *jets*
JINFO5	37	5 *jets*
MCINFO	12	*Informacion de MC*
ANALYSIS	29	*Variables de analisis*
BINFO	20	*Variables de* b*−tagging*
C6AQCD	12	*Variables de entrada de RN*
PRESEL	22	*Preseleccion*
XHESTIM	5	*Masa de Higgs*
Total		
**********	**********	*************************
Bloques = 12	*Variables* = 196	
**********	**********	*************************

Figura 2.18: *Esquema de los bloques de variables de las* common ntuples *de DELPHI* .

2.4.3 Software de análisis de datos

El estudio final de los datos se realiza en un formato de ficheros de tipo *ntupla* con diversos bloques que contienen variables de información de características comunes.

En el año 1999 se optó por un modelo denominado *common ntuples* usado por todos los participantes en las búsquedas hadrónicas de la colaboración DELPHI cuyo esquema de bloques se muestra en la figura 2.18. Las *common ntuples* utilizan los mismos algoritmos de reconstrucción que se emplean a nivel de *DST* y proporcionan una información común óptima mediante el consenso de las personas dentro de la colaboración encargadas de medidas de precisión por un lado y las de búsquedas de partículas por otro.

El paso de un suceso en “RAW DATA” hasta el formato de *common ntuples* supone un filtrado de información para reducir el volumen de los datos pasando por el formato *DST* (40Kbytes por suceso) hasta un nivel manejable (19Kbytes por suceso). A pesar de trabajar con sucesos forzados a 4 *jets*, conservan la información en formato 5 *jets* dado que algunos sucesos presentan una configuración de 5 *jets* naturales, lo que es útil a la hora de comparar su masa con la dada por los 4 *jets* y determinar la naturaleza del suceso.

Bibliografía

[1] S. Myers and E. Picasso, *The design, construction and commisioning of the CERN Large Electron-Positron collider*, Contemporary Physics, 31(1990) 387.

[2] ALEPH col., NIM A 294 (1990) 312

[3] L3 col., O. Adriani *et al.*, Phys. Lett. B 294 (1992) 457

[4] OPAL col., k. Ackeerstaff *et al.*, NIM A 305 (1998) 326

[5] DELPHI col., *DELPHI Technical Proposal*, DELPHI 83-66;
DELPHI col., NIM A 303 (1991) 233;
DELPHI col., *Performance of the DELPHI detector*, PPE 95-194

[6] F. Hartjes *et al.*, NIM A 289 (1990) 400

[7] P. Chochula et al., NIM A 412 (1998) 304-328;
V. Chabaud: *The DELPHI Silicon Tracker - Barrel part*, published in the Proceedings of the 5th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italy, 7-11 October 1996.

[8] F. Hartjes *et al.*, NIM A 289 (1990) 400

[9] C. Brand *et al.*, NIM A 283 (1989) 567;
C. Brand *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sc. NS36 (1989) 122

[10] M. Berggren *et al.*, NIM A 225 (1984) 477;
A. Cattai *et al.*, NIM A 235 (1985) 310;
V. Gracco *et al.*, NIM A 252 (1986) 573;
F. Navarria *et al.*, NIM A 257 (1987) 499;
H. G. Fischer *et al.*, NIM A 265 (1988) 218

[11] P.Checchia et al., NIM A 248 (1986) 317;
G.Barichello et al., NIM A 254 (1987) 111;
P.Checchia et al., NIM A 275 (1989) 49

[12] N. A. Filatova, NIM A 243 (1986) 91;
G.D. Alekseev *et al.*, NIM A 269 (1988) 652

[13] "The Design of the Barrel RICH", DELPHI 85-44/GEN 31 (1985);
"The Ring Imaging Cherenkov detectors of DELPHI", DELPHI 95-9/RICH (1995);
"Performance of the Barrel Ring Imaging Cherenkov Counter of DELPHI", DELPHI 94-18/RICH 61 (1994)

[14] P.Allen et al., NIM A 277 (1989) 347;
J.M.Benlloch et al., NIM A 290 (1990) 327;
J.M.Benlloch et al., NIM A 292 (1990) 319

[15] "Scintillation Counter Hodoscopes for the DELPHI End Cap Region (Technical proposal)", DELPHI 86-108/TRACK 42 (1986)

[16] "A Fibre Tagger at 40°and More about Hermeticity", DELPHI 92-56/PHYS 174CAL 96 (1992);
"Test and Installation of the 40°Counters during the 1993/1994 Shut Down", DELPHI 94-48/HERM 1 (1994);
"Status of φ-tagger in 1994-95", DELPHI 97-65/HERM 3 (1997)

[17] "STIC the new DELPHI Luminosity Monitor", DELPHI 94-31/CAL 112 (1994)

[18] "High Precision Relative Luminosity Measurementwith a Very Small Angle Tagger (VSAT) in DELPHI", DELPHI 92-77 Dallas/PHYS 188;
"The Slow Control System of the DELPHI Small Angle Tagger (SAT) and Very Small Angle Tagger (VSAT)", DELPHI 94-6/PROG 204 (1994)

[19] "The DELPHI Trigger System at LEP200", DELPHI 99-7/DAS 188 (1999);
"Upgrades of the DELPHI central DAS with the prospect of LEP's last two years at maximum energy", DELPHI 2000-150/DAS 189 (2000);
"Upgrades in the DELPHI Central Trigger System", DELPHI 2000-154/DAS 190 (2000)

[20] R. Brun y J. Zoll, "ZEBRA User Guide", CERN Program Library, 1994

[21] "DELANA User's Guide", DELPHI 89-44/PROG 137 (1989)

[22] D.Bertrand, TANAGRA User's Guide, DELPHI 87-95.

[23] "DELSIM User Manual", DELPHI 89-67/PROG 142,(1989);
"DELSIM Reference Manual", DELPHI 89-68/PROG 143,(1989)

[24] J.Cuevas, J.Marco et al., NIM A 274 (1989) 459

Capítulo 3

Descripción de los procesos a 4 *jets*

3.1 Descripción de la señal

El objetivo del análisis que aquí se presenta es el de es estudiar entre todos los sucesos recogidos en el experimento DELPHI aquellos que podrían corresponder a procesos con cuatro quarks de tipo b en el estado final:

$$e^+e^- \rightarrow h^0A^0 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b} \quad \text{(MSSM)} \tag{3.1}$$

pero teniendo en cuenta que uno de los estados finales del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ puede presentar una topología idéntica como se verá posteriormente.

La signatura experimental del canal $b\bar{b}b\bar{b}$ es relativamente sencilla. Los cuatro quarks b dan lugar a cuatro *jets* hadrónicos bien separados conformando un suceso de alta esfericidad, relativamente alta energía visible, alta multiplicidad de trazas cargadas y donde cada uno de los quarks b produciría un vértice secundario por *jet* o un leptón de alto p_t. La figura 3.1 muestra un candidato real con 4 *jets* bien separados y con 2 vértices secundarios reconstruidos como se observa en la figura 4.9

La sección eficaz del proceso h^0A^0 que se busca es muy pequeña (comparada con la de los procesos de fondo) y crece suavemente en el rango de energías entre 192 y 208 GeV alcanzando un valor máximo de 0.1 pb (ver tabla 1.4) para los valores de masa de interés.

Las luminosidades para cada energía de centro de masas simulada con Monte Carlo, así como el numero de sucesos de señal h^0A^0 esperados asumiendo $\tan\beta = 20$ y en el escenario m_h^{max}, se recogen en la tabla 3.1. La muestra señalada en la tabla como 206.5U1 corresponde a los últimos 60 pb^{-1} del año 2000 reseñados al final de la sección 2.1.2 para los que se generó una muestra especial de Monte Carlo a esa energía donde fue necesario una readaptación del software de simulación y reconstrucción. Como se puede apreciar, con la luminosidad total acumulada en los dos años por DELPHI (452 pb^{-1}) se esperarían unos 13 sucesos producidos por LEP para la masa m_A=90 GeV/c^2.

	$\sqrt{s}$(GeV)								
	192	196	200	202	205	206.5	206.5U1	208	Total
Lum (pb^{-1})	25.89	76.90	84.28	41.11	75.64	80.38	60.76	7.46	452.42
m_A = 80 GeV/c^2	1.8	5.7	6.6	3.3	6.3	6.8	5.2	0.6	36.3
m_A = 85 GeV/c^2	1.0	3.5	4.3	2.2	4.3	4.7	3.6	0.4	24.0
m_A = 90 GeV/c^2	0.4	1.7	2.3	1.2	2.6	2.9	2.2	0.3	13.6
m_A = 95 GeV/c^2	0.05	0.4	0.9	0.5	1.2	1.5	1.1	0.2	5.8

Tabla 3.1: *Luminosidades y sucesos de señal esperados para las distintas energías de centro de masas* (tan β= *20 y escenario* m_h^{max}*).*

Se simularon 5000 sucesos de MC para más de 60 puntos del plano (m_A, m_h) y a las distintas energías de centro de masas, lo que supone, a la vista de la tabla anterior, unas 700 veces el número de sucesos esperados en el peor de los casos. Se generaron puntos de masas iguales desde 12 a 100 GeV/c^2 con pasos de 5 GeV/c^2 por encima de 80 GeV/c^2, y pasos mayores para masas inferiores. Para puntos (m_A,m_h) de masas distintas, la masa inferior se vario en el mismo rango con un tamaño de paso doble respecto a los puntos de masas iguales, y, para cada uno de los valores de la masa inferior, la masa superior se varió hasta alcanzar el límite cinemático de cada energía de centro de masas con pasos de 20 GeV/c^2. Se generaron puntos extra con 10 o 5 GeV/c^2 de granularidad alrededor de 90 GeV/c^2 por ser la zona límite de sensibilidad de LEP2.

En todas las muestras, se tomó como anchura de los bosones de Higgs el valor de 1 GeV/c^2, que es consistente con el valor esperado teóricamente (ver figura 1.19) en la mayor parte del espacio de parámetros, es decir, para tan β<20. En cambio, para tan β>20, las anchuras de h y A aumentan rápidamente para alcanzar varios GeV/c^2 a tan β=50, excediendo por tanto la resolución experimental en masa que es típicamente de 3 GeV/c^2 para los bosones individuales. Debido a esto, se generó un segundo grupo de muestras de simulación con tan β=50 variando m_A con el mismo patrón que para las simulaciones de puntos de igual masa. Esto fija la masa del bosón h que es casi igual a m_A para un valor tan grande de tan β. Se utilizó en todo momento el generador `HZHA` [2] en su versión 3 con `PYTHIA` versión 6.156 [3]. Este generador incluye todos las características deseadas, y se utiliza para la producción de sucesos tanto de forma inclusiva como exclusiva.

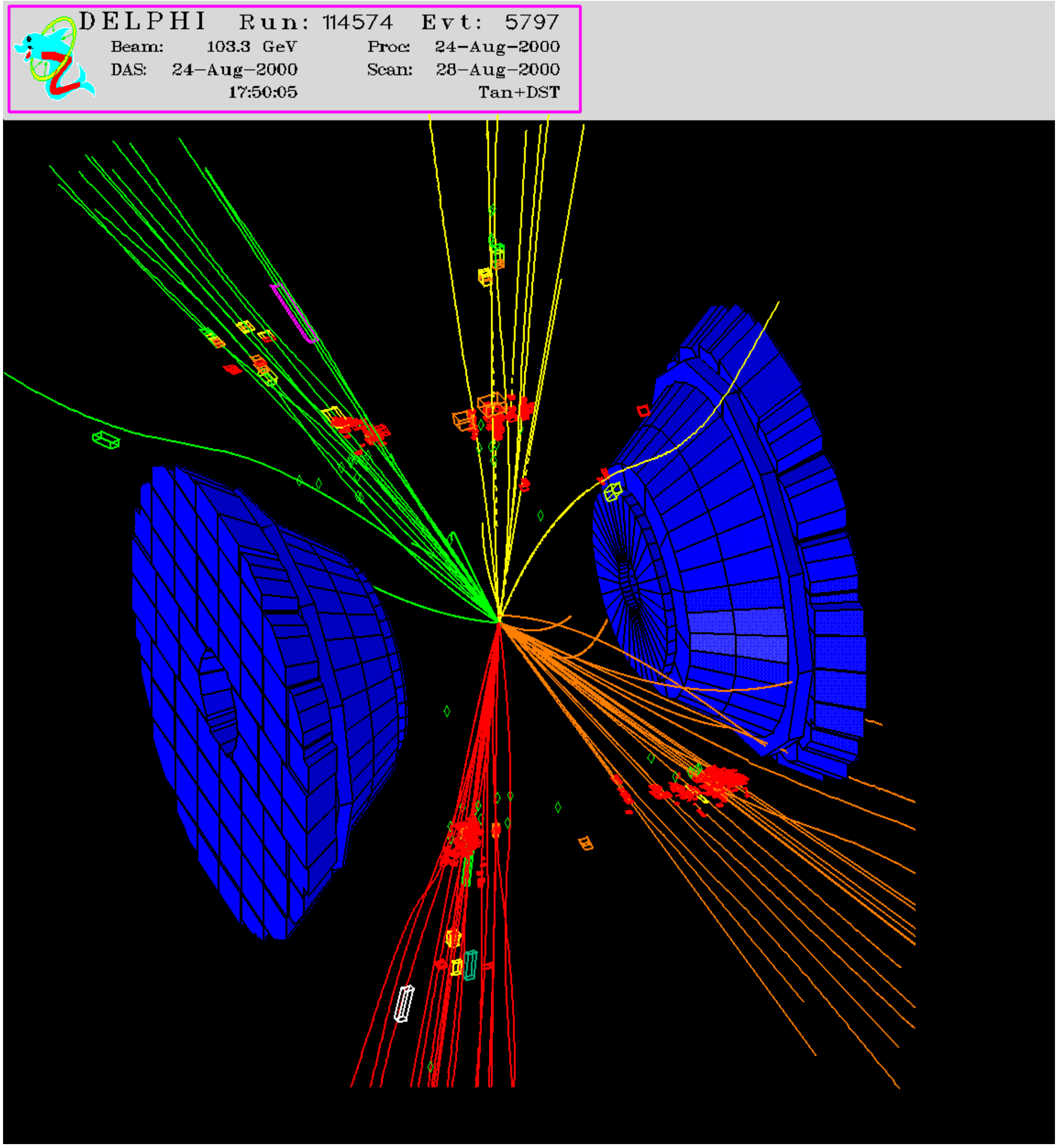


Figura 3.1: *Esquema de la topología de los sucesos a cuatro* jets *en el estado final. Representación dada por el programa* DELGRA *[1] de la proyección Z-Y de un suceso real (114574, 5797) tomado en el año 2000 a* $\sqrt{s}$*=206.5* GeV*. Las formas cónicas en azul representan las tapas del detector DELPHI (sección 2.2).*

3.2 Descripción de los procesos de fondo

Como se vio en la sección anterior, la sección eficaz de los sucesos de señal h^0A^0 buscados es muy pequeña y existen procesos que, aunque a priori presentan topologías muy diferentes de las buscadas, su elevada sección eficaz aumenta la probabilidad de que aparezcan sucesos con características similares. En la figura 3.3 puede verse la evolución con la energía en centro de masas de las secciones eficaces de los procesos esperados en el SM más importantes.

De todos los procesos del SM presentes en la figura 3.3, los fondos relevantes para la señal h^0A^0 son de tres tipos: los procesos a dos fermiones marcados en la figura con el símbolo $\sum q\bar{q}$ $(q\bar{q}(\gamma))$ y los procesos a cuatro fermiones producidos en las desintegraciones W^+W^- y ZZ. Estos tres tipos de sucesos se describen con detalle en las secciones siguientes mientras que el resto de los presentes en la figura 3.3 pueden eliminarse con la preselección que se describe en la sección 3.5 mediante los siguientes criterios:

- preselección hadrónica ($e^+e^-\tau^+\tau^-$, e^+e^-Z),
- cortes en la energía visible del suceso ($\nu\bar{\nu}Z, \nu\bar{\nu}\gamma$),
- identificación de energía neutra ($Z\gamma\gamma, W^+W^-\gamma$),
- combinaciones de estos cortes ($W^{\pm}e\nu_e$).

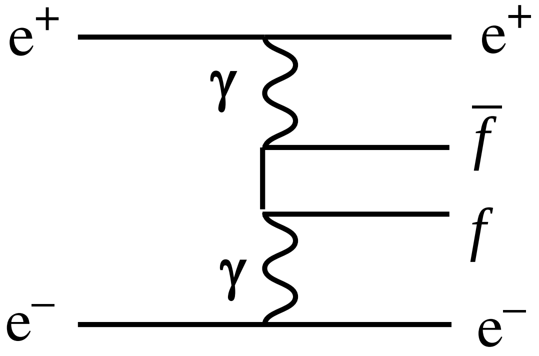


Figura 3.2: *Diagrama de Feynman correspondiente al proceso $\gamma\gamma$.*

Dos de los procesos con mayor sección eficaz a la vista de la figura, $\gamma\gamma$ y Z γ^*, se eliminan también por completo mediante la preselección inicial de sucesos de la sección 3.5. Sus diagramas de Feynman son el de la figura 3.2 para el caso del $\gamma\gamma$, mientras que el Z γ^* es un proceso que se produce con diagrama equivalente al de la figura 3.9 sustituyendo uno de los bosones Z por un fotón virtual γ^* cuando la energía no es suficiente como para producir un par ZZ. Por último, el proceso $ZZ\gamma$ posee una sección eficaz prácticamente nula a las energías de trabajo de LEP2 y no se considera por tanto.

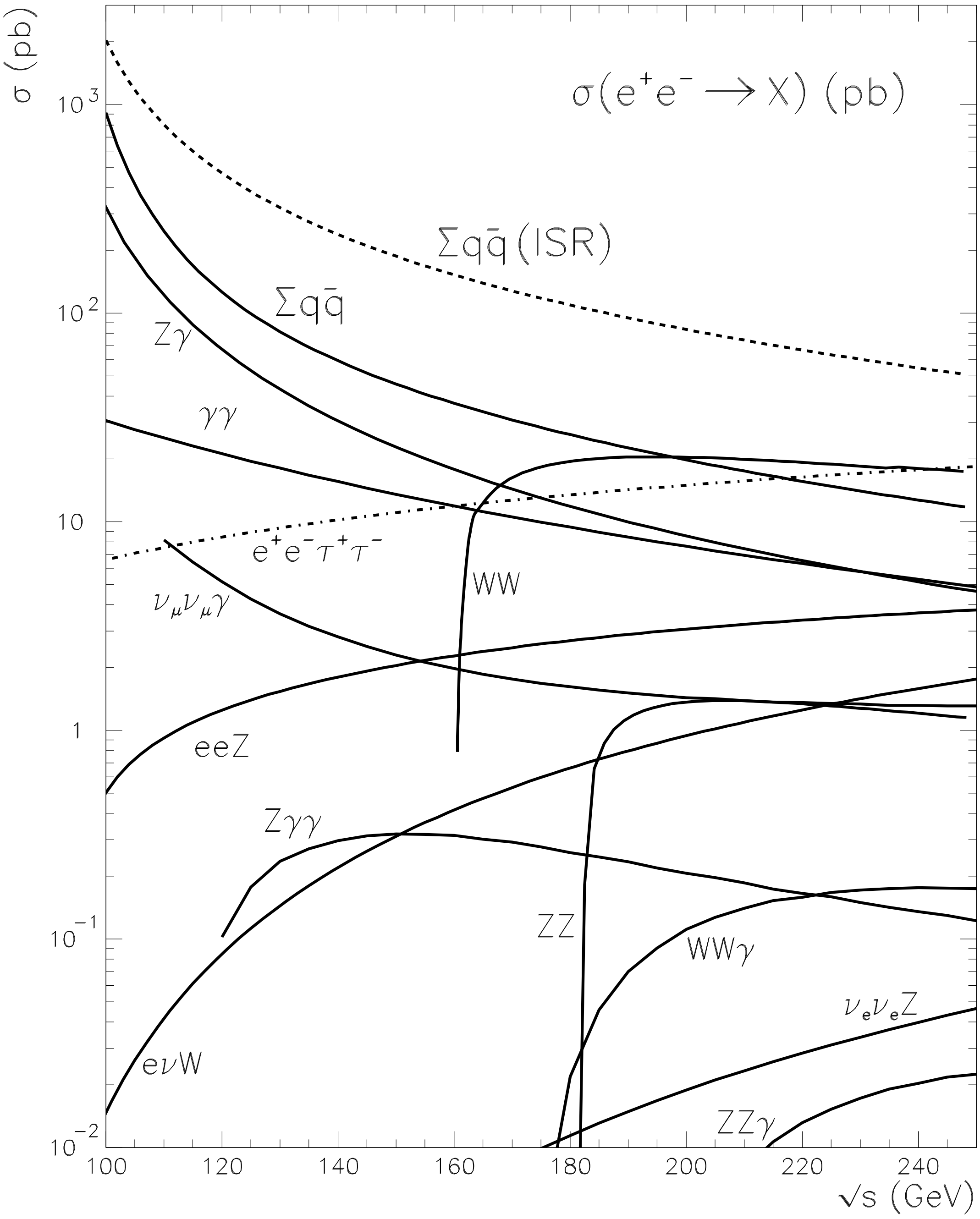


Figura 3.3: *Evolución con la energía en centro de masas de las secciones eficaces de los procesos predichos por el SM más importantes.*

3.2.1 Fondo a dos fermiones: procesos $q\bar{q}(\gamma)$

A las energías en que se desarrolla este análisis, aproximadamente el 65% de las aniquilaciones e^+e^- consisten en un retorno radiativo al pico del Z^0 (ver figura 3.3). Así se denomina a la radiación en el estado inicial (ISR, *Initial State Radiation*) de al menos un fotón duro de forma que la energía efectiva en el centro de masas tiende a M_Z (fondo $q\bar{q}(\gamma)$). El fotón ISR tiene típicamente un momento transverso pequeño, por lo cual suele escaparse por el tubo del haz, dando como resultado un suceso con energía faltante, además, los *jets* producidos por los quarks no son colineales y su masa invariante tiende a M_Z. Los diagramas de Feynman con y sin ISR se muestran en la figura 3.4.

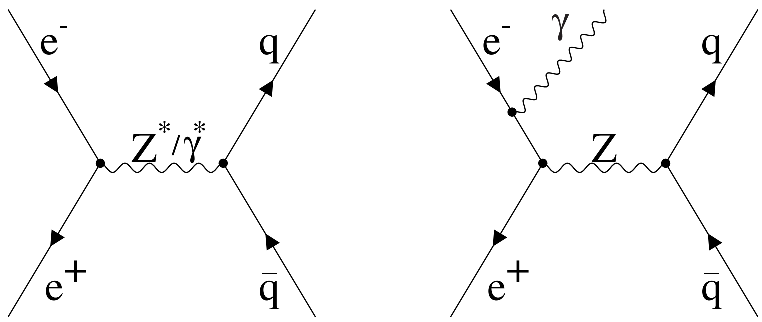


Figura 3.4: *Diagrama de Feynman correspondiente al proceso* $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ *con (derecha) y sin (izquierda) radiación en el estado inicial.*

En el resto de casos en los que no se produce ISR (denotado por $\sum q\bar{q}$ en la figura 3.3), las dos situaciones típicas en las que el suceso se asemeja a una configuración de cuatro *jets* se resumen en el esquema de la figura 3.5 donde en el diagrama derecho un par $q\bar{q}$ se produce a partir de un gluón (proceso que se conoce como *gluón splitting*), mientras que en el izquierdo se radian un par de gluones suficientemente energéticos y separados en el espacio para producir sucesos a 4 *jets* $Z \to q\bar{q}gg$.

Los procesos $q\bar{q}(\gamma)$ (comúnmente conocidos como fondo QCD) constituyen el ruido de fondo de mayor sección eficaz al principio del análisis como se aprecia en la figura 3.3. Su sección eficaz se mide de forma precisa en LEP (figura 3.6). Sin embargo, la preselección inicial que se describe en la sección 3.5 lo reduce un $\sim$97% especialmente mediante la supresión de los sucesos de ISR.

En particular, es importante conocer la fracción de sucesos en los que se produce la desintegración $g \to b\bar{b}$ (o $g \to c\bar{c}$), proceso conocido como *gluón splitting*. Como no se conocen de forma teórica las tasas de estas desintegraciones, el generador `PYTHIA` 6.156 usa los valores promedios de acuerdo a las medidas de DELPHI [4] y el HFWG [5]. En el Apéndice A se trata el tema de los generadores empleados y el *gluón splitting*.

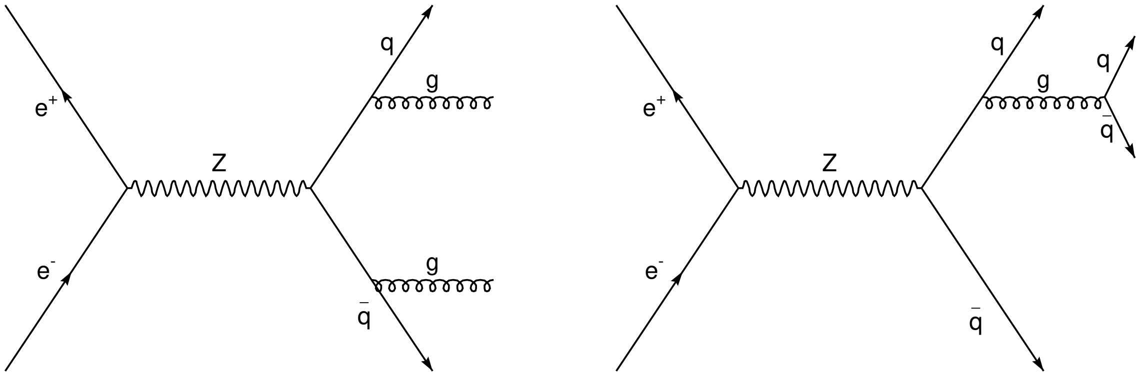


Figura 3.5: *Diagramas de Feynman correspondientes al proceso* $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ *sin radiación en el estado inicial que pueden dar lugar a estados finales de 4* jets *mediante la radiación de gluones.*

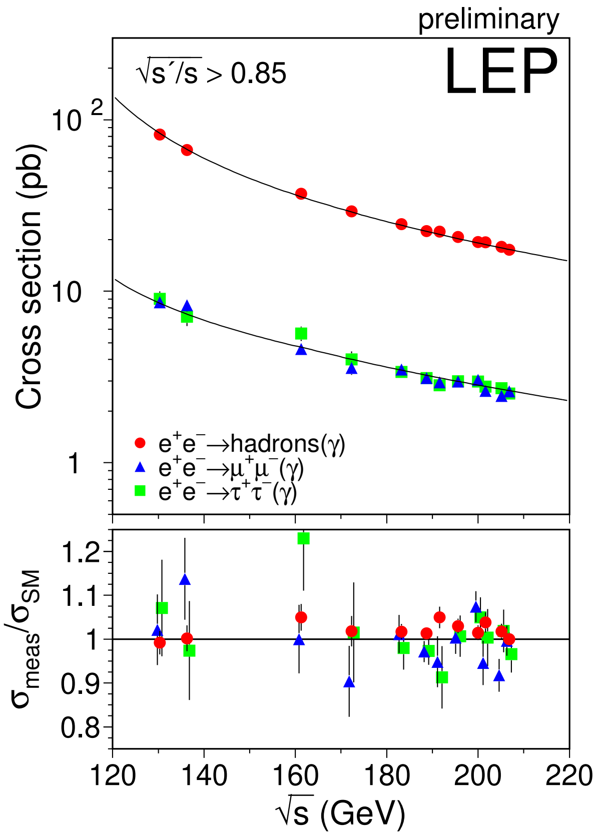


Figura 3.6: *Sección eficaz experimental y teórica del proceso* e^+e^-*→2f medida por los 4 experimentos LEP.*

3.2.2 Fondo a cuatro fermiones: producción de W^+W^- y ZZ

Fondo W^+W^-

Los diagramas más importantes que describen la producción de pares W^+W^- se muestran en la figura 3.7. La sección eficaz presenta un comportamiento típico de umbral de producción ($2 \times M_W$, $M_W = 80.41 \pm 0.10$ GeV/c^2), para luego permanecer prácticamente constante en el rango de energías de LEP2, donde el proceso de producción a través del canal t es dominante (diagrama de la derecha de la figura 3.7).

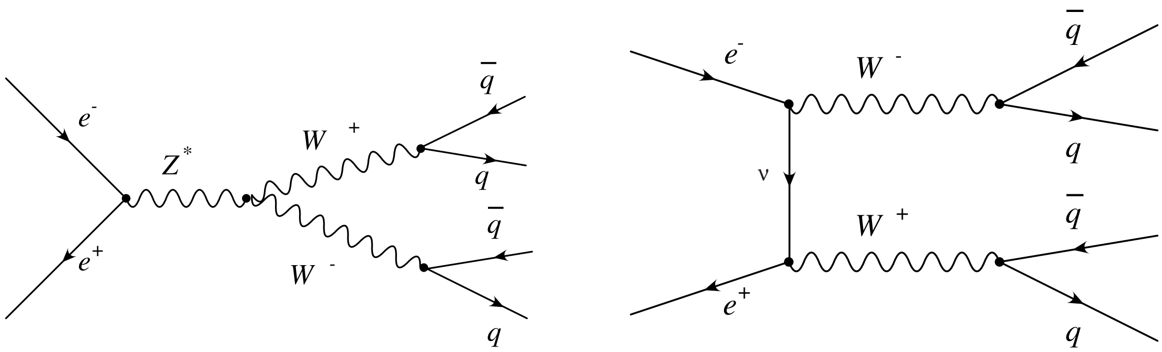


Figura 3.7: *Diagramas de Feynman correspondientes al proceso* $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

X	$\mathrm{Br}(W^+ \rightarrow X)(\%)$
$e^+\nu$	10.9 ± 0.4
$\mu\nu$	10.2 ± 0.5
$\tau\nu$	11.3 ± 0.8
Hadrónico (qq')	67.8 ± 1.0

Tabla 3.2: *Tasas de desintegración del bosón W [6].*

En estos procesos el estado final presenta cuatro quarks en el 46% de los casos (ver tabla 3.2). Los modos dominantes de desintegración a quarks son $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ y $W^+ \rightarrow c\bar{s}$. En raras ocasiones el bosón W se desintegra en quarks b. Este proceso depende de los elementos de matriz *CKM*, V_{cb} y V_{ub}, y se produce con una sección eficaz de 0.024 pb a $\sqrt{s}$=206.5 GeV, aun así comparable con la sección eficaz de producción del h^0A^0.

El fondo W^+W^- es el más abundante tras el proceso de preselección. Su sección eficaz se mide de forma precisa en LEP (figura 3.8). No obstante el etiquetado de quarks b (ver capítulo 4) permitirá eliminar estos sucesos por debajo del 0.1% para eficiencias del 50%. Hay que considerar además que, dada la resolución típica en masa de ∼5 GeV en la suma de masas m_h+m_A y el rango de búsqueda de los bosones h y A en el entorno de 90 GeV/c^2, las distribuciones de masa de ambos procesos están relativamente bien separadas.

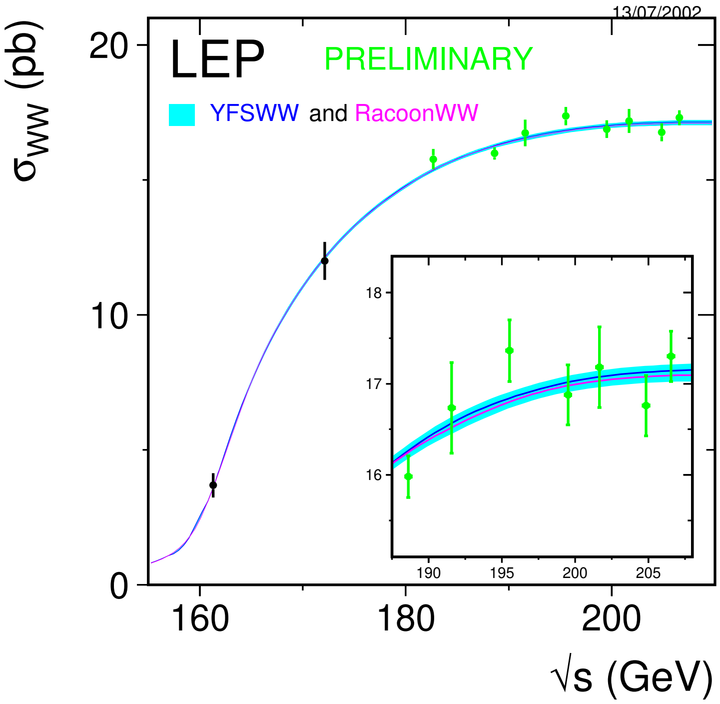


Figura 3.8: *Sección eficaz experimental y teórica del proceso* $e^+e^-\to W^+W^-$ *medida por los experimentos LEP.*

Fondo ZZ

El diagrama de la figura 3.9 muestra el proceso de producción de pares de bosones Z^0 en el caso de cuatro quarks en el estado final.

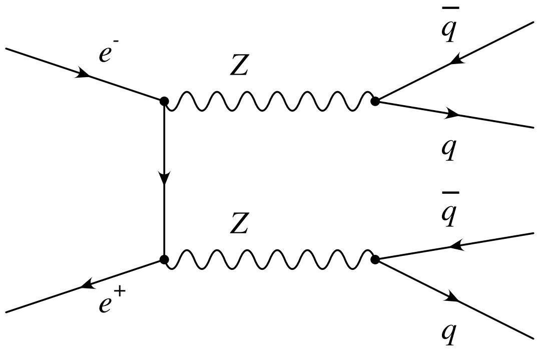


Figura 3.9: *Diagrama de Feynman correspondiente al proceso* $e^+e^- \to ZZ$.

X	$\mathrm{Br}(Z \to X)(\%)$
e^+e^-	3.366 ± 0.008
$\mu^+\mu^-$	3.367 ± 0.013
$\tau^+\tau^-$	3.360 ± 0.015
Invisible ($\nu\bar{\nu}$)	20.01 ± 0.16
Hadrónico ($q\bar{q}$)	69.90 ± 0.15

Tabla 3.3: *Tasas de desintegración del bosón Z [6].*

La importancia relativa de la producción ZZ depende de la energía total disponible en el centro de masas. Si $\sqrt{s} \lesssim 2\mathrm{M_Z}$ ($\mathrm{M_Z}$=91.187$\pm$0.007 GeV/c^2) al menos uno de los Z^0 se producirá en el pico de masas, mientras que el otro será virtual. En los datos analizados en esta tesis, $\sqrt{s} > 2\mathrm{M_Z}$, y como se puede ver en la figura 3.10, una vez superado el umbral de producción, la sección eficaz en el rango considerado es aproximadamente constante ($\sigma_{ZZ} \sim 1$ pb). En este caso ambos bosones son reales y se tiene una topología muy similar a la de la señal, cuando $m_A \simeq m_h$.

La proporción de sucesos ZZ en la topología $q\bar{q}q\bar{q}$, se puede estimar directamente a partir de las fracciones de desintegración correspondientes (ver tabla 3.3): $BR(Z^0 \to q\bar{q}) = 69.90\%$, luego $BR(ZZ \to q\bar{q}q\bar{q}) = 48.86\%$. Por otro lado, de ese 69.90%, un 20% son pares $b\bar{b}$, por lo que al menos se tendrá un par $b\bar{b}$ en el 40% de los casos en los que el estado final es hadrónico.

El 4% de las desintegraciones hadrónicas del ZZ son 4b y el rango de masas del h^0A^0 a estudiar se encuentra cercano al que corresponde a la producción de ZZ, por lo que se tiene un fondo irreducible al ser ambos estados finales prácticamente idénticos. La única diferencia estriba en que los bosones de Higgs son partículas escalares mientras que los bosones de gauge Z^0 tienen espín 1, teniendo por tanto helicidades distintas; este hecho es difícil de explotar experimentalmente pero sin embargo permite distinguir desde un punto de vista teórico la señal y el proceso ZZ cuando ambos Z decaen a $b\bar{b}$.

El fondo ZZ, a pesar de ser el de menor sección eficaz al inicio del análisis, es el fondo más importante en la región de interés en la búsqueda realizada en este trabajo. Su sección eficaz se mide de forma precisa en LEP (figura 3.10).

3.2.3 Simulación del fondo con Monte Carlo

En la tabla 3.4 se recogen los valores numéricos de las secciones eficaces de los dos procesos de fondo (2f y 4f) en el canal a 4 *jets* para las distintas energías de colisión en centro de masas que intervienen en la muestra de datos analizada en esta tesis. El número de sucesos esperados N_e se calcula sin mas que multiplicar la luminosidad (ver tabla 3.1) por la sección eficaz total del proceso correspondiente.

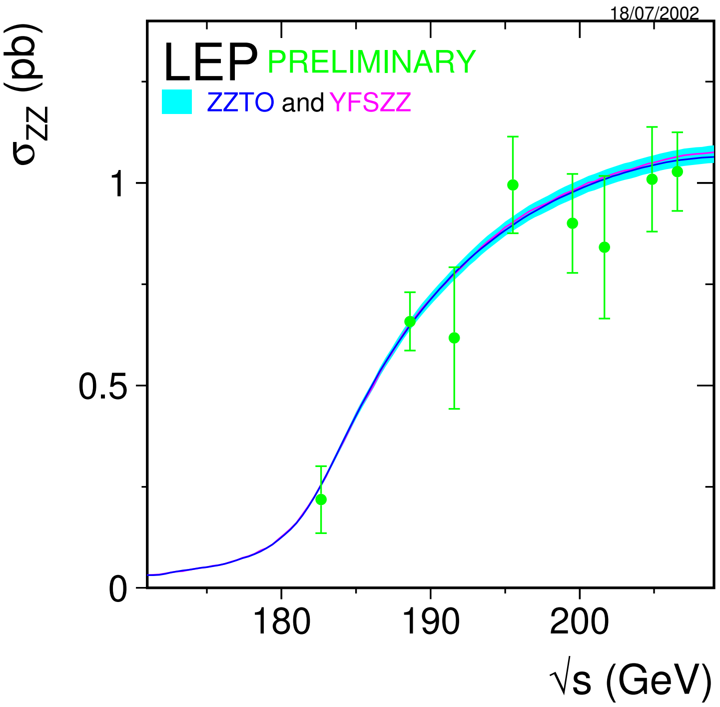


Figura 3.10: *Sección eficaz experimental y teórica del proceso* $e^+e^- \rightarrow ZZ$ *medida por los experimentos LEP.*

Para una adecuada modelización de los procesos de fondo y de su respuesta en el detector es necesario simular mediante MC un gran número de sucesos de fondo. Se generaron un millón de sucesos para cada energía de centro de masas de los procesos a 2f y 4f en el procesado final de DELPHI, lo que hace un total de 8 x 2 $10^6 = 16$ millones de sucesos generados. La última línea de la tabla 3.4 recoge el cociente $\frac{N_s}{N_e}$ que es del orden de 250 en el peor de los casos. Los generadores usados fueron *KK2f* [7] y *WPHACT* [8] para los procesos a 2 y 4 fermiones respectivamente (en el Apéndice A se encuentra una exposición del estudio de los generadores que se llevo a cabo en esta tesis).

La muestra señalada en la tabla como 206.5U1 corresponde a los últimos 60 pb^{-1} del año 2000 reseñados al final de la sección 2.1.2 para los que se generó una muestra especial de Monte Carlo de un millón de sucesos por proceso (2f y 4f) donde fue necesario una readaptación del software de simulación y reconstrucción mediante el uso de por ejemplo trazas del ID y el VD, permitiendo recuperar parte de la eficiencia perdida al no contar con una parte del detector TPC.

	$\sqrt{s}$(GeV)								
Proceso	192	196	200	202	205	206.5	206.5U1	208	
2f	96.04	90.04	86.11	83.27	81.18	79.78	79.78	78.36	
4f	18.127	18.482	18.720	18.794	20.103	20.143	20.143	20.177	Total
N_e^{2f}	2486	6921	7258	3423	6138	6416	4852	588	38082
N_e^{4f}	222	675	747	366	720	766	579	72	4147
N_e^{total}	2708	7596	8005	3789	6858	7182	5431	660	42229
$\frac{N_s}{N_e}$	725	247	254	419	287	272	354	3093	341

Tabla 3.4: *Evolución de las secciones eficaces (en* pb*) con la energía en el centro de masas para los fondos más importantes.* N_e*=Número de sucesos esperados.* N_s*= Número de sucesos simulados.*

3.3 Reconstrucción de sucesos a 4 *jets*

Una vez que se producen dos quarks a partir de la colisión de un electrón y un positrón, al sentir éstos el alejamiento de su compañero de color, rápidamente provocan la creación, a partir del vacío, de un par de quarks uniéndose a uno de ellos para formar mesones, continuando los quarks restantes este proceso de hadronización. Si la colisión se produce a una energía suficientemente grande, los mesones producidos, al conservar el momento y la energía de los quarks iniciales formarán en su desintegración un chorro de partículas llamado *jet*. La figura 3.11 ilustra este proceso.

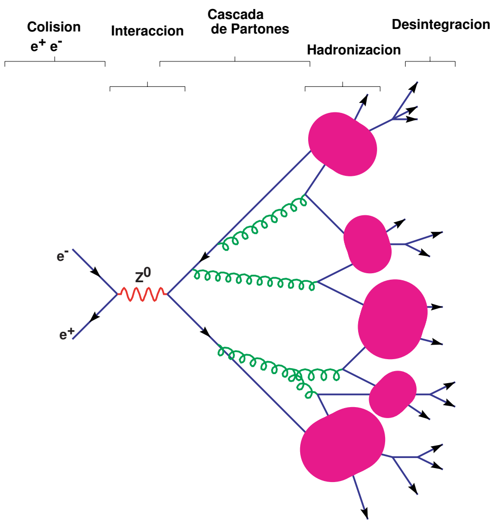


Figura 3.11: *Diagrama del proceso de hadronización y formación de* jets.

El estudio de los *jets* es pues esencial en el tratamiento de sucesos hadrónicos y conociendo sus direcciones espaciales y sus momentos se podrán hallar sus energías las cuales se utilizarán para calcular la masa invariante de todas las posibles combinaciones de *jets* presentes en el suceso que es lo que, a la postre, se necesita para encontrar una nueva partícula como el bosón de Higgs.

Las medidas globales del suceso como la esfericidad o eje de "thrust", sólo se pueden usar para determinar los ejes de los *jets* de sucesos a dos *jets* opuestos. Para establecer los ejes en sucesos de tres o más *jets* o de dos *jets* que no están opuestos, se usan los algoritmos de clusterización.

Estos algoritmos difieren para física e^+e^- y $p\bar{p}$, pues para el primer caso normalmente todas las partículas tienen que ser asignadas a algún *jet*. Para el segundo caso se toma como eje de preferencia el eje del haz, siendo asignadas a los *jets* sólo una fracción de las partículas.

Los algoritmos más usados en física e^+e^- se basan en la unión binaria. En esta aproximación, se considera inicialmente como un cluster a cada partícula estable final. Usando alguna medida de distancia, se buscan los dos clusters más cercanos y si su distancia es inferior a algún valor predefinido, se juntan en uno solo. Se repite este proceso hasta que todos los clusters tienen una separación mayor que ese valor predefinido. A los clusters resultantes se les llama *jets*.

No existe un algoritmo único que funcione mejor en todos los casos y cada suceso particular puede ser mejor reconstruido con uno u otro algoritmo. En otras palabras no existe la unicidad de solución pero si la necesidad de que todo algoritmo tenga: a) una definición de una distancia; b) una distancia máxima; c) un esquema de recombinación. En esta tesis, en la reconstrucción de la dirección de los *jets*, todos los sucesos se forzaron a 4 *jets* usando el siguiente algoritmo de unión binaria:

Algoritmo `DURHAM`

El "algoritmo de `DURHAM`" [9] usa como medida de distancia:

$$\tilde{y_{ij}} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{cm}^2}$$

Esta medida es, al igual que en el caso del algoritmo `LUCLUS` [10] , un momento transverso y se interpreta de forma geométrica como el momento transverso de la partícula más débil con respecto a la dirección de la más fuerte. Las dos definiciones coinciden cuando uno de los *clusters* es mucho más débil que el otro. Su principal ventaja frente a otros algoritmos es una correcta asignación de trazas de bajo momento a su *jet* más próximo. Carece del defecto de otros algoritmos como `JADE` [11] en el que dos partículas con direcciones opuestas puedan ser asignadas al mismo *cluster*. En `DURHAM` la tasa del número de *jets* se ve menos afectada que en otros algoritmos por la hadronización.

Tras calcular y_{ij} se usa un esquema de recombinación de los cuadrimomentos de las partículas a mínima distancia, dado por:

$$p^{\mu}_{(ij)} = p^{\mu}_{i} + p^{\mu}_{j} \tag{3.2}$$

El algoritmo de *jets* es clave no sólo para el cálculo de las masas invariantes, si no también para la correcta determinación de la dirección del *jet* que interviene en el cálculo del signo del parámetro de impacto de las trazas (sección 4.2) y por tanto tiene un papel importante en la reconstrucción y etiquetado de quarks b. Por tanto, la estimación de la dirección de los quarks y gluones iniciales que dan lugar a los *jets* es una de las claves del análisis, de ahí que se haya estudiado este efecto con detalle hasta tomar la decisión de optar por el algoritmo `DURHAM`. De hecho se comparó en detalle con los algoritmos de `JADE` y `LUCLUS`a la energía $\sqrt{s}$=189 GeVen un estudio previo. En cualquier caso, en el análisis gráfico de sucesos se comprobó que los tres algoritmos ofrecen resultados compatibles para los candidatos seleccionados.

En el caso de sucesos que típicamente poseen 4 *jets*, se comprobó que la resolución experimental que proporciona la reconstrucción de DELPHI y el algoritmo es buena. Así, a partir de las trazas de las partículas generadas se calculan los ángulos (*jets*) medidos por DELPHI aplicando este algoritmo. En la figura 3.12 se muestra la diferencia angular entre la dirección del quark/gluón generado y los dos *jet* reconstruidos más próximos en el espacio. A la vista de esa gráfica se deduce que la resolución angular en DELPHI es excelente, menor que 0.1 rad, lo que justifica el uso de `DURHAM`.

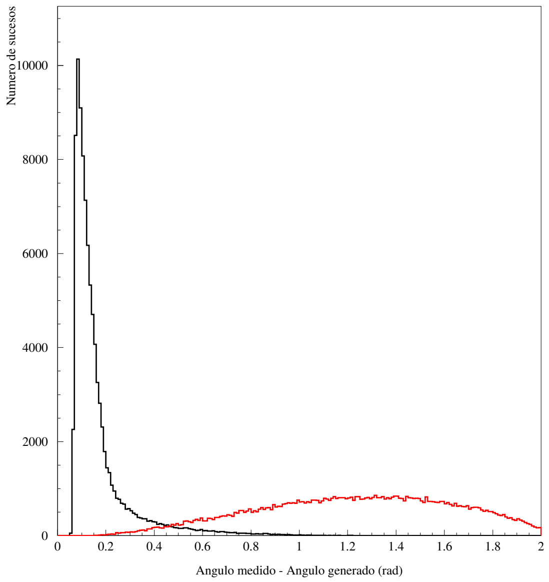


Figura 3.12: *Diferencia angular en el espacio entre el* jet *generado y los 2* jets *medidos más próximos (1° en negro y 2° en rojo) para sucesos* $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ *simulados con masa 90* GeV/c^2.

3.4 Reconstrucción cinemática

3.4.1 Energía efectiva en centro de masas.

En DELPHI, se desarrolló un algoritmo [12] con el fin de estimar la energía efectiva de la colisión e^+e^-. Este algoritmo hace uso de un ajuste cinemático con tres condiciones (3C) para comprobar la presencia de un fotón de estado inicial (ISR) en la dirección del haz y por tanto perdido por la pipa del mismo. Esta energía efectiva en centro de masas recibe el nombre de $\sqrt{s'}$ y se usa para eliminar la mayoría de los sucesos de fondo con retorno radiativo al Z^0 no detectados directamente.

La figura 3.13 muestra para sucesos de señal h^0A^0 la distribuciones de $\sqrt{s'}$ / $\sqrt{s}$ (con valores máximos de 1, la energía efectiva coincide con la nominal $\sqrt{s}$) y la diferencia entre $\sqrt{s'}$ y la energía efectiva a nivel de generación. Las diferencias son debidas a:

1. partículas producidas a bajo ángulo que no se detectan.
2. la reconstrucción de trazas se degrada a medida que θ disminuye.
3. neutrinos de desintegraciones de quarks b.

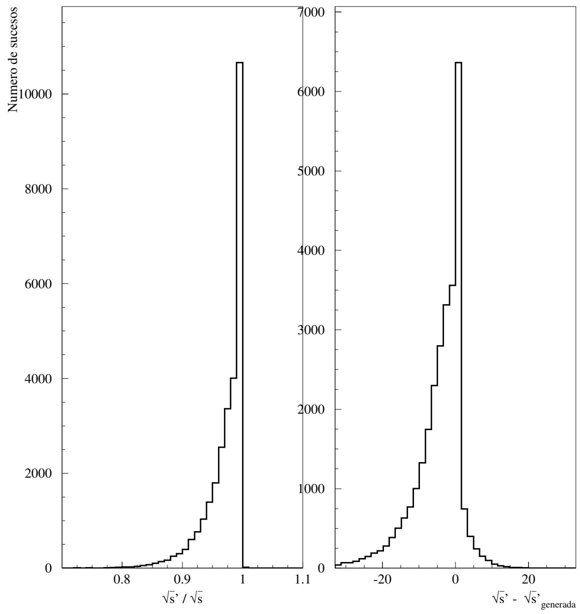


Figura 3.13: *Cociente entre energías en centro de masas efectiva y nominal (izquierda). Diferencia entre energías efectiva en centro de masas reconstruida y generada (derecha). Se usaron sucesos simulados* h^0A^0 *con* $m_A = 90$ *GeV/c^2.*

3.4.2 Ajustes con 4 y 5 condiciones (4C, 5C)

En DELPHI, las direcciones (ángulos) de los *jets* formados son conocidas en general con mayor precisión que las energías de estos, como se acaba de mostrar. Por tanto es ventajoso y se puede aplicar de forma sencilla un "rescalado" de las energías suponiendo correctas las direcciones sin más que aplicar las siguientes condiciones cinemáticas (conservación del momento y de la energía):

$$\sum \vec{p_i} = 0 \tag{3.3}$$

$$\sum E_i = E_{CM} \tag{3.4}$$

donde i en este caso va de 1 a 4 al estar todos los sucesos forzados a 4 *jets*.

Resulta entonces que la energía medida (E_i') de cada *jet* va a ser multiplicada por un factor x_i de forma que la suma total de éstas sea la energía de centro de masas conocida:

$$\begin{pmatrix} p'_{x_1} & p'_{x_2} & p'_{x_3} & p'_{x_4} \\ p'_{y_1} & p'_{y_2} & p'_{y_3} & p'_{y_4} \\ p'_{z_1} & p'_{z_2} & p'_{z_3} & p'_{z_4} \\ E'_1 & E'_2 & E'_3 & E'_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ E_{CM} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Resolviendo este sistema de ecuaciones se hallan los valores de las x_i de forma que las nuevas energías y momentos serán: $\vec{p_i} = x_i \vec{p_i'}$ y $E_i = x_i E_i'$.

Este método es sencillo de usar, pero la solución no es estable en general. Para sucesos coplanares, en los cuales los cuatro *jets* se encuentran en el mismo plano, la matriz de la izquierda de la ecuación anterior es singular, por lo que este método no es aplicable. A medida que los sucesos son más planos, las soluciones del sistema de ecuaciones son más inestables. Es posible también que se obtengan valores negativos, obviamente no físicos, de la energía para ciertos casos extremos.

Una vez encontradas las nuevas energías de los *jets* las masas invariantes de cada pareja de *dijets* se calculan trivialmente a partir de la relación:

$$M_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\vec{p_i} + \vec{p_j})^2 \tag{3.6}$$

El método anterior no permite variar la dirección de los *jets* pudiendo sólo usar las cuatro condiciones de conservación de momento y energía. Es deseable poder hacer un ajuste a la vez tanto a las energías como a las direcciones de los *jets*. Un ajuste de este tipo necesita un χ^2 que ha de ser optimizado a partir de condiciones dadas sobre los *jets* reconstruidos. Evidentemente el χ^2 es mínimo si las direcciones de los *jets* reconstruidos coinciden con las direcciones medidas, pues entonces es nulo. La energía reconstruida será en principio mayor que la medida, pues es normal que haya partículas no detectadas en los *jets*. El número de grados de libertad en el ajuste es igual al número de ligaduras requerido.

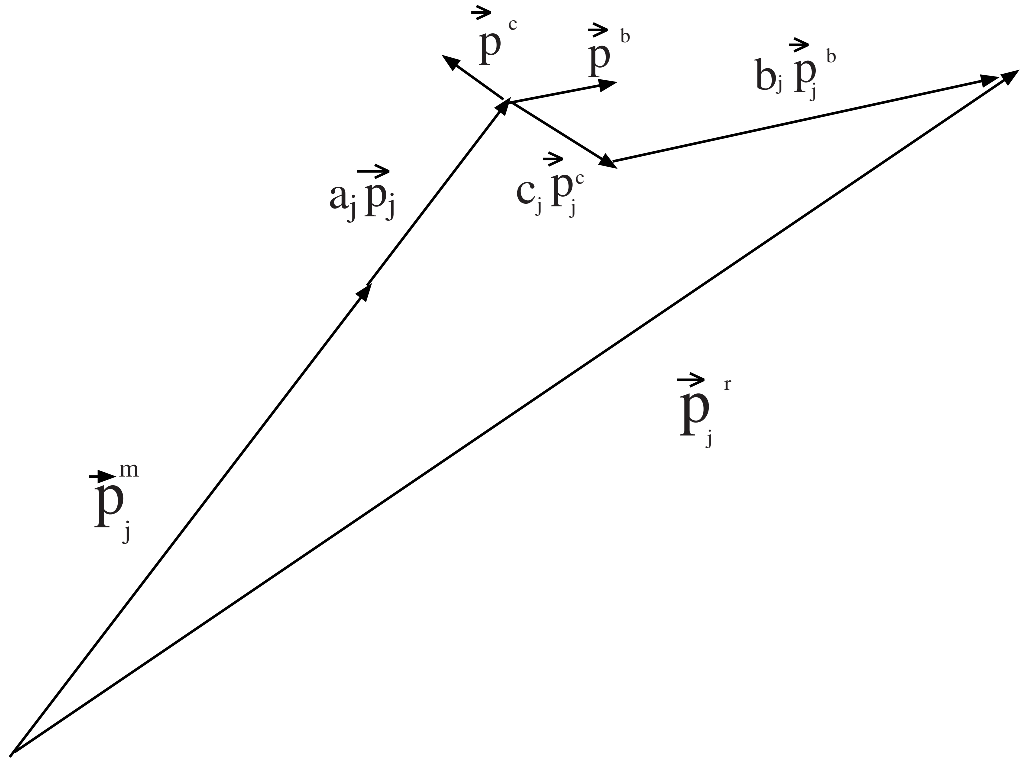


Figura 3.14: *Relación entre el momento reconstruido $\vec{p}_j^{\ r}$ y el momento medido $\vec{p}_j^{\ m}$.*

Denotando P_j^r al cuadrimomento reconstruido que minimiza al χ^2 bajo unas ligaduras dadas $\vec{f} \equiv \vec{0}$ y usando tres parámetros por *jet* se tendrán doce parámetros que se denotarán con el vector $\vec{y}$, cumpliendo los parámetros ajustados las siguientes relaciones [13]:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{y}} \equiv \vec{0} \quad \vec{f}(\vec{y}) \equiv \vec{0} \tag{3.7}$$

pudiéndose reducir el problema de minimizar si se requiere que el χ^2 sea cuadrático en los parámetros de los *jets* es decir:

$$\chi^2(\vec{y}) = (\vec{y} - \vec{y_0})^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y_0}) \tag{3.8}$$

y siendo V la matriz de error usual e $\vec{y_0}$ un vector que contiene los valores esperados de $\vec{y}$.

La elección más directa de parámetros para un ajuste con ligaduras es la energía y dos ángulos, es decir, E_j, θ_j y ϕ_j. Peros los parámetros han de tener un comportamiento cuasi-gaussiano, por lo que se eligen a, ‘b y c. La elección se hace en base a los estudios de MC donde se conocen tanto los cuadrimomentos medidos como los reales a nivel de generador.

En primer lugar el momento del *jet* se divide en una parte longitudinal y otra transversal. La energía resultante se obtiene multiplicando el tamaño del momento longitudinal por una exponencial que depende de la energía perdida. En el plano transverso los cuadrimomentos “verdaderos” se distribuyen de forma gaussiana alrededor de los medidos, por lo que se pueden definir dos vectores ortonormales en este plano, $\vec{p_j}^{\ b}$ y $\vec{p_j}^{\ c}$ que junto con el momento medido definen un sistema de coordenadas cartesiano (ver figura 3.14). El momento reconstruido se puede expresar del siguiente modo en función del momento medido y los tres parámetros:

$$\vec{p_j}^{\ r} = \vec{p_j}^{\ m} + a_j\vec{p_j} + b_j\vec{p_j}^{\ b} + c_j\vec{p_j}^{\ c} \tag{3.9}$$

y la energía reconstruida:

$$\vec{E}_j^r = \vec{E}_j^m \times \frac{|\vec{p_j}^{\ r}|}{|\vec{p_j}^{\ m}|} \tag{3.10}$$

La distribución de los parámetros se conoce para los sucesos de MC puesto que se tienen tanto los momentos verdaderos (equivalentes a los momentos de los partones originales) como los medidos. Como las direcciones transversas se eligen al azar, sólo los a_j tendrán valores esperados distintos de cero.

La forma funcional concreta del χ^2 de la ecuación 3.8 es la siguiente:

$$\chi^2_{4C} \ = \ \sum_{i=1}^{n_{jets}} \frac{(a_i - a_0)^2}{\sigma^2_{a_i}} + \frac{b_i}{\sigma^2_{b_i}} + \frac{c_i}{\sigma^2_{c_i}} \tag{3.11}$$

con:

$$a_0 = 0.15 + 0.40\ cos^4\theta_i \tag{3.12}$$
$$\sigma_{a_i} = 0.15 + 0.4\ cos^4\theta_i \tag{3.13}$$
$$\sigma_{b_i} = \sigma_{c_i} = 1.62 + 1.0\ cos^4\theta_i \tag{3.14}$$

Estos parámetros se han obtenido estudiando la variación con el ángulo polar θ del cociente entre la energía reconstruida y las del haz en sucesos Z^0 a dos *jets*. Sus valores varían dentro del error experimental en los datos de los años 1999 y 2000, por lo que en el procesado final no se han modificado.

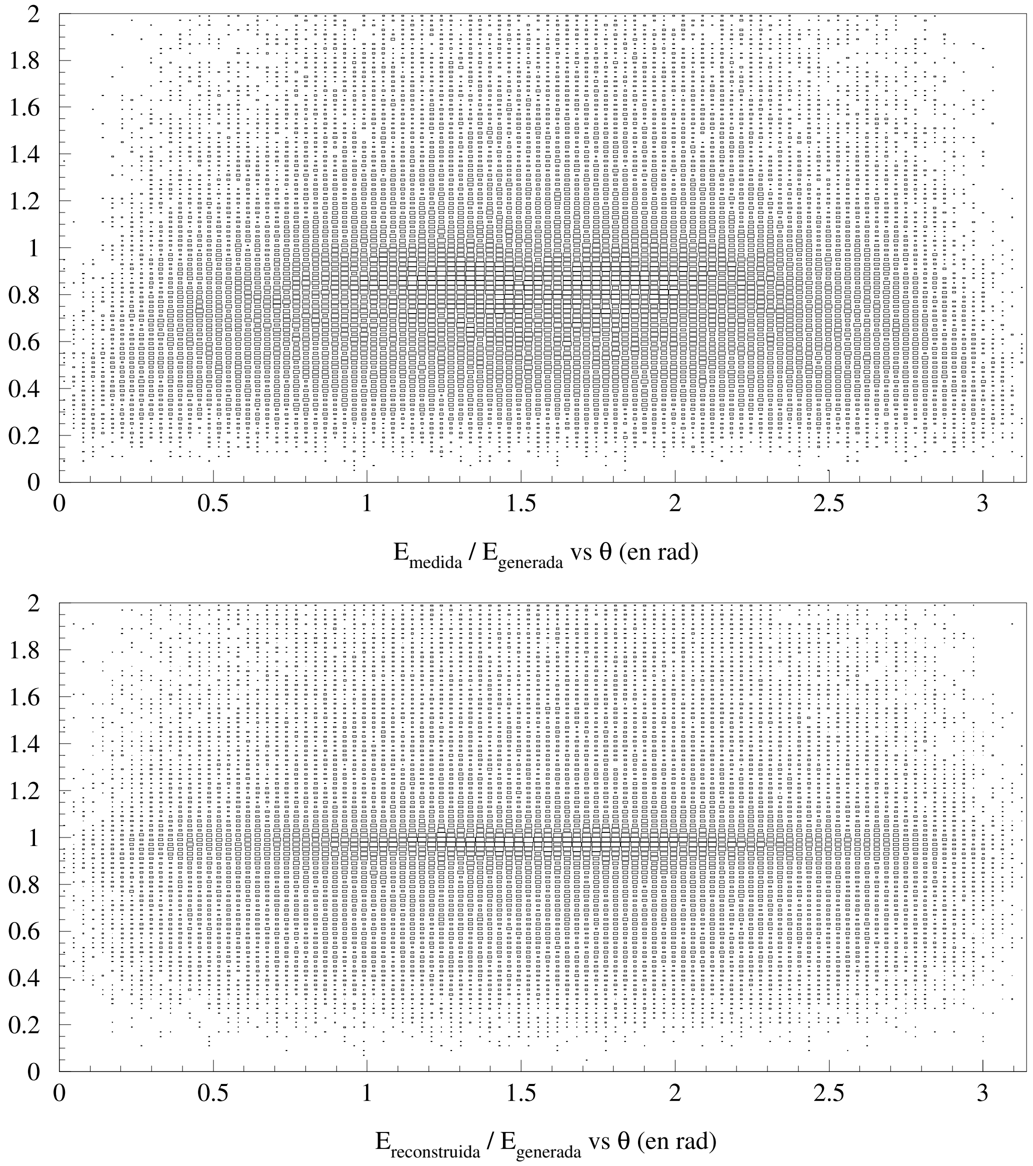


Figura 3.15: *Distribución del cociente $E/E_{generada}$ frente al ángulo θ para la energía medida (superior) y la reconstruida (inferior) para sucesos simulados* $\mathrm{h^0A^0}$ *con* $m_A = 90\ GeV/c^2$, $\tan\beta = 20$.

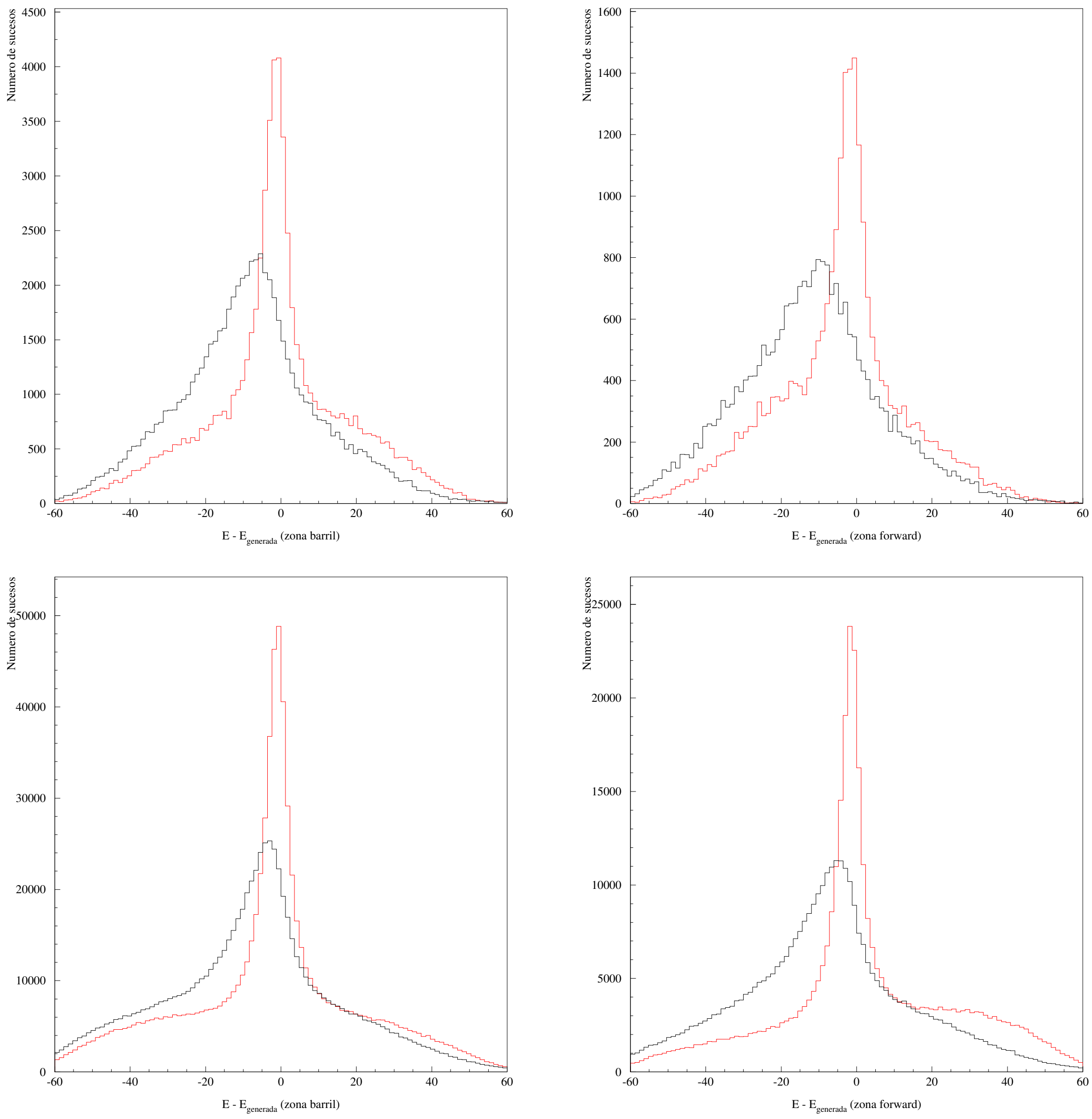


Figura 3.16: *Distribución de la diferencia E -$E_{generada}$ (en* GeV*) en las zonas de barril (izquierda) y* forward *(derecha) de la energía medida (negro) y la reconstruida (rojo) para sucesos simulados* $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ *con $m_A = 90\ GeV/c^2$ (arriba) y sucesos* $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ *(abajo). Para el caso del* $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ *la energía se encuentra mejor medida en promedio debido a la menor presencia de neutrinos que en las desintegraciones débiles de mesones B. La zona de barril es la comprendida entre $45° \leq \theta \leq 135°$*

En la figura 3.15 se comparan las energías medidas y reconstruidas frente a las energías generadas de los partones originales en función del ángulo polar θ del *jet*. En la gráfica superior el cociente entre las energías medidas directamente por DELPHI asignadas a un *jet* por el algoritmo `DURHAM` y las energías generadas de los partones que se medirían en DELPHI se distribuye en torno a valores próximos a 1 en el caso ideal de un suceso perfectamente medido y compensado cinemáticamente. En cambio para el cociente entre la energía reconstruida y la generada (gráfica inferior) la distribución se concentra en torno al valor 1 con una anchura mucho menor que en el caso de la energía medida reflejando así la importancia de este ajuste 4C, en el sentido de recuperar adecuadamente la energía perdida en el suceso.

En dicha figura 3.15 se aprecian dos zonas diferenciadas en θ que tienen que ver con la instrumentación del detector DELPHI: la zona de barril comprendida entre $45° \leq \theta \leq 135°$ está instrumentada con mayor precisión que la zona de las tapas o *forward* tal y como se vio en el capítulo 2.

En la figura 3.16 se muestran las diferencias entre las energías medida y reconstruida respecto a la generada distinguiendo entre *jets* que se encuentran en la zona del barril y la *forward*. Tal y como se espera los *jets* situados en la zona *forward* poseen diferencias $E_{medida} - E_{generada}$ más alejados del valor 0 que en el caso de la zona de barril; la reconstrucción de energías traslada las distribuciones de modo que sus medias se aproximan a 0 en ambos casos. Para el caso del $\mathrm{W^+W^-}$ la energía se encuentra mejor medida debido a la menor presencia de neutrinos que en las desintegraciones débiles de mesones B.

Además del ajuste 4C anteriormente expuesto, se puede añadir una condición adicional como el fijar el valor de una de las masas o el de ambos, situación que se presenta por ejemplo en el caso en que $\tan\beta$ es alto, cuando las masas de las partículas h y A prácticamente coinciden; esta ligadura nueva da lugar al ajuste con 5 condiciones (5C), como el que se emplea en el estimador de masa que se define en la sección 5.3.

3.5 Preselección de sucesos

Como ya se ha comentado anteriormente, los procesos de fondo mas importantes en los canales de Higgs a 4 *jets* son los producidos en los procesos $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$, $\mathrm{W^+W^-}$ y ZZ. Además, existen otros procesos como cósmicos, $\gamma\gamma$ o $\mathrm{Z}\gamma^*$ que podrían contaminar el estado final de 4 *jets*, aun cuando no producen genuinamente este tipo de estados finales, pues poseen una alta sección eficaz. Por ello es conveniente que sean eliminados completamente de la muestra de sucesos a analizar, desde el principio del proceso.

El objetivo es por tanto, tratar de obtener una muestra inicial de sucesos cuyas características sean lo mas parecidas a la señal que se está buscando, esto es, sucesos hadrónicos con alta energía visible y con 4 *jets*, aplicando criterios que reduzcan el fondo en la mayor proporción, manteniendo la eficiencia de selección de sucesos procedentes de la señal, en un valor tan alto como sea posible.

La preselección de sucesos permite eliminar una gran parte del fondo presente (principalmente QCD) al inicio del análisis obteniendo una muestra de sucesos con topología 4 *jets*. Esta preselección es común a todos los canales 4 *jet* de la búsqueda del Higgs en el canal a 4 *jets* en DELPHI en el SM [14], e incluso en la del H^+H^- del MSSM [15].

Los sucesos hadrónicos se caracterizan por una alta multiplicidad y poca energía faltante; en la preselección se distinguen cuatro tipos de cortes:

1. Selección de partículas (trazas), tanto cargadas como neutras
2. Preselección hadrónica, seleccionando aquellas desintegraciones hadrónicas que dan lugar a 4 *jets*
3. Preselección propiamente dicha, donde todos los sucesos son forzados a poseer 4 *jets* usando el algoritmo de DURHAM, tras lo cual se requiere que los sucesos satisfagan varios criterios
4. Cortes de calidad de suceso

3.5.1 Selección de partículas

En el análisis se han empleado las partículas cargadas con momento superior a 100 MeV/c que provienen del punto de interacción (la distancia al mismo en la dirección del haz ha de ser inferior a 10 cm/$\sin\theta$, donde θ es el ángulo polar, y en el plano transverso menor de 4 cm). Su longitud de traza se exige que sea mayor que 10 cm para evitar restos de trazas mal medidas.

Las partículas neutras vienen definidas por *clusters* de energía en los calorímetros no asociados a partículas cargadas, o por la reconstrucción de conversiones de fotones, interacciones de hadrones neutros, o desintegraciones de partículas neutras, reconstruidas por los detectores de trazas. Su energía debe ser superior a 200 MeV/c y la masa asignada nula en el caso de fotones o en general *clusters* electromagnéticos, y ha de ser mayor que 500 MeV asignando la masa del mesón K^0 para los hadrónicos.

La selección de trazas consta entonces de los siguientes cortes:

- Trazas cargadas:
  - Momento de la traza $>$ 100 MeV/c
  - Longitud de traza $>$ 10 cm
  - Parámetro de impacto $<$ 4 cm en la proyección rφ

  - Parámetro de impacto < 10 cm en la proyección z

- Trazas neutras:
  - Energía electromagnética > 200 MeV
  - Energía hadrónica > 500 MeV

3.5.2 Preselección hadrónica

El siguiente paso es el de selección de sucesos hadrónicos. En este punto se pretende eliminar todos aquellos sucesos que no presenten características hadrónicas: cósmicos, sucesos puramente electromagnéticos, $\gamma\gamma$, etc.

Para ello, se exigen las siguientes condiciones:

- Al menos 18 trazas cargadas por suceso
- Energía visible superior al 60% de la energía en el centro de masas ($\sqrt{s}$).
- Energía neutra, entendiendo por ella la suma de las energías de las trazas neutras del suceso, menor que el 50% de $\sqrt{s}$.

Estos criterios eliminan prácticamente el 70% del fondo $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ y todo el fondo proveniente de cósmicos, $\gamma\gamma$, $\mathrm{e^+e^-}\gamma$, o $\mathrm{Ze^+e^-}$ mientras que la eficiencia de la señal permanece cercana al 98%.

3.5.3 Preselección 4 *jets*

El siguiente paso es el de la preselección propiamente dicha. En el, en primer lugar todos los sucesos son forzados a poseer 4 *jets* usando el algoritmo de DURHAM, tras lo cual se requiere que los sucesos satisfagan los siguientes criterios:

- Criterio antiradiativo: no puede tener una partícula identificada como fotón con una energía mayor que 30 GeV
- Cortes topológicos:
  - la energía de cualquier fotón invisible identificado por el algoritmo del cálculo de $\sqrt{s'}$ al perderse por la pipa del haz ha de ser inferior a 30 GeV
  - los momentos de Fox-Wolfram $H_2 + H_4$ normalizados a H_0, han de ser menores que 1.1
  - el *thrust* del suceso a de ser menor que 0.92
- Los *jets* han de ser hadrónicos: han de poseer al menos una traza cargada por *jet* y una masa m_{jet} mayor que 1.5 GeV/c^2

3.5.4 Cortes de calidad de suceso

Específicamente para el canal 4b se reforzaron los criterios anteriores exigiendo:

- $\sqrt{s'} > 150 \times \frac{\sqrt{s}}{189}$ GeV
- Energía visible $> 120 \times \frac{\sqrt{s}}{189}$ GeV
- Momento faltante en la dirección z < 30 GeV/c
- Al menos 2 trazas cargadas por *jet*

3.5.5 Resultados de la preselección

Los resultados obtenidos en datos y simulación tras el proceso de preselección de sucesos aquí descrito se resumen en la tabla 3.5.

		$\sqrt{s}$(GeV)								
Proceso		192	196	200	202	205	206.5	206.5U1	208	Total
2f	Sucesos	80.9	226.4	234.0	109.7	191.9	197.2	148.1	18.1	1206.3
	Eficiencia	3.25	3.22	3.20	3.16	3.12	3.07	3.06	3.09	3.14
4f	Sucesos	176.9	528.1	577.0	280.3	507.6	536.5	399.2	49.5	3054.8
	Eficiencia	79.7	78.2	77.2	76.6	70.5	70.0	68.9	68.8	73.7
Total fondo		257.8	754.5	811.0	390.0	699.5	733.7	547.3	67.6	4261.1
Total datos		281	758	788	399	701	691	496	68	4182
m_A= 85	Sucesos	0.9	3.2	3.9	2.0	3.9	4.3	3.2	0.4	21.8
	Eficiencia	91.1	91.8	90.0	90.5	90.0	91.2	89.3	90.0	90.4
m_A= 90	Sucesos	0.4	1.5	2.1	1.1	2.4	2.6	2.0	0.3	12.3
	Eficiencia	91.7	91.3	91.6	92.0	91.2	91.2	90.8	90.7	91.2

Tabla 3.5: *Resultados del efecto de los cortes de preselección en datos y simulación. Las eficiencias de la señal tienen un error estadístico de* $\pm 1.5\%$.

El fondo de QCD se ha reducido al $\sim$3.6% de su valor inicial. Entre un 0.3 y un 0.4% de los estados finales presentan un par $b\bar{b}$ dado por los dos quarks originales y otro par $b\bar{b}$ proveniente del *gluón splitting*. El fondo a 4f es $\simeq\frac{3}{4}$ del esperado al inicio del análisis.

Tras la preselección la distribución de datos y simulación utilizando el estimador de masa definido en la sección 5.3 es la de la figura 3.17, donde la señal (en rojo) en la hipótesis de $m_A = 90$ GeV/c^2 y $\tan\beta = 20$ es aun apenas apreciable frente al fondo presente. A pesar de la gran reducción de fondo inicial, la señal sólo se ha visto reducida en menos del 9% (eficiencia del 91.2%), lo cual es importante y refleja lo adecuado de los cortes de preselección.

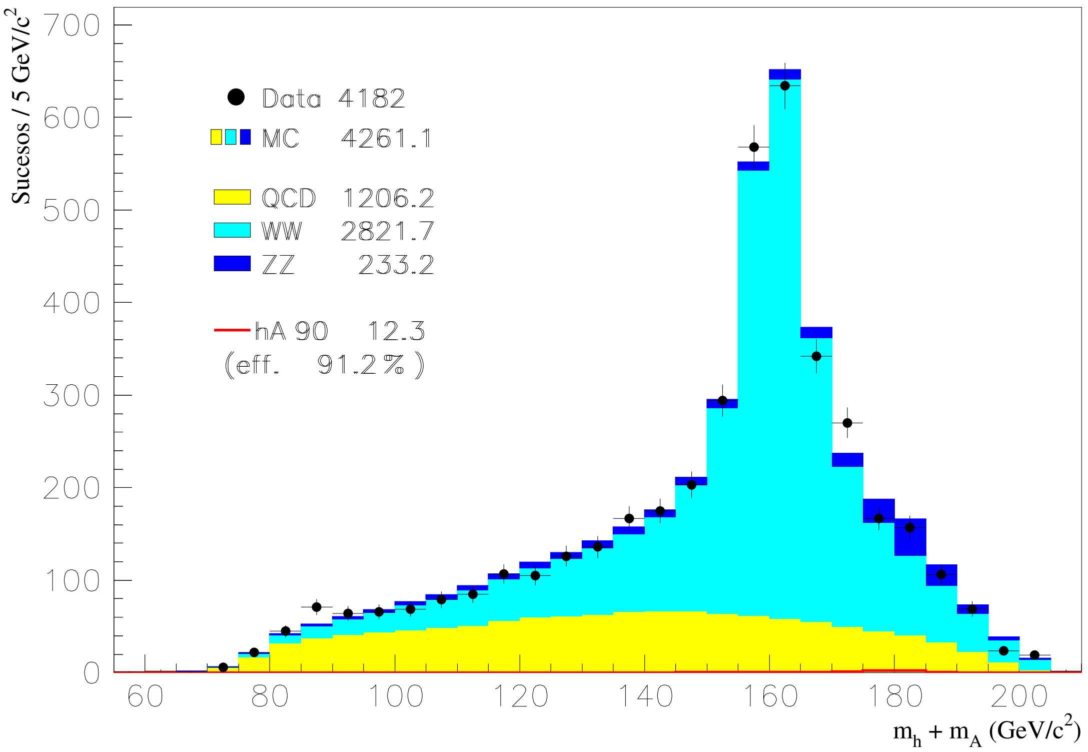


Figura 3.17: *Distribución de masa para datos y simulación a nivel de preselección de sucesos con señal* h^0A^0 *de masa* m_A = *90* GeV/c^2 *y* $\tan\beta$= *20.*

En resumen, como se ha visto en este capítulo,

1. se han determinado los procesos de fondo dominantes para el canal $h^0A^0 \rightarrow 4b$,
2. se han adaptado los algoritmos de reconstrucción a la configuración de 4 *jets*,
3. se ha establecido una preselección de sucesos que ayuda a reducir el tamaño de la muestra de datos para aumentar la velocidad del procesado, disminuir el espacio de almacenamiento y sobre todo aplicar el análisis a un conjunto de sucesos cuyas características son similares a las de la señal.

Bibliografía

[1] D. Bertrand *et al.*, *DELGRA. DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing. User Manual*, 1998, `http://delgra.home.cern.ch/delgra/`

[2] P. Janot, Yellow Report CERN 96-01 Vol. 2 (1996) 309 version 3 hecha pública en diciembre de 1999, `http://alephwww.cern.ch/˜janot/Generators.html`.

[3] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1997) 863

[4] P. Abreu et al., Phys. Lett. B 462 (1999) 410

[5] 2001-134 PHYS 908, The LEP/SLD Heavy Flavour Working Group, "Final input parameters for the LEP/SLD heavy flavour analyses"

[6] Particle Data Group, Eur. Phys. Jour. C 15 (2000) 23

[7] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Comp. Phys. Comm. 130 (2000) 260;
S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Phys. Rev. D 63 (2001) 113009

[8] E. Accomando y A. Ballestrero, Comp. Phys. Comm. 99 (1997) 270;
E.Accomando,A. Ballestrero y Ezio Maina hep-ph/0204052 (2002);
A.Ballestrero, R. Chierici, F.Cossutti,E. Migliore, CERN-EP/2002 (069)

[9] Yu.L. Dokshitzer, contribution cited in Report of the Hard QCD Working Group, Proc. Workshop on Jet Studies at LEP and HERA, Durham, December 1990, *J. Phys.* **G17** (1991) 1537

[10] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 22 (1983) 227

[11] JADE Collaboration, Z. Phys. C 33 (1986) 23

[12] P. Abreu et al., NIM A 427 (1999) 487

[13] Niels Jorgen Kjaer, Rasmus Moller, DELPHI 91-17 PHYS 88

[14] P. Abreu et al., Eur. Phys. Jour. C 17 (2000) 187/549

[15] P. Abreu et al., Phys. Lett. B 525 (2002) 17-28

Capítulo 4

Construcción de la variable de etiquetado de quarks b optimizada para $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$

Mediante el etiquetado de quarks b (*b-tagging*) se pretende identificar los *jets* producidos por la hadronización de un quark b. Siendo estos quarks el principal producto de desintegración del bosón de Higgs (la señal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ posee en su estado final una topología de cuatro quarks de este tipo en el 85% de los casos como se ha explicado en los capítulos anteriores) su correcto etiquetado es una pieza clave en la búsqueda.

El quark b tiene una masa comprendida entre 4.0 y 4.4 GeV estimada a partir de la masa de los mesones B y una larga vida media $\tau \sim 1.6$ ps; se hadroniza instantáneamente para formar un mesón B el cual se puede desintegrar principalmente según canales leptónicos, semileptónicos o canales D, J/Ψ o K.

Una forma de identificar los hadrones B provenientes de la hadronización de quarks b es buscar algún signo experimental de su larga vida media en comparación con el resto de hadrones provenientes de quarks ligeros. Los hadrones B recorren en promedio antes de desintegrarse unos pocos milímetros, esta es la propiedad más importante que permitirá diferenciarlos de los producidos por quarks ligeros. Más aun, las trazas que provienen de la desintegración de un hadrón B poseen distancias mínimas al vértice principal de interacción no nulas en su proyección hacia atrás; esta distancia recibe el nombre de parámetro de impacto (IP) y es del orden de $c\tau{\sim}400$ μm.

En la práctica, la eficiencia de este método está limitada por la precisión y resolución en la búsqueda de las trazas apropiadas. Sin embargo, con las buenas prestaciones del detector de vértices (VD) de DELPHI, la búsqueda de trazas y vértices de desintegración es lo suficientemente buena para superar con creces a la búsqueda de leptones (cuya tasa de desintegración es tan sólo del 20%). Esta era la técnica básica utilizada antes de LEP.

Con el uso del VD es posible determinar la presencia de trazas que no pasan por el vértice principal lo que constituye una herramienta poderosa para detectar *jets* provenientes de quarks b. El etiquetado puede mejorarse añadiendo información adicional acerca de la presencia de un vértice secundario (es decir, un vértice de desintegración desplazado del vértice principal de interacción) o un leptón asociado al *jet* fruto de la desintegración del hadrón. En el experimento DELPHI toda esta información se ha combinado en una variable final que discrimina quarks b de quarks ligeros.

El rendimiento de esta variable puede verse mejorado aun más añadiendo información cinemática de la señal que se busca si se mantiene la tasa señal/fondo constante, en un proceso denominado *ecualización*. La *ecualización* [1] del *b-tagging* se introdujo en la búsqueda del bosón de Higgs del SM en el canal a 4-*jets* en DELPHI en el año 2000. En este trabajo se aplica este mismo método a la señal h^0A^0 lo que incrementa apreciablemente el rechazo de fondo dado su alto contenido en quarks b.

A continuación se exponen los conceptos básicos relacionados con la física de quarks b y mesones B. Se describirán los métodos de construcción de la variable dependiente únicamente del parámetro de impacto, y su mejora usando propiedades de los vértices secundarios reconstruidos para terminar con la construcción de la variable optimizada para la señal h^0A^0.

4.1 Física de mesones B

Los quarks no pueden existir aislados en la naturaleza, de ahí que cuando se producen tienden a formar mesones de tipo B en un proceso denominado hadronización.

Los *jets* (grupos de partículas producidas por la hadronización de un quark) provenientes de quarks b tienen varias características propias:

- Los hadrones B poseen largas vidas medias, dando valores de $c\tau$ del orden de 400μ (a comparar con la resolución del VD de DELPHI de $\sigma_{R\phi} = 27 \oplus \frac{63}{\mathrm{p}\ \sin^{\frac{3}{2}}\theta}$ μm descrita en la sección 4.2.2) y masas grandes (superando 5 GeV/c^2)
- La mayoría de las desintegraciones de hadrones B contienen, al menos, una partícula "charm" que tiene, a su vez, larga vida media: el mesón $D^{\pm}$ tiene una $c\tau$ de 320μ. mientras que el D^0 posee $c\tau = 125\mu$.
- Los hadrones B suelen tener momentos altos (cercano al momento del haz) y la multiplicidad final de su desintegración suele ser grande.

Hasta la introducción de los VD en LEP y en particular en DELPHI (que fue el primer experimento de LEP en hacerlo), casi toda la física del b había sido hecha estudiando las desintegraciones semileptónicas de los hadrones B, mediante el uso de los espectros de P y P_T para identificar estos hadrones. Este método sufre estadísticamente por el hecho de que la probabilidad de este tipo de desintegración es baja($\sim$ 20%), lo mismo que la eficiencia de detección de los leptones ($\sim$ 50%).

Los hadrones B siempre se producen a pares y la presencia de un segundo hadrón B mejora significativamente el etiquetado de quarks b de un suceso de manera general. En la tabla 4.1 se resumen algunas de sus propiedades [2] junto con las tasas de desintegración Br($b \to X$).

$X(qq\prime)$	Br($b \to X$)(%)	Masa (MeV/c^2)	Tiempo de vuelo $\tau(10^{-12}$s)	c τ (μm)
$B^+(bu)$	$39.7^{+1.8}_{-1.2}$	5278.9±1.8	1.65±0.01	495
$B^0(bd)$	$39.7^{+1.8}_{-1.2}$	5279.2±1.8	1.56±0.04	468
$B^0_s(bs)$	$10.5^{+1.8}_{-1.7}$	5369.3±2.0	1.50±0.07	462
$\Lambda_b(bud)$	$10.1^{+3.9}_{-3.1}$	5624±9	1.24±0.08	372

Tabla 4.1: *Propiedades de los mesones B y el barión Λ_b. Las tasas de desintegración son experimentales medidas en la resonancia del Z^0 suponiendo que la suma total es del 100% y que Br($\bar{b} \to B^+$) = Br($\bar{b} \to B^0$) [2]*

4.2 El parámetro de impacto

El parámetro de impacto (IP, *Impact Parameter*) se define como la distancia de mínima aproximación de una traza cargada al vértice primario.

La medida de la trayectoria de la partícula en DELPHI se realiza independientemente en los planos $r\varphi$ y rz con diferente precisión. Como se vio en el capítulo 2, hay 3 capas sensibles del VD en el plano $r\varphi$ y sólo 2 en el plano rz; la fracción de trazas con una asociación incorrecta de *hit* en el plano rz es por lo tanto mayor. De ahí que, aunque el IP está definido en un espacio de 3 dimensiones, se calculan separadamente sus proyecciones en los planos $r\varphi$ y rz. El tratamiento por separado de las proyecciones de IP da la libertad de rechazar aquellas medidas en rz incorrectas manteniendo útil la información en $r\varphi$.

Al IP se le asocia un signo positivo si la prolongación lineal de la traza hacia atrás en el espacio corta al eje del *jet* después del punto de máxima aproximación al vértice primario. En caso contrario el signo será negativo. La dirección de vuelo de la partícula se aproxima en primera instancia usando la dirección del *jet*; si se reconstruye el punto de desintegración (vértice secundario), entonces se usa la dirección dada por el vector que une el vértice primario y el secundario.

Con esta asignación se aumenta la sensibilidad a la vida media de las partículas, pues debido a errores diversos – que serán comentadas posteriormente– a una partícula sin vida media, es decir, proveniente del vértice primario, se le asignará con igual probabilidad un signo positivo o negativo, no siendo este el caso para una partícula que sí tenga vida media, pues en este caso su signo tenderá a ser positivo.

Para trabajar con el parámetro de impacto se suele parametrizar la trayectoria helicoidal de la partícula utilizando las denominadas coordenadas perigeas [3]:

$$\epsilon \quad z_p \quad \theta \quad \varphi_p \quad \rho \tag{4.1}$$

Definiendo el punto P como el de máximo acercamiento al eje z, se tiene que el parámetro de impacto es $\epsilon = OP$, z_p es la coordenada z del punto P, θ es el ángulo polar de la trayectoria respecto al eje z, φ_p es el ángulo de la trayectoria en P en el plano $r\varphi$ y ρ es la curvatura (con signo) en el plano $r\varphi$.

Estos parámetros se pueden expresar en función de las coordenadas del vértice (x_v, y_v, z_v) y los parámetros de la traza $(\theta, \varphi_v, \rho)$. Evidentemente θ y ρ no cambian al pasar de V a P (donde V es el vértice de creación de la partícula).

Llamando $Q = x_v \cos\varphi_v + y_v \sin\varphi_v$ y $R = y_v \cos\varphi_v - x_v \sin\varphi_v$, con cálculos en primer orden en ρ se obtiene:

$$\epsilon = -R - \frac{1}{2}Q^2\rho \tag{4.2}$$

$$z_p = z_v - Q(1 - R\rho)\ cot\ \theta \tag{4.3}$$

$$\varphi_p = \varphi_v - Q\rho \tag{4.4}$$

Se observa en la figura 4.1 que el valor real del parámetro de impacto IP (en $r\varphi$ siempre) es en primera aproximación ϵ más el trozo señalado con un asterisco en el dibujo, es decir:

$$IP = \epsilon + \vec{u_{IP}}\vec{VO} = \epsilon + (x_v, y_v).(-\sin\phi_p, \cos\phi_p) = \epsilon + y_v\cos\phi_p - x_v\sin\phi_p \tag{4.5}$$

en segunda aproximación hay que sumarle el trozo con dos asteriscos, que al aproximar la traza por una parábola: $y = -c/2x^2$ con $x = x_v\cos\phi_p + y_v\sin\phi_p$ da el resultado final del parámetro de impacto:

$$IP = \epsilon + DE - \frac{SA^2\rho}{2} \tag{4.6}$$

con $DE = y_v\cos\phi_p - x_v\sin\phi_p$ y $SA = x_v\cos\phi_p + y_v\sin\phi_p$

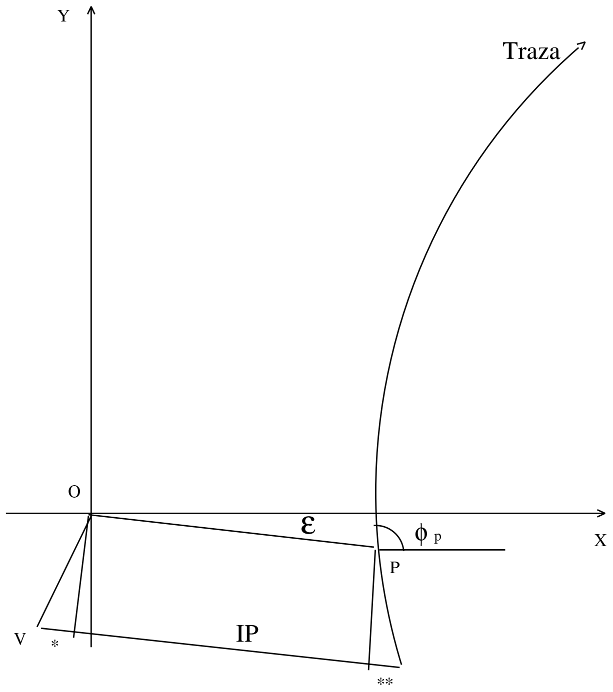


Figura 4.1: *Esquema del parámetro de impacto en el plano $r\varphi$*

El signo de este parámetro de impacto se haya como el signo resultante del producto de dos magnitudes A y B donde, definiendo

$$BTP = \varphi_{track} - sign(\frac{\pi}{2}, IP) \tag{4.7}$$

(ver figura 4.2) con $A = \cos(\varphi_{track} - \varphi_{jet})$ y $B = \cos(BTP - \varphi_{jet})$, se tiene que:

$$IP = sign\ (IP, A * B) \tag{4.8}$$

Cabe señalar que debido al empleo de distintos algoritmos de análisis de *jets* puede resultar que una traza que diste angularmente de un *jet* dado unos 2 mrad y tenga signo positivo, al utilizar otro algoritmo de cálculo de *jets* varíen ligeramente la dirección de éstos cambiando el signo del parámetro de impacto de la traza.

El parámetro de impacto en z se toma como la coordenada z del punto en el plano $r\varphi$ que se aproxima más al vértice del suceso.

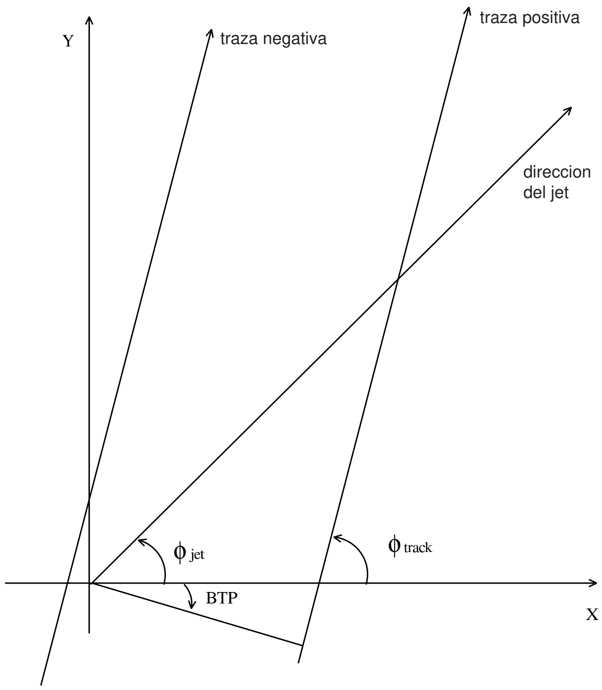


Figura 4.2: *Esquema para el cálculo del signo del parámetro de impacto en el plano* $r\varphi$

4.2.1 Reconstrucción del vértice primario.

Las técnicas de etiquetado de quarks b precisan del conocimiento de diversos parámetros, entre ellos el punto de interacción e^+e^-, llamado vértice primario (*Primary vertex*, PV). El PV se reconstruye suceso a suceso usando la información de las trazas reconstruidas con señal en el VD y eventualmente se usa como condición la posición del haz (*beam spot*), definida como la región de interacción entre los haces de electrones y positrones.

La importancia de la selección de trazas para reconstruir el PV es clara. Por ello se calcula un vértice ajustando aquellas trazas con un momento mínimo de 0.5 GeV y al menos dos *hits* en $r\varphi$ y un *hit* en z del VD a un punto en común compatible con la posición del haz. Si el χ^2 global del ajuste es demasiado elevado (probabilidad del χ^2 menor del 1%) se elimina del ajuste la traza con mayor contribución a ese χ^2 y se repite el ajuste.

Puede darse el caso que al repetir iterativamente este método se vayan eliminando sucesivamente todas las trazas, por lo que el mínimo número de ellas indispensable para que el método sea válido es de tres, lo que es muy poco probable en LEP2. Si el ajuste no converge se toma como vértice principal por defecto la posición del haz (ocurre aproximadamente en el 1% de los casos en sucesos Z^0 hadrónicos). También existe la posibilidad de que el vértice calculado esté desplazado hacia un vértice secundario con numerosas trazas debido a que éstas pesan lo suficiente para modificar la posición del vértice primario; es sin embargo complicado poder evitar que esto suceda [4].

Con este procedimiento de ajuste se obtiene un precisión media de la posición del PV para sucesos hadrónicos $Z^0(q\bar{q}\ (q = uds), c\bar{c}, b\bar{b}\ )$ de $\sigma_x = (36, 44, 60)\ \mu$m y $\sigma_z = (43, 50, 70)\ \mu$m respectivamente, aunque la precisión real depende fuertemente del número de trazas. La un tanto degradada precisión para los sucesos $b\bar{b}$ es debida a la menor multiplicidad de trazas primarias. Hay que tener en cuenta que la dispersión en el cálculo de las coordenadas del vértice disminuye con la raíz cuadrada del número de trazas.

4.2.2 Resolución experimental en el parámetro de impacto

La incertidumbre en el parámetro de impacto tiene contribuciones de tres fuentes independientes; está en primer lugar la incertidumbre debida a causas puramente geométricas al realizar la extrapolación, σ_0, debida al error en la medida de los puntos en el VD, la incertidumbre debida al scattering múltiple en la pared del tubo del haz y las capas del VD, σ_{MS} y la incertidumbre en la posición del vértice primario, σ_V, es decir:

$$\sigma_{IP}^2 = \sigma_0^2 + \sigma_{MS}^2 + \sigma_V^2 \tag{4.9}$$

El parámetro de impacto para cada traza se evalúa separadamente en $r\varphi$ y z con respecto a un vértice reconstruido. Las incertidumbres en estas dos magnitudes se pueden parametrizar del siguiente modo:

$$\sigma_{IPr\varphi} = \frac{\alpha_{MS}}{P\sin^{3/2}\theta} \oplus (\sigma_{0,r\varphi}) \quad \sigma_{IPz} = \frac{\alpha_{MS}}{P\sin^{5/2}\theta} \oplus (\sigma_{0,Rz}) \tag{4.10}$$

donde α_{MS} es el coeficiente de scattering múltiple $(GeV/c.\mu)$ y P es el momento de la traza (GeV/c). En ambas expresiones el primer término se debe a la contribución del scattering múltiple y el segundo al error en la extrapolación.

La figura 4.3 muestra el error en el parámetro de impacto en $r\varphi$ en función de $P\sin^{3/2}\theta$, en rz en función de $P\sin^{5/2}\theta$ y en rz en función de P para trazas perpendiculares al haz en sucesos hadrónicos Z^0. La incertidumbre en la posición del vértice primario ha sido substraída ya que es común a todas las trazas y las curvas obedecen a las expresiones:

$$\sigma_{R\phi} = 27 \oplus \frac{63}{\mathrm{p}\ \sin^{\frac{3}{2}}\theta}\ \mu\mathrm{m} \tag{4.11}$$

$$\sigma_{Rz} = 39 \oplus \frac{71}{\mathrm{p}}\ \mu\mathrm{m}\ (\text{para } 80^\circ < \theta < 90^\circ) \tag{4.12}$$

$$\sigma_{Rz} = 96 \oplus \frac{151}{\mathrm{p}}\ \mu\mathrm{m}\ (\text{para } 45^\circ < \theta < 55^\circ) \tag{4.13}$$

El parámetro de impacto en el plano Rz depende fuertemente del ángulo polar de la traza. Hay dos efectos que contribuyen a degradar la incertidumbre en esta magnitud; el primero es la variación de la precisión en los puntos según el eje z y el segundo es la mayor cantidad de material que atraviesa la partícula al disminuir su ángulo polar, haciendo aumentar el error debido al scattering múltiple. El efecto de estas dos contribuciones se muestra en la figura 4.3.

La *significancia* (S) de traza compara el valor medido del IP con su resolución esperada; en la figura 4.4 se observa la distribución de S usando la medida de esta variable en $r\varphi$ tanto para trazas cuyo valor es negativo como para las que es positivo. El exceso de trazas con signo positivo con alta significancia es debido a partículas con larga vida media.

En el caso ideal, la distribución de la significancia negativa debería tener forma gaussiana; sin embargo, como se observa en la figura 4.4, hay una larga cola no gaussiana debida principalmente a trazas incorrectamente medidas y a partículas provenientes de desintegraciones secundarias e interacciones.

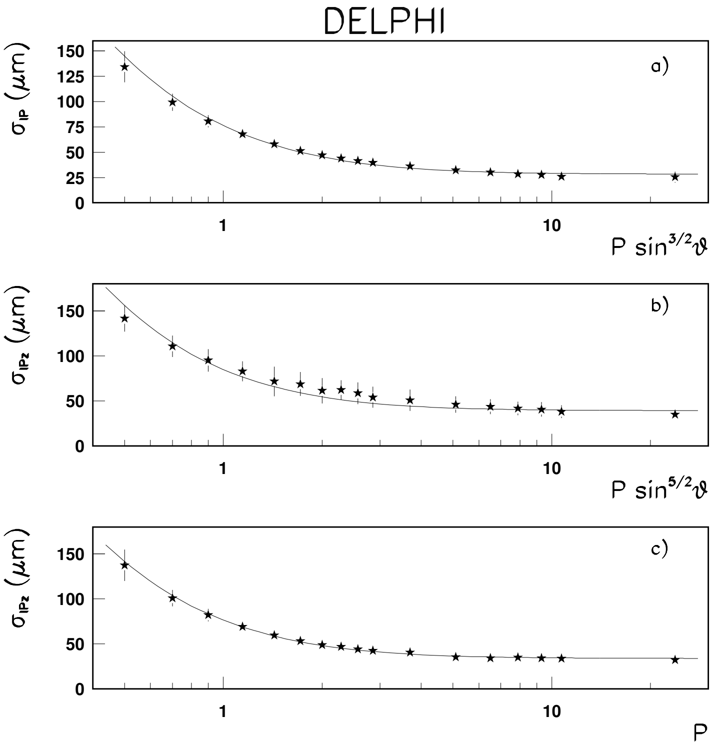


Figura 4.3: *Resolución en el parámetro de impacto en $r\varphi$ en función de $P\sin^{3/2}\theta$ (a)), en rz en función de $P\sin^{5/2}\theta$ (b)) y en rz en función de P para trazas con $\theta = [80^\circ : 100^\circ]$ (c)), es decir, perpendiculares a la dirección del haz, en sucesos hadrónicos Z^0. Las curvas son parametrizaciones con un término de resolución constante intrínseco y una contribución dependiente del momento debida al scattering múltiple.*

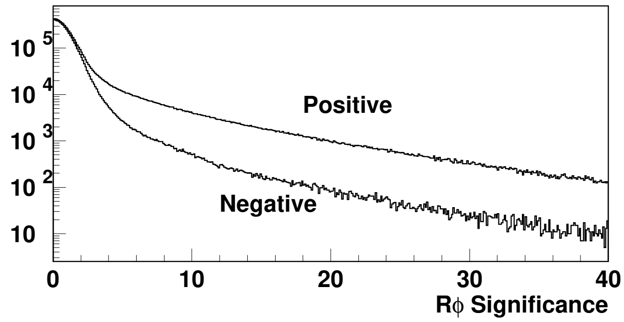


Figura 4.4: *Valor absoluto de la significancia en $r\varphi$ para trazas con IP positivo (curva superior) y negativo (curva inferior) en sucesos hadrónicos Z^0. El exceso de trazas con signo positivo con gran significancia es debido a partículas con larga vida media.*

4.2.3 Probabilidad de traza: calibración

La distribución de la significancia negativa está determinada principalmente por trazas que provienen del PV mientras que la contribución de trazas provenientes de desintegraciones de partículas con larga vida media es relativamente pequeña.

Esto permite la construcción de una variable de etiquetado a partir de los parámetros de impacto de las trazas del suceso. Esta variable es controlable para el fondo, sin partículas de larga vida media, pudiéndose conseguir muestras de elevada pureza para sucesos con hadrones B.

La distribución negativa de la significancia refleja la resolución del detector y se usa para construir la función de probabilidad de traza $P(S_0)$: probabilidad de que una traza del vértice primario tenga una significancia con valor absoluto mayor o igual que S_0:

$$P(S^0) = \int_{S^0}^{\infty} f(S)dS \tag{4.14}$$

Por construcción, la distribución de $P(S_0)$ para trazas con valor positivo del parámetro de impacto debería tener un pico a valores bajos como el de la figura 4.5, mientras que las trazas que parten del PV poseen una distribución plana.

Usando (4.14), se puede definir una probabilidad para cada traza de un suceso según el valor de su significancia. La transformación de la distribución de la significancia en la probabilidad de traza se denomina la calibración de la resolución del detector. Para el b-tagging en la búsqueda del Higgs en DELPHI se usaron los propios sucesos a 4 *jets* tomados en LEP2 dando lugar a la denominada calibración 4-*jet*. Ésta recoge el estado del detector

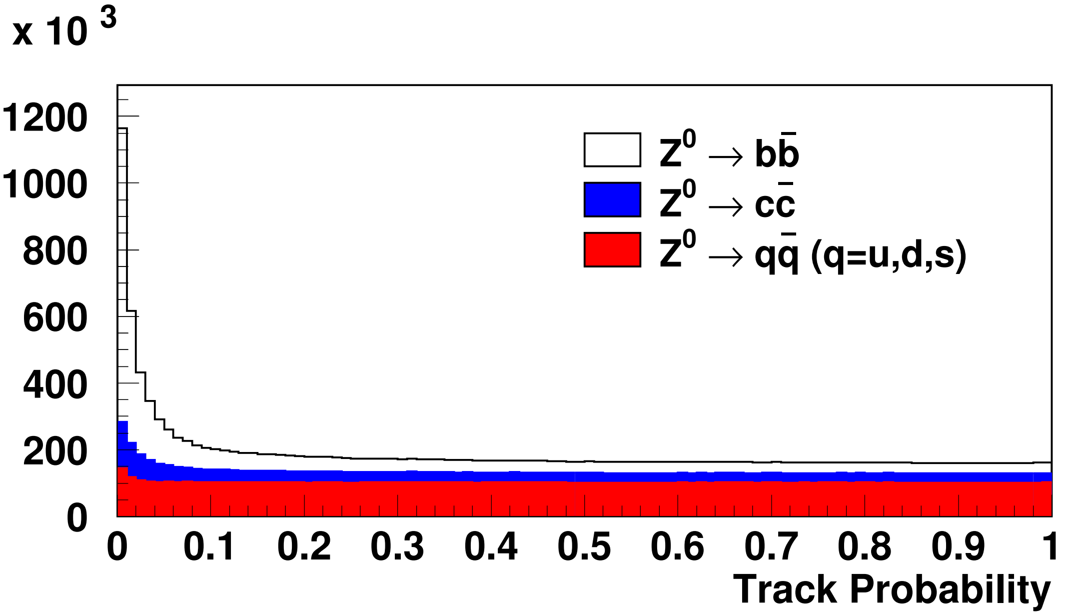


Figura 4.5: *Distribuciones de la probabilidad de traza en sucesos hadrónicos* Z^0 *simulados usando IP en* $r\varphi$ *para diferentes sabores de quarks y para trazas con IP positivo.*

DELPHI (en especial del subdetector VD) a lo largo de toda la toma de datos de alta energía y por tanto refleja la variación de su funcionamiento en el tiempo de una manera fiable. Frente a ella, existe la calibración Z^0, realizada con sucesos tomados a la energía de resonancia del Z^0 en periodos puntuales a lo largo de la toma de datos de DELPHI, y que por tanto no refleja la evolución del estado del mismo pero que, dada la gran cantidad de sucesos hadrónicos acumulada en un sólo día de toma de datos (hasta $\frac{1}{4}$M de Z^0s en el año 2000), permite hacer una comprobación independiente con alta estadística. El hecho de que la probabilidad de traza pueda ser definida directamente de los datos es muy importante, pues permite la calibración de la resolución del detector independientemente de la simulación. Tal calibración disminuye de forma efectiva la diferencia entre datos y simulación y, como consecuencia reduce los errores sistemáticos debidos a efectos de detector.

La probabilidad de traza se define de forma separada para categorías de trazas diferentes; tales categorías están determinadas por el número de *hits* del VD asociados a la traza. Un número pequeño de *hits* del VD asociados a una traza es normalmente debido a una reconstrucción incorrecta. Dichas trazas tienen colas en la distribución de la significancia mayores y no-gaussianas como se vio en la sección anterior. Al usar una probabilidad de traza separada se tiene en cuenta la diferencia en las distribuciones.

4.2.4 Construcción de la probabilidad basada en el IP: lifetime

La probabilidad de traza se usa de forma directa para construir la probabilidad para un grupo de N trazas del siguiente modo:

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N_{R\phi}+N_{Rz}-1} (-\log \Pi)^j / j!; \quad \Pi = \prod_{i=1}^{N_{R\phi}} P(S^i_{R\phi}) \cdot \prod_{i=1}^{N_{Rz}} P(S^i_{Rz}) \tag{4.15}$$

donde $P(S^i_{R\phi})$, $P(S^i_{Rz})$ son las probabilidades de traza y $N_{R\phi}$, N_{Rz} son el número de parámetros de impacto en $R\phi$ y en Rz usados en el etiquetado.

Esta variable da la probabilidad (lifetime) de que un grupo de N trazas con los valores de significancia observados provengan todas del vértice primario del suceso. Por construcción, la distribución de P_N debería ser plana para trazas provenientes del vértice primario, mientras que para sucesos b debería tener un pico pronunciado en 0. Este hecho puede observarse en la figura 4.6 para sucesos hadrónicos ZZ simulados.

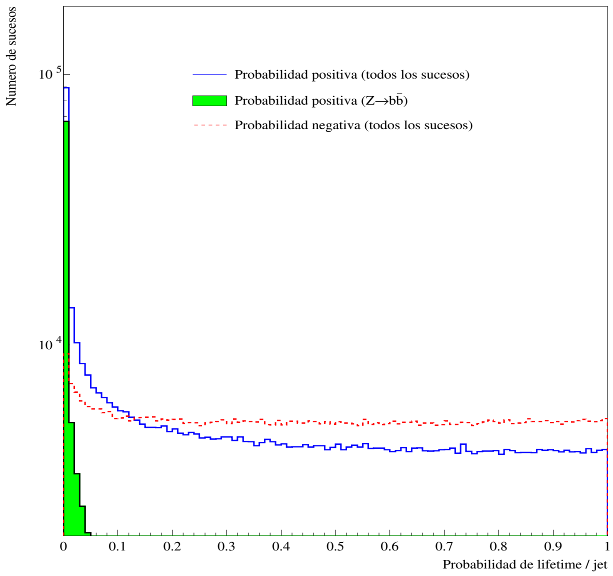


Figura 4.6: *Distribución de la probabilidad vida media en sucesos hadrónicos ZZ simulados.*

No todas las trazas de un suceso son adecuadas para calcular la probabilidad de vida media. Es necesario hacer primero una preselección de éstas para asegurar un buen resultado.

Los cortes aplicados a las trazas que participan en el cálculo son los siguientes:

- Su IP debe ser positivo y deben tener al menos una medida en el VD.
- el parámetro de impacto ha de ser menor de $2mm$ en $r\varphi$ y en rz para evitar la contribución de los productos de desintegración de K^0_S o Λ

La separación de las trazas en dos muestras dependiendo del signo de su IP es muy importante. La muestra de trazas con IP negativo se usa para la calibración de la resolución del detector. Por otro lado, aquellas con IP positivo se usan para obtener la vida media y etiquetar quarks b. Así la calibración interfiere con el análisis lo menos posible.

En particular, la probabilidad por suceso se halla usando todas las trazas de éste (combinando las probabilidades $P_{r\varphi}$ y P_z) mientras que la probabilidad por *jet* se construye usando sólo trazas que pertenecen a un *jet* dado. La figura 4.7 muestra el rechazo de fondo frente a la eficiencia para una señal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ variando el valor de corte de la probabilidad por suceso y por *jet*; el etiquetado por suceso es sensiblemente mejor debido a que los quarks b se producen en pares $\mathrm{b\bar{b}}$.

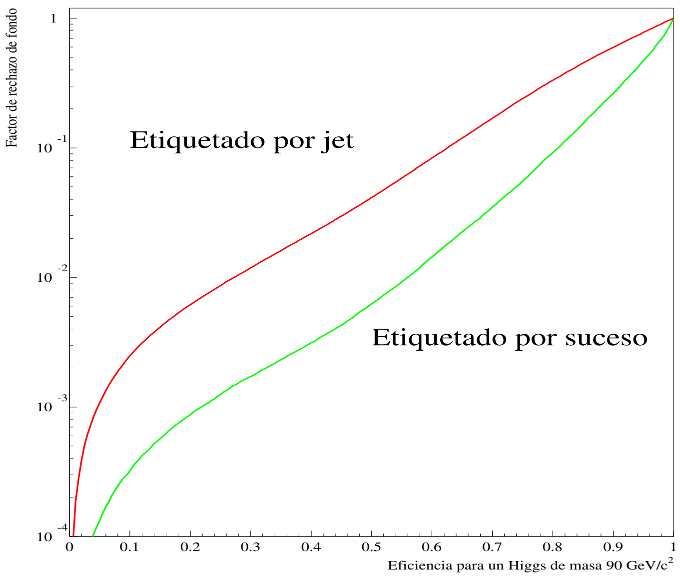


Figura 4.7: *Rechazo de fondo total (2f + 4f) usando el etiquetado de vida media*

El etiquetado de quarks b usando sólo información de vida media es bastante eficiente y suficiente para las necesidades de muchas aplicaciones físicas. El método expuesto es el usado en DELPHI originalmente propuesto por la colaboración ALEPH [5]. Sin embargo, es mejorado mediante la inclusión de información adicional como la masa del vértice secundario (*Secondary Vertex*, SV) o la presencia de leptones en una nueva variable combinada; este nuevo método se denomina “combined b-tagging” o etiquetado de quarks b combinado y se describe en la siguiente sección.

4.3 *b*-tagging combinado

Una utilización eficiente de las diferentes propiedades de los hadrones B requiere el desarrollo de una técnica para su combinación en una única variable de etiquetado. Para ello DELPHI usa un método de likelihood, el cual para variables independientes produce un etiquetado óptimo. Es técnicamente simple y proporciona al mismo tiempo una poderosa separación de la señal y el fondo. A continuación se describen las variables usadas, el método empleado y el rendimiento de la variable combinada.

4.3.1 Descripción del método

La variable combinada en el método de likelihood se define como:

$$y = \frac{f^{bgd}(x_1, ..., x_n)}{f^{sig}(x_1, ..., x_n)} \tag{4.16}$$

donde $f^{bgd}(x_1, ..., x_n)$, $f^{sig}(x_1, ..., x_n)$ son las funciones de densidad de probabilidad de las variables discriminantes $x_1, ..., x_n$ para el fondo y la señal respectivamente.

En la práctica, la determinación y utilización de funciones de probabilidad multidimensionales es bastante difícil para $n > 2$. La solución consiste en una selección especial de variables discriminantes elegidas de modo que se reduce al máximo las correlaciones entre ellas. En el límite de variables independientes[1], la expresión (4.16) se convierte en:

$$y = \prod_{i=1}^{n} \frac{f_i^{bgd}(x_i)}{f_i^{sig}(x_i)} = \prod_{i=1}^{n} y_i; \tag{4.17}$$

$$y_i = f_i^{bgd}(x_i)/f_i^{sig}(x_i) \tag{4.18}$$

donde $f_i^{bgd}(x_i)$, $f_i^{sig}(x_i)$ son las funciones densidad de probabilidad de cada variable individual x_i para el fondo y la señal, y son determinadas a partir de la simulación. En la práctica, es conveniente y usual definir $X_{jet} = -log_{10} y_\alpha$ como variable de etiquetado de *jet*. Este es el esquema usado para construir el b-tagging combinado. Para cada variable individual x_i se calcula el valor y_i a partir de (4.18).

En DELPHI todas las variables discriminantes y el propio *b*-tagging se calculan independientemente para cada *jet* en un suceso, donde idealmente todas las trazas que provienen de la fragmentación de un quark *b* y de la desintegración de un hadrón *B* se combinan en un *jet* a través de un algoritmo de *jets* (ver sección 3.3). En este caso el fondo para la selección de quarks *b* puede ser separado en dos partes diferentes: *jets* generados

[1] Dos variables son independientes si, para la señal y para cada componente de fondo por separado (es decir, *c* y *uds*), la distribución de una es independiente de cualquier selección de la otra

por quarks c y por quarks ligeros ($q = u, d, s$). Estas dos componentes son independientes y tienen distribuciones de las variables discriminantes muy diferentes.

Para definir variables discriminantes extra para el b-tagging respecto al IP ya definido, se seleccionan trazas tal y como prevendrían de la desintegración de un hadrón B. Para este propósito, todos los *jets* en un suceso se clasifican en 4 categorías:

- En la primera categoría se incluyen todos los *jets* con uno o más vértices secundarios reconstruidos. Un SV reconstruido proporciona una selección limpia de los productos de la desintegración de un hadrón B y se pueden definir un gran número de variables discriminantes en este caso (véase la siguiente sección).

- Si no se reconstruye ningún SV, las trazas son seleccionadas imponiendo que la probabilidad de traza sea menor que 0.05 (lo que se denomina un offset); la segunda categoría de *jets* incluye aquellos con al menos 2 offsets.

- Si el número de offsets es menor que 2, el *jet* se incluye en la tercera categoría y en este caso sólo se emplean un reducido grupo de variables discriminantes.

- Por último, una cuarta categoría etiqueta aquellos *jets* para los que no se dispone de información de b-tagging. La categoría 4 es debida principalmente a zonas sin instrumentar del detector en las que no se tiene información de IP y sus *jets* llevan asignados por defecto un valor bajo constante de la variable combinada.

En sucesos Z^0 hadrónicos las fracciones de *jets* clasificadas en las categorías 1, 2, 3 son 44%, 14%, 42% para quarks b, 8%, 8%, 84% para quarks c y 0.6%, 2.8%, 96.6% para *jets* que provienen de quarks ligeros (u, d, s).

La variable de etiquetado y_α para una categoría de *jet* α se define como:

$$y_\alpha = n_\alpha^c / n_\alpha^b \prod y_{i,\alpha}^c + n_\alpha^q / n_\alpha^b \prod y_{i,\alpha}^q \tag{4.19}$$

con $y_{i,\alpha}^{(c,q)} = f_{i,\alpha}^{(c,q)}(x_i)/f_{i,\alpha}^b(x_i)$ y donde $f_{i,\alpha}^q(x_i)$, $f_{i,\alpha}^c(x_i)$, $f_{i,\alpha}^b(x_i)$ son las funciones densidad de probabilidad de x_i en la categoría de *jet* α generadas por quarks uds, c y b respectivamente y n_α^q, n_α^c y n_α^b son sus cocientes normalizados, tales que $\sum n_\alpha^q = R_q$, $\sum n_\alpha^c = R_c$, y $\sum n_\alpha^b = R_b$. R_q, R_c y R_b son las tasas de producción normalizadas de los diferentes sabores, con la condición: $R_q + R_c + R_b = 1$.

De la ecuación (4.19) se deduce que la clasificación en diferentes categorías actúa de forma efectiva como una variable discriminante adicional con las probabilidades discretas dadas por $n_\alpha^{(q,c,b)}$. Por ejemplo, la pureza de quarks b de una muestra de *jets* con al menos un SV reconstruido es de alrededor del 85% para sucesos Z^0 hadrónicos. Sin embargo, el principal propósito de esta separación es permitir el uso de un mayor número de variables discriminantes cuando se localiza un SV.

4.3.2 Reconstrucción de vértices secundarios

El procedimiento para reconstruir un SV en DELPHI es muy similar al algoritmo del PV descrito en la sección 4.2.1. Se busca un SV por cada *jet* en un suceso teniendo en cuenta en primer lugar todas las posibles combinaciones de pares de trazas que tengan un vértice común con el χ^2 del ajuste menor que 4. A continuación se comprueba una por una todas las trazas del *jet* para incluirlas en el candidato de SV. La traza que produce el cambio más pequeño en el Δ del ajuste al vértice χ^2 se incluye en el candidato a SV si este cambio no excede el umbral $\Delta = 5$. Este valor y todos los otros parámetros numéricos del algoritmo son seleccionados optimizando la eficiencia de la reconstrucción del SV y la supresión de fondo. El proceso se repite hasta que todas las trazas que satisfacen la condición anteriormente mencionada son incluidas en el candidato a SV. Éste se rechaza si la distancia al PV dividida por su error es menor que 4. Además, se requiere que al menos 2 trazas en el SV tengan medidas en el VD en ambos planos $r\varphi$ y rz.

A la desintegración de un hadrón B le siguen habitualmente las desintegraciones de uno o dos mesones D pudiendo producir más de un SV. Por eso a veces ocurre que algunas trazas no pueden ser asociadas a un único SV. En cualquier caso, la distancia en el espacio entre cualquier SV y la dirección de vuelo del hadrón B debería ser pequeña ya que los mesones D tienden a viajar en la dirección inicial del B. Usando esta propiedad algunas trazas que provienen de los mesones D que decaen lejos pueden ser recuperadas, lo que es importante para el cálculo de cantidades tales como la masa del hadrón B. La trayectoria de vuelo del hadrón B se define como el vector que va del PV al SV. Cualquier traza que prevenga del mismo *jet* y tenga las probabilidades de traza en las componentes $r\varphi$ o rz menor que 0.03 y no haya sido incluida en el ajuste del SV se incluye en él si su distancia en el espacio a la dirección de vuelo dividida por su error es menor que 3. Aunque no estén incluidas en el ajuste del SV, tales trazas se incluyen en el cálculo del resto de las variables discriminantes.

Para suprimir el fondo dado por los quarks ligeros en la muestra de *jets* con SV se usan tres criterios adicionales:

- El primero hace uso del vector momento del hadrón B. Este se define como la suma del momento de todas las trazas combinadas en el candidato a SV. Adicionalmente, el momento de todas las otras partículas neutras y cargadas cuya rapidity exceda el valor 2 también se incluye; la rapidity se calcula con respecto a la dirección de vuelo del hadrón B.

  Se construye entonces la trayectoria dirigida a lo largo del momento del B y que pasa a través de la posición del SV y se calcula el IP δ_{SV} de esta trayectoria con respecto al PV. Para un hadrón real, la dirección del momento debería ser próxima a la dirección de vuelo y δ_{SV} debería ser pequeño comparado con su error $\sigma_{\delta_{SV}}$, mientras que para un SV falso las direcciones del momento y de vuelo están mucho menos correlacionadas. Por tanto los candidatos a SV con $(\delta_{SV}/\sigma_{\delta_{SV}})^2 > 12$ son rechazados.

- Para el segundo criterio se calcula la probabilidad dada por (4.15) usando todas las trazas incluidas en el candidato de SV y éste es rechazado si esta probabilidad es mayor que 0.01.

- Finalmente, la distancia entre el PV y el SV debe ser menor que 2.5 cm, porque la contribución de falsos SV y desintegraciones de partículas extrañas es bastante alta a largas distancias. Cualquier *jet* de fondo con un SV muy distante daría un valor muy alto de b-tagging y este corte suprime de forma efectiva tales casos.

Los candidatos que sobreviven a estos criterios se consideran SV reconstruidos. Con este procedimiento se reconstruye un SV para alrededor del 45.5±0.5% de *jets* con hadrones B (50% para *jets* dentro de la aceptancia del VD) en sucesos Z^0.

Estas eficiencias no se deterioran en el caso de sucesos de señal h^0A^0 con 4 quarks b, siendo alrededor del 48.4±0.4%, aunque si lo hacen, 45.7±0.7%, en el caso de señales simuladas para el periodo de toma de datos en que se produjo la rotura de uno de los sectores de la TPC de DELPHI (U1 en la tabla 3.1) como es de esperar.

Por otro lado, la pureza de b de la muestra de *jets* con un SV reconstruido es del 85% para desintegraciones hadrónicas de Z^0.

Si se aplica lo anterior a la muestra de datos y simulación de este trabajo se obtienen los resultados que se muestran a continuación. En la tabla 4.2 se puede observar el numero de SV reconstruidos por suceso para datos y MC en la muestra, mientras que en la figura 4.8 se presenta la distribución para datos y simulación de la masa de dichos vértices secundarios. En la figura 4.9 se muestran las vistas Z-Y y X-Y de un candidato en el que se observa un SV claramente reconstruido que corresponde a un suceso real recogido en DELPHI.

Número de SV	Datos	MC
0	4039	4056
1	653	609.7
2	107	103.8
3	4	4.7

Tabla 4.2: *Número de SV por suceso en datos y MC.*

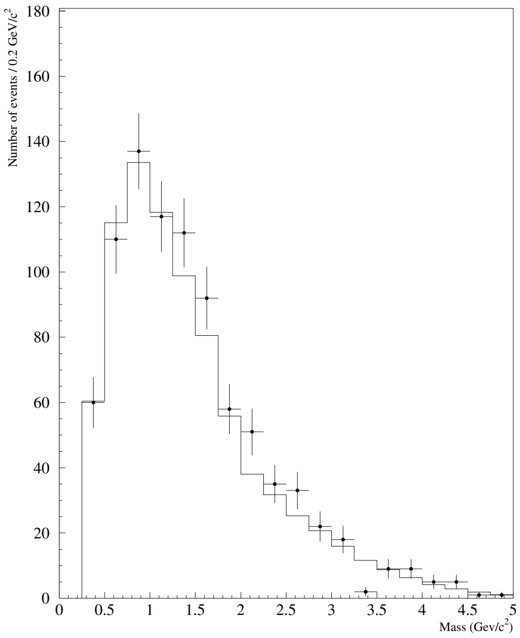


Figura 4.8: *Distribución de la masa de los vértices secundarios para las muestras de datos (puntos) y simulación (línea sólida).*

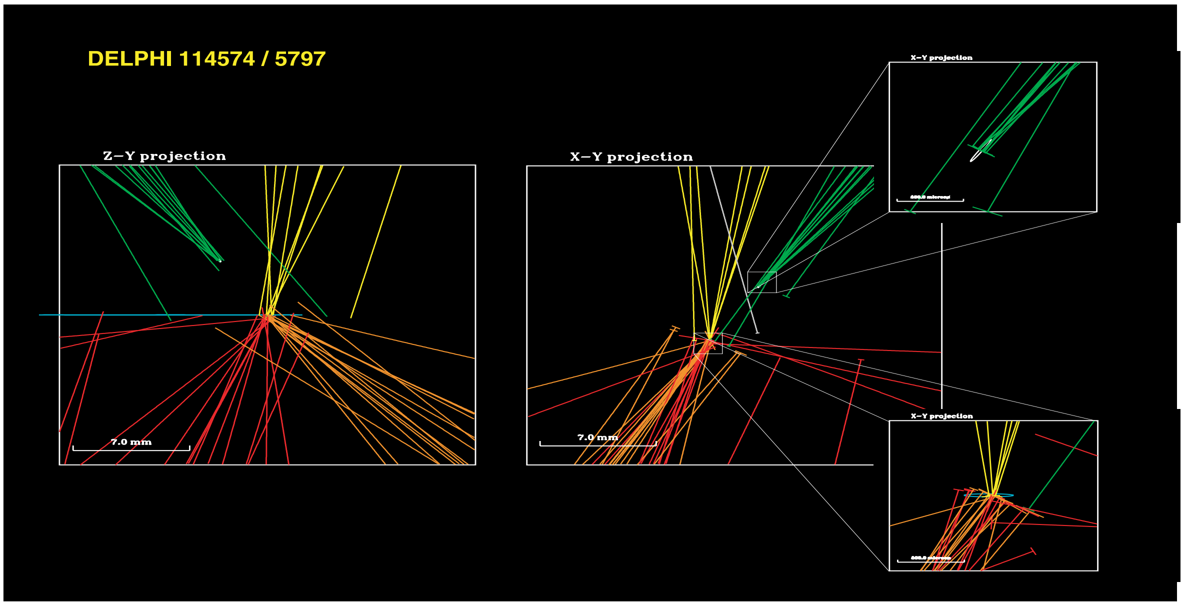


Figura 4.9: *Ejemplo de reconstrucción de un SV en un suceso real en DELPHI. El jet verde posee un grupo de trazas que no convergen al PV (zona del circulo azul en el aumento de la vista X-Y) reconstruidas como un SV.*

4.3.3 Variables discriminantes

En esta sección se describen las variables discriminantes empleadas en la construcción del *b*-tagging combinado. Todas las definiciones corresponden a *jets* con SV reconstruidos:

- *La probabilidad basada en la información de vida media por* jet, P_j^+, construida según la ecuación (4.15) a partir de los IPs positivos de todas las trazas incluidas en el *jet*.

- *La masa de las partículas combinadas en el SV*, M_s, que es muy sensible al sabor del quark. La masa del SV en un *jet* generado por un quark c está limitada por la masa del mesón D, la cual es alrededor de 1.8 GeV/c^2, mientras que la masa en un *jet b* puede ser de hasta 5 GeV/c^2. El límite de 1.8 GeV/c^2 en los *jets c* se aprecia claramente en la figura 4.10(a). Algunos *jets c* no tienen un valor de M_s mayor debido a trazas asignadas al SV incorrectamente.

- *La fracción de energía cargada del* jet *incluida en el SV*, refleja las diferencias en las propiedades de fragmentación de los diferentes sabores. La función de fragmentación para el quark c es más suave que para el b como se puede apreciar en la distribución de la figura 4.10(b).

- *El momento transverso del SV*, P_{vs}^t, tiene en cuenta las partículas no medidas que no fueron incluidas en la reconstrucción del SV. P_{vs}^t se define como el momento transverso resultante (con respecto a la dirección de vuelo estimada del hadrón B) de todas las partículas cargadas asociadas al SV. Dada la alta masa del hadrón B, el valor de P_{vs}^t para un quark b es mayor, figura 4.10(c).

- *La rapidity* [2] *de cada traza incluida en el SV*, R_s^{tr}. Aunque un hadrón B en promedio se produce con una energía mayor, las rapidities de las partículas que provienen de su desintegración son menores que aquellas que provienen de una desintegración de un mesón D, figura 4.10(d).

- *El momento transverso de leptones identificados*, P_l^t. Es independiente del IP de la traza y se puede definir para cualquier categoría de *jet* que contenga un μ o un e^-.

Todas estas variables se definen para los *jets* de la primera categoría (aquellos con un SV reconstruido). Para las otras 2 categorías se emplea un conjunto de variables reducido. Para *jets* con al menos 2 offsets, se calcula la probabilidad basada en la vida media del *jet*, la masa efectiva de todas las trazas con offsets, sus rapidities y el momento transverso de cualquier leptón. Para *jets* con menos de 2 offsets no se usa la masa efectiva; aun así se incluyen las rapidities de todas las trazas con IP positivo.

[2] Para el cálculo de las rapidities se asume la masa del pión en partículas cargadas mientras que se toma masa nula para las neutras (excepto para K^0 y Λ).

Los cocientes de las funciones densidad de probabilidad se calculan por separado para cada categoría de *jet*. La posibilidad de tratar del mismo modo diferentes categorías de sucesos con diferentes grupos de variables discriminantes es una característica a resaltar del método del b-tagging basado en cociente de funciones probabilidad.

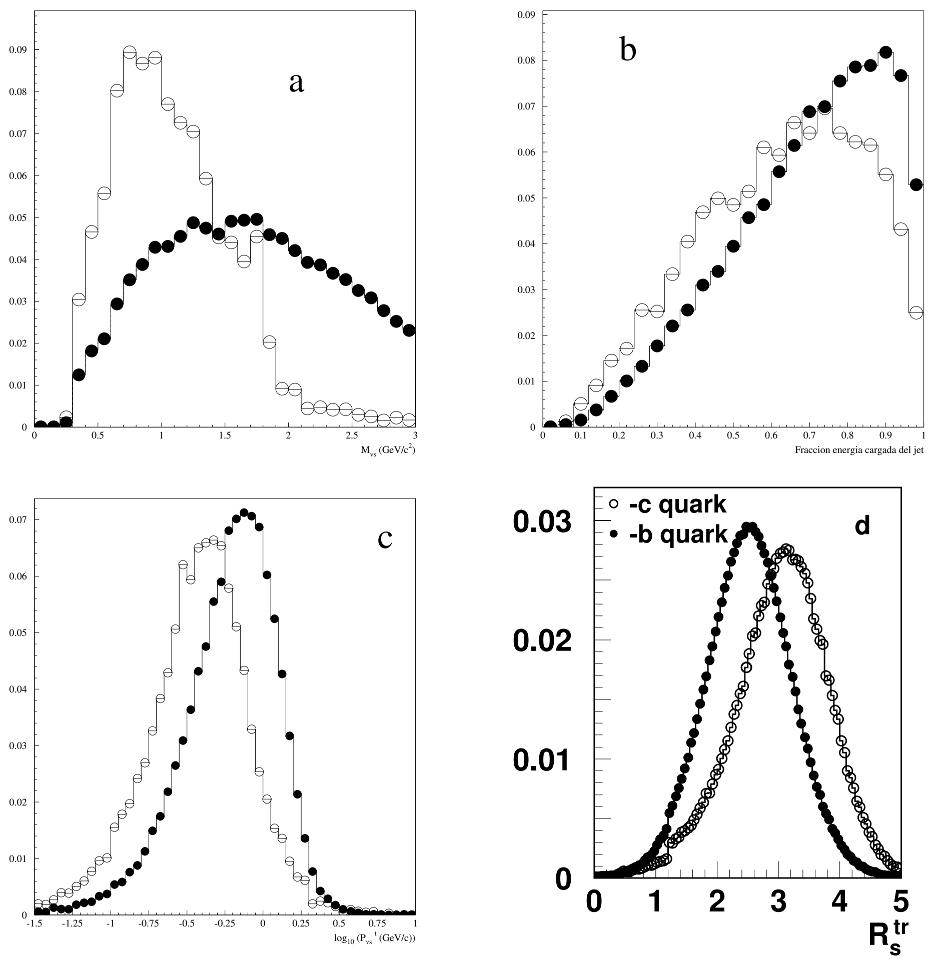


Figura 4.10: *Distribuciones de las variables discriminantes empleadas en la construcción de la variable combinada de b-tagging, para* jets *provenientes de quarks b y c en sucesos hadrónicos 2f y 4f simulados: (a) Masa de las partículas en el SV, (b) Fracción de la energía cargada del* jet *incluida en el SV, (c) Momento transverso del SV, (d) rapidity para cada traza del SV.*

4.3.4 Variable combinada

La ganancia que se obtiene en el rendimiento de la variable combinada con respecto al uso de la probabilidad de vida media descrito en la sección 4.2.4 se ilustra en la figura 4.11. En ella se compara el rendimiento de ambas variables usando *jets* de desintegraciones hadrónicas de sucesos 2f y 4f simulados. Por debajo del 70% de eficiencia el etiquetado combinado rechaza un 30% más que el basado solamente en el parámetro de impacto.

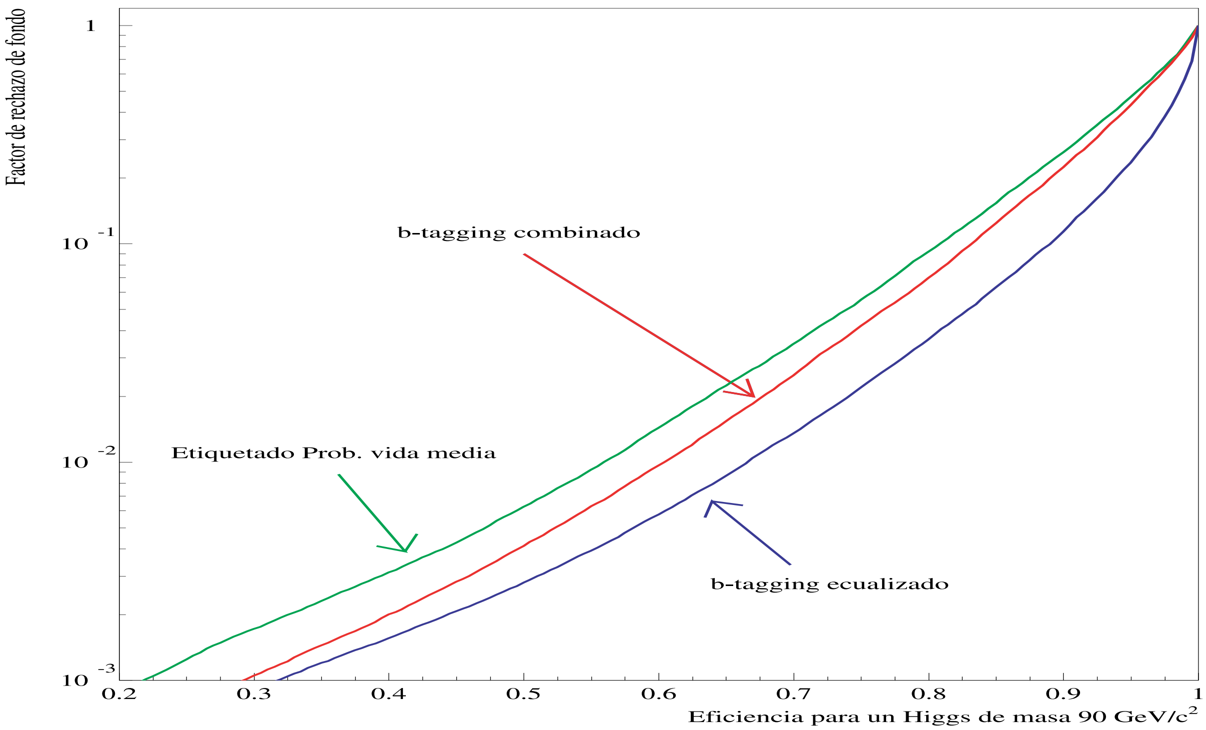


Figura 4.11: *Comparación del rechazo de fondo en sucesos hadrónicos 2f y 4f usando vida media, b-tagging combinado y ecualizado (sección 4.4).*

La forma de combinar las variables de *jet* en una variable global de suceso depende de la topología de la señal y de su número de *jets*. En el caso de Z^0 (2 *jets*) se usa la suma de los dos valores de los *jets* individuales. En la búsqueda del Higgs del SM en el canal HZ a 4 *jets*, se toma la suma de los valores de los dos *jets* con mayor valor de variable combinada; esta combinación es altamente discriminante frente al fondo dado que la señal se espera que posea dos *jets* con alto contenido en *b*-tagging procedentes de la desintegración del H.

En el caso de la señal $h^0A^0 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, para etiquetar un suceso se usan dos variables discriminantes. Por un lado, la variable suma de los 4 valores individuales (B_{hA}) de los *jets*, que se encarga principalmente del rechazo del fondo W^+W^-. La señal presenta en general los 4 valores individuales altos, mientras que el fondo W^+W^- tiende a valores bajos dados por los quarks ligeros en los que se desintegra como se vio en la sección 3.2.2.

Por otro lado, la suma de los dos valores más bajos de los *jets* (B_{3+4}) está construida para rechazar el fondo q$\bar{\text{q}}$(γ). En los sucesos q$\bar{\text{q}}$(γ), los *jets* 3 y 4 provienen en general de gluones, mientras que en la señal lo hacen de quarks *b*. El uso de B_{3+4} tiene en cuenta este hecho. Desde este punto de vista, la fracción de sucesos q$\bar{\text{q}}$(γ) en que el tercer y cuarto *jet* provienen de $g \rightarrow$b$\bar{\text{b}}$ constituye el fondo más importante.

En la figura 4.12 se muestra las distribuciones de la variable combinada de suceso B_{3+4} para los dos últimos procesados de DELPHI (descritos en el Apéndice A) usando la muestra completa de datos y simulación de los años 1999 y 2000. Se optó por considerar ambas muestras en conjunto (1999+2000) para disponer de una muestra lo más amplia posible con el fin de reducir posibles fluctuaciones estadísticas en las colas de las distribuciones a pesar de que ambas corresponden a periodos de toma de datos distintos con calibraciones distintas. Como se puede apreciar, con el cambio del procesado en DELPHI no se observan diferencias apreciables en el acuerdo entre datos y simulación.

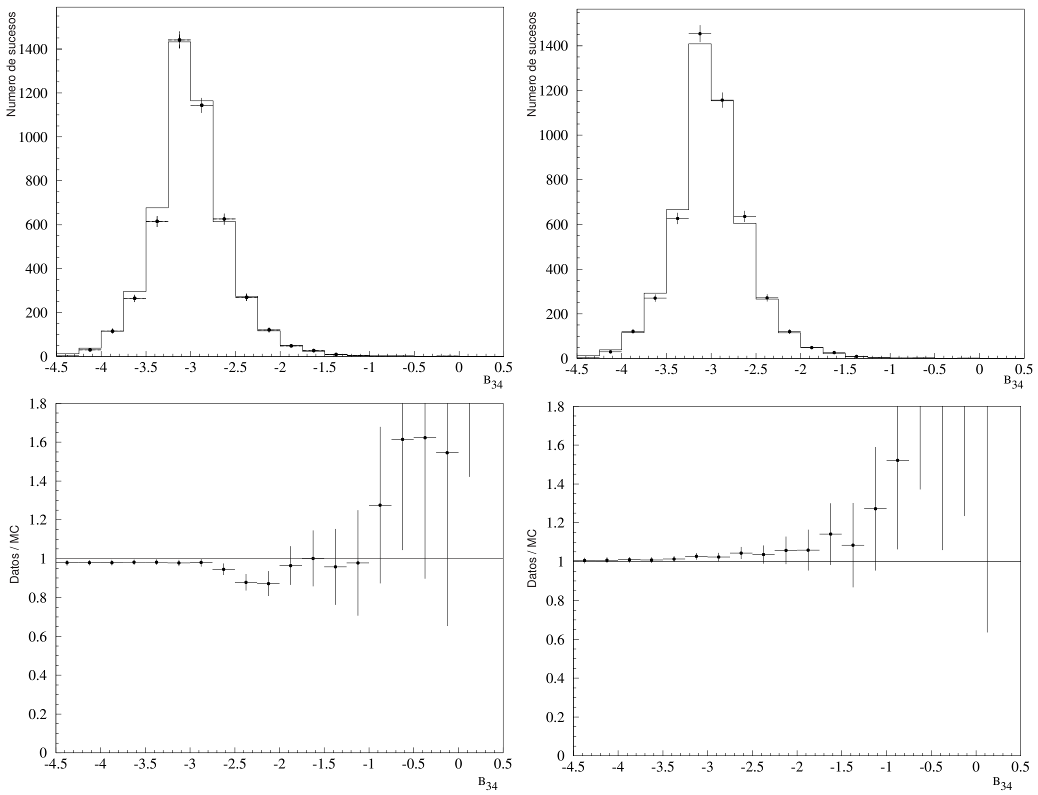


Figura 4.12: Acuerdo entre datos y simulación para la variable de suceso B_{3+4} usando *b*-tagging combinado con calibración 4 *jet* para la suma de los datos de los años 1999 y 2000 con procesado C+S (izquierda) y E+U (derecha), en escala lineal (arriba) y el cociente Datos/MC (abajo).

4.4 *b*-tagging ecualizado optimizado para $\mathrm{h^0A^0}$

La variable combinada de *b*-tagging consigue altas tasas de rechazo de fondo frente a la señal $\mathrm{h^0A^0}$ utilizando las combinaciones de los valores por *jet* expuestos en la sección anterior.

Sin embargo, el análisis físico de la señal $\mathrm{h^0A^0}$ en LEP2 en sus dos últimos años de toma de datos presenta el inconveniente añadido de realizar la búsqueda de los bosones h y A en una zona de masa próxima a la del bosón Z. Debido a sus modos de desintegración, una fracción se manifiesta como fondo irreducible ($\mathrm{ZZ}\rightarrow\mathrm{b\bar{b}b\bar{b}}$) tal y como se vio en la sección 3.2.2. Este hecho impone que la búsqueda se realice en el límite de sensibilidad del experimento. Es necesario optimizar el *b*-tagging aplicando un método que tenga en cuenta las diferencias entre los quarks *b* producidos en sucesos 4b y el resto de quarks *b* o no *b* producidos en el resto de las configuraciones.

El único modo de conseguir este objetivo sería añadiendo más variables discriminantes. Sin embargo, añadir una nueva variable se hace cada vez más difícil debido al aumento de correlaciones entre ésta y las utilizadas anteriormente en la variable combinada.

Aun así el método puede ser modificado para incluir variables correlacionadas, dando lugar al proceso conocido como ecualización. En el proceso se transforman los valores de la variable combinada utilizando información adicional, principalmente propiedades cinemáticas de los quarks *b*.

El resultado es una nueva variable de *b*-tagging que tiene en cuenta el diferente comportamiento cinemático de los *jets* que provienen de la señal y los del fondo. El método [1] es, por tanto, dependiente de la señal objeto de la búsqueda. También se ha utilizado en la búsqueda del Higgs del SM en el canal a 4 *jets* en DELPHI con resultados que mejoran el rechazo de fondo que se obtenía utilizando la variable combinada, como se muestra en la figura 4.13.

La ecualización constituye un proceso de segundo orden en la optimización del *b*-tagging, de ahí que no implique la introducción de ningún efecto o desacuerdo adicional en los datos y la simulación. Es independiente del procesado (como se verá en secciones posteriores) y de la calibración como se muestra en la figura 4.14 donde se utiliza una muestra de alta estadística ($\sim$250000 sucesos $\mathrm{Z^0}$ hadrónicos) con calibración $\mathrm{Z^0}$. Las discrepancias tras la ecualización se mantienen inferiores al 5% al igual que en la variable combinada. Este hecho y la alta estadística de esta muestra de sucesos serán las bases para establecer el error sistemático en el *b*-tagging (sección 5.6).

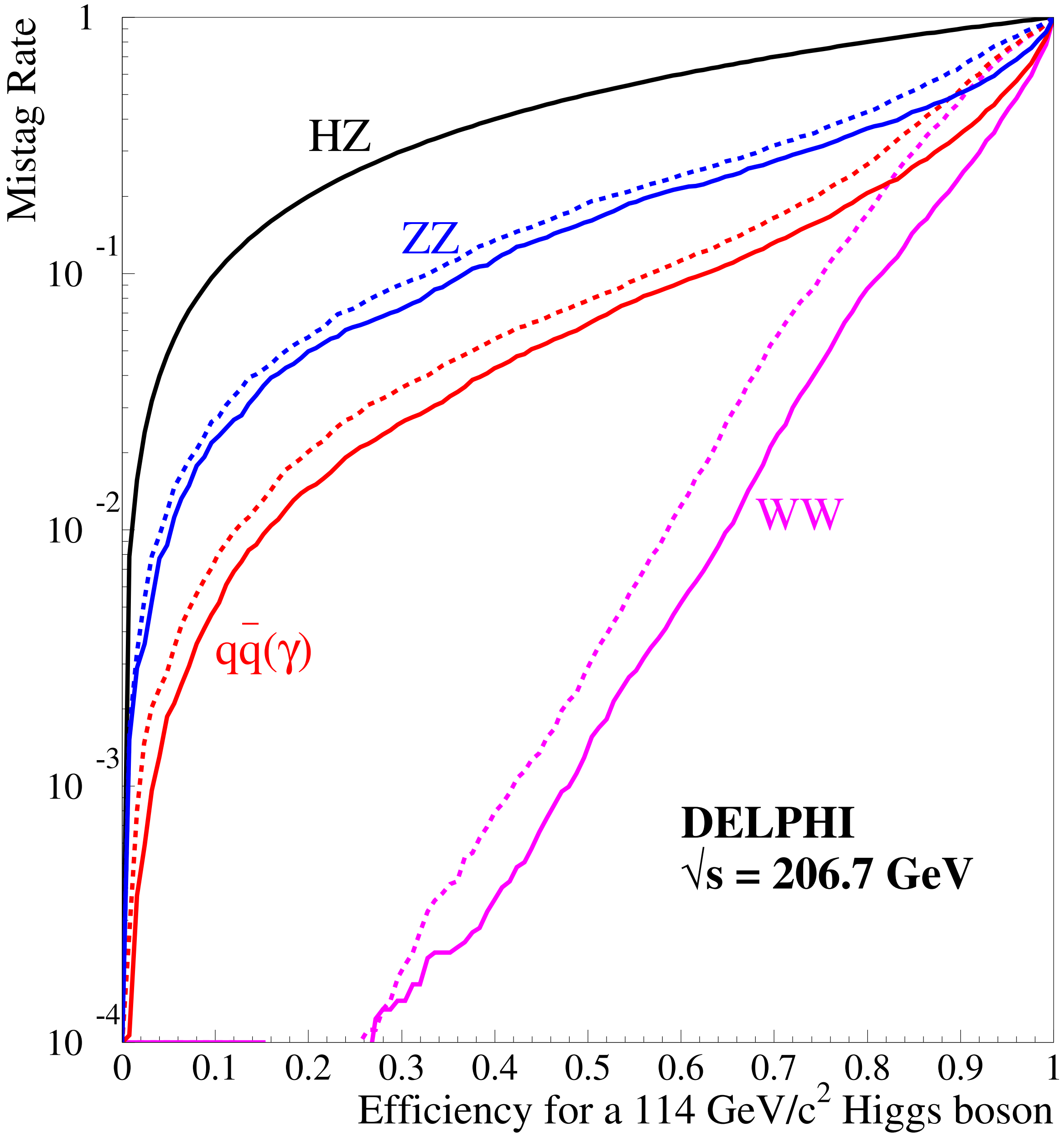


Figura 4.13: *Rechazo de fondo frente a la eficiencia de la señal* h^0Z^0 *del SM cortando en la variable de suceso* B_{1+2} *usando: b-tagging combinado (línea discontinua) y b-tagging ecualizado* h^0Z^0 *(línea continua) [1].*

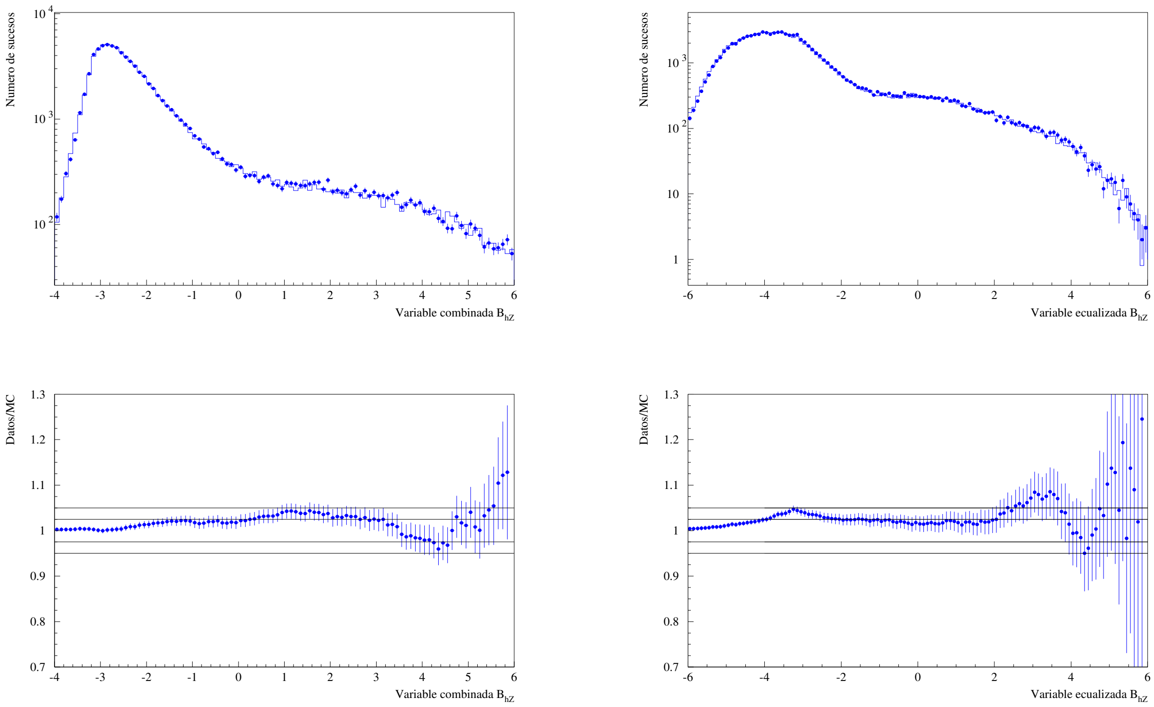


Figura 4.14: *Acuerdo entre datos y simulación para la variable de suceso B_{hZ} usando sucesos hadrónicos Z^0 y b-tagging combinado (izquierda) y ecualizado $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ (derecha) en escala logarítmica (arriba) y el cociente datos/MC (abajo). Las discrepancias entre datos y simulación son inferiores al 5% tras introducir el proceso (segundo orden) de ecualización*

4.4.1 Descripción del método

A continuación se describe el método de ecualización mediante un ejemplo con una variable sencilla como es el número de trazas cargadas por *jet*.

En la gráfica superior derecha de la figura 4.16 se muestra las distribuciones normalizadas del número de trazas en *jets* de tipo *b* de la señal h^0A^0 (en verde) y en *jets* de quarks ligeros del fondo W^+W^-. Este último representa el fondo más abundante tras la preselección (ver la sección 3.5). El hecho de que estas dos distribuciones sean diferentes implica que esta variable contiene información que permite discriminar entre señal y fondo y que aun no ha sido explotada en la construcción de la variable combinada.

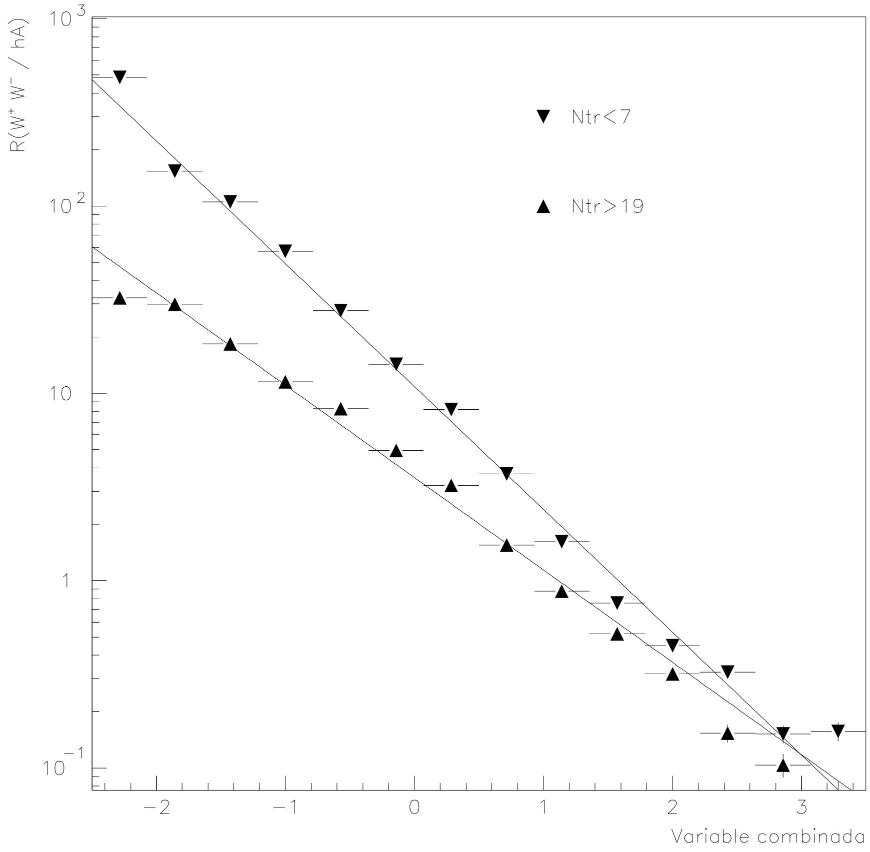


Figura 4.15: *Distribución del cociente* $R(W^+W^-/h^0A^0)$ *en función del valor de la variable combinada de b-tagging para* jets *con menos de 7 y más de 20 trazas cargadas. Las rectas son ajustes exponenciales a estos cocientes.*

En la figura 4.15 se muestra el cociente $R(W^+W^-/h^0A^0)$ en función del valor de la variable combinada X_{jet}. Se consideran dos muestras de *jets*, una con $Ntr < 7$ y otra con $Ntr > 19$. En la figura se aprecia claramente como fijado un valor de la variable combinada el valor del cociente es diferente para las dos muestras que se representan, sin olvidar que existirían otras dos regiones $7 \leq Ntr < 12$ y $12 \leq Ntr < 20$ con su correspondiente comportamiento, que no se muestran por simplicidad y claridad.

Sucesos con el mismo valor de X_{jet} no son equivalentes puesto que unos estarán más contaminados por el fondo que otros. Para restaurar la equivalencia, la variable X_{jet} debe ser modificada de tal modo que todos los sucesos con el mismo valor X'_{jet} en muestras diferentes tengan el mismo cociente $R(W^+W^-/h^0A^0)$, es decir, hay que realizar una transformación lineal del tipo:

$$X'_{jet} = A \cdot X_{jet} + B, \tag{4.20}$$

asumiendo que la dependencia de $R(W^+W^-/h^0A^0)$ respecto a X_{jet} en cada caso puede ser aproximada por una exponencial tal y como muestran las dos rectas de ajuste en escala logarítmica de la figura 4.15. En diferentes regiones de la variable a ecualizar se obtienen coeficientes A y B distintos.

Incluyendo una nueva variable independiente x_{new} en el etiquetado, la ecuación (4.17) es equivalente a la transformación $X'_{jet} = X_{jet} - \log_{10} y_{new}$, donde $y_{new} = f^{bgd}(x_{new})/f^{sig}(x_{new})$, es un caso particular de la ecuación (4.20). Pero no se puede usar una transformación tan simple para Ntr debido a su fuerte correlación con otras variables discriminantes como lo reflejan las diferentes pendientes y ordenadas en el origen de la figura 4.15. En cambio, la transformación con los valores adecuados de A y B funciona razonablemente bien.

A partir de aquí, el cálculo de los coeficientes A y B para todas las variables que se consideren es directo. Para cada nueva variable, los *jets* se clasifican en de 3 a 5 muestras atendiendo a distintas regiones de solapamiento del fondo W^+W^-y la señal h^0A^0 en la variable en cuestión.

Para cada muestra se aplica la transformación (4.20) de forma independiente y se calcula la nueva X'_{jet}. Los parámetros de la transformación se determinan a partir de la condición de que la dependencia de $W^+W^-/\ h^0A^0$ respecto a la X'_{jet} modificada es la misma para todas las muestras.

Las variables se incluyen en el proceso de forma secuencial: para cada nueva variable, se usa la X'_{jet} obtenida en el paso anterior.

4.4.2 Variables discriminantes en el proceso de ecualización

Las 8 variables incluidas en el *b*-tagging usando este método de ecualización reflejan principalmente propiedades cinemáticas de los quarks *b*. Sus distribuciones normalizadas para el fondo W^+W^-y la señal h^0A^0 se presentan en la figura 4.16. Las variables ordenadas de acuerdo a como fueron introducidas secuencialmente, son las siguientes:

1. *Variable de categorías de* jets, definidas ya en la sección 4.3.1.

   Esta variable, a pesar de estar fuertemente correlacionada con las que integran la variable combinada, representa el caso más claro de ecualización, pues tiene en cuenta la presencia de un vértice SV (categoría 1) o uno mal reconstruido (categoría 2) frente al caso en que no se reconstruye (categoría 3). A pesar de que estas categorías ya habían sido introducidas en el cálculo de la variable combinada (de ahí su fuerte correlación), la introducción de las variables discriminantes adicionales (presentadas en la sección 4.3.3) en el cómputo de la misma hace que se asocien los mismos valores a *jets* de la categoría 1 y 3 por ejemplo. Los *jets* de la categoría 4 no se emplearon en la ecualización.

   Con la ecualización de esta variable se utiliza toda la información que se puede extraer de la presencia de un vértice secundario frente a *jets* que no lo poseen. Este hecho es importante en una señal con 4 quarks *b* en el estado final y por tanto con un alto número de vértices secundarios a reconstruir por el detector DELPHI.

   De hecho, la ecualización de únicamente esta variable ya supone una mejora importante en el rendimiento respecto a la variable combinada original. Este hecho se muestra en la figura 4.17. En ella se representa el factor de rechazo para los tres tipos de fondo frente a la eficiencia de una señal h^0A^0 de masa (90,90) cortando únicamente en la variable B_{3+4}, calculada a partir de los valores de *b*-tagging combinado o ecualizando sólo en las categorías de *jet*. Para una eficiencia del 50% se pasa de un factor para QCD del 0.5% al 0.4%, y del 0.08% al 0.05% en W^+W^-.

2. *Número de trazas cargadas por* jet, utilizada como ejemplo para la descripción del método de ecualización en el apartado anterior.

3. Valor absoluto del coseno del *ángulo polar del* jet, que tiene en cuenta en promedio el diferente ángulo de producción para señal y fondo.

4. El doble de la *energía del* jet dividido por la energía del centro de masas.

5. Coseno del *ángulo al* jet *más cercano* en el espacio de los 3 *jets* restantes.

6. *Momento transverso medio* del *jet.*

7. *Número de trazas con IP negativo.*

8. *Masa del* jet.

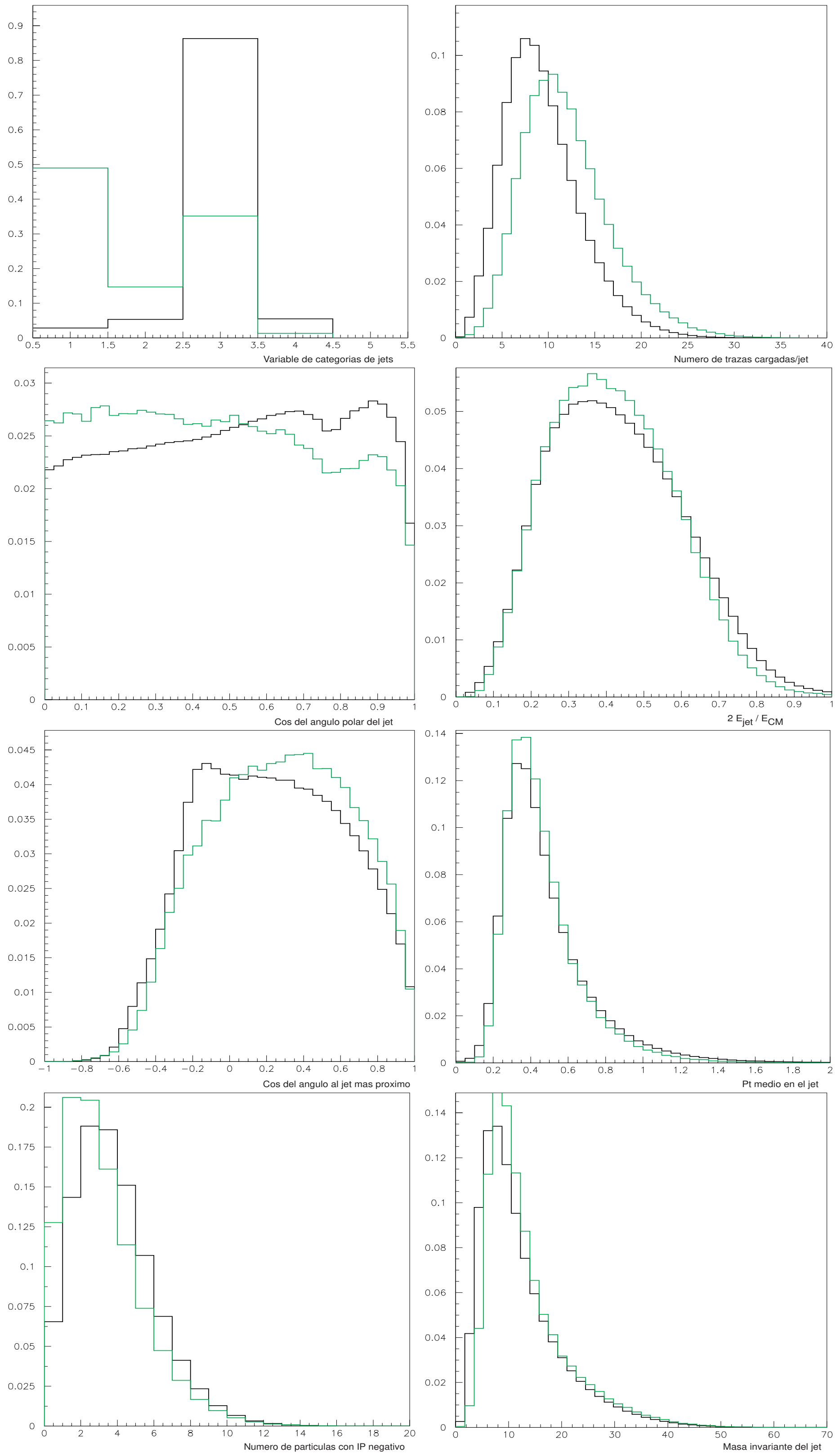


Figura 4.16: *Distribuciones normalizadas de las 8 variables que intervienen en el proceso de ecualización para el fondo* $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ *(en negro) y para la señal* $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ *(en verde).*

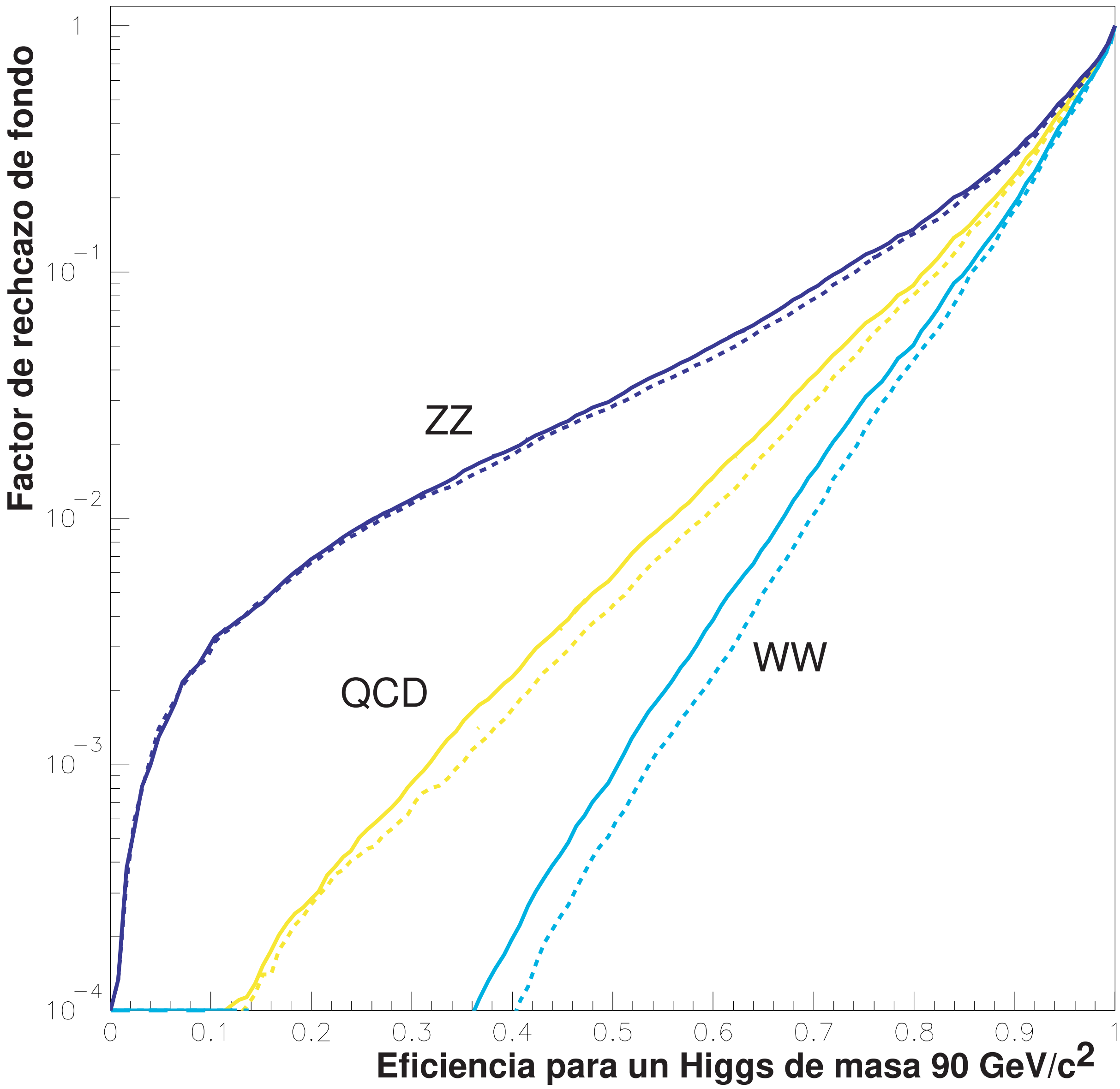


Figura 4.17: *Rechazo de fondo frente a la eficiencia de la señal* $\mathrm{h^0A^0}$ *cortando en la va-riable de suceso* B_{3+4} *usando: b-tagging combinado (línea continua) y b-tagging ecual-izando únicamente en la variable de categorías de* jet *(línea discontinua).*

4.4.3 Rendimiento de las variables de b-tagging ecualizado

Tras repetir el proceso descrito en la sección 4.4.1 con las 8 variables definidas en el apartado anterior se obtienen los valores finales por *jet* de la variable ecualizada, a partir de los que se calculan las dos variables de suceso empleadas en la búsqueda de la señal h^0A^0:

- B_{3+4} = suma de los dos valores de *jet* más bajos
- B_{hA} = suma de los cuatro valores de *jet*

El acuerdo entre datos y simulación para ambas variables con la nueva definición de b-tagging se presenta en las figuras 4.18 y 4.19. El acuerdo es similar al existente cuando se usa el b-tagging combinado [6].

En las figuras 4.20 y 4.21 se compara el rendimiento de estas dos variables con el que se obtiene si se utiliza b-tagging combinado y con el que se obtendría si se utilizara el b-tagging ecualizado empleando la señal h^0Z^0 del SM en el proceso ecualización (desarrollado para el análisis del Higgs del SM). Ambos presentan peor rendimiento que el obtenido cuando se realiza el proceso optimizado para la señal h^0A^0.

A pesar de que la ecualización se realiza usando sucesos W^+W^-, la ganancia se extiende también al fondo QCD y, en menor medida, al fondo ZZ. El factor de rechazo de fondo usando la variable B_{3+4} al 50% de eficiencia de señal pasa del 0.5% al 0.3% en QCD, del 2.5 al 2.3% en ZZ y del 0.08 al 0.03% en W^+W^-. Usando la variable B_{hA} se pasa de un 3.7 a un 3.3% en ZZ y de un 1.5 a un 1.1% en QCD al 50% de eficiencia, y de un 0.04 a un 0.025% en W^+W^- al 70% de eficiencia.

La ganancia en términos de composición de fondo se resume en una mejora del rechazo en aquellos estados finales que no contienen 4 quarks b y en el caso de estados de QCD $b\bar{b}g \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, en los que uno de los pares $b\bar{b}$ viene dado por el *splitting* de un gluón (figura 4.22). En este último caso, las propiedades cinemáticas adicionales empleadas en el proceso de ecualización permiten establecer la diferencia entre un par $b\bar{b}$ dado por el *splitting* de un gluón y el dado por la desintegración de otra partícula. El rechazo en aquellos procesos de fondo con 4 quarks b "naturales" (ZZ) no puede mejorarse respecto al logrado con la variable combinada pues no se usa información discriminante adicional dadas las similitudes topológicas con la señal h^0A^0. Sin embargo, para el resto de estados finales se mejora el rechazo de fondo en todo el rango de eficiencias de la señal.

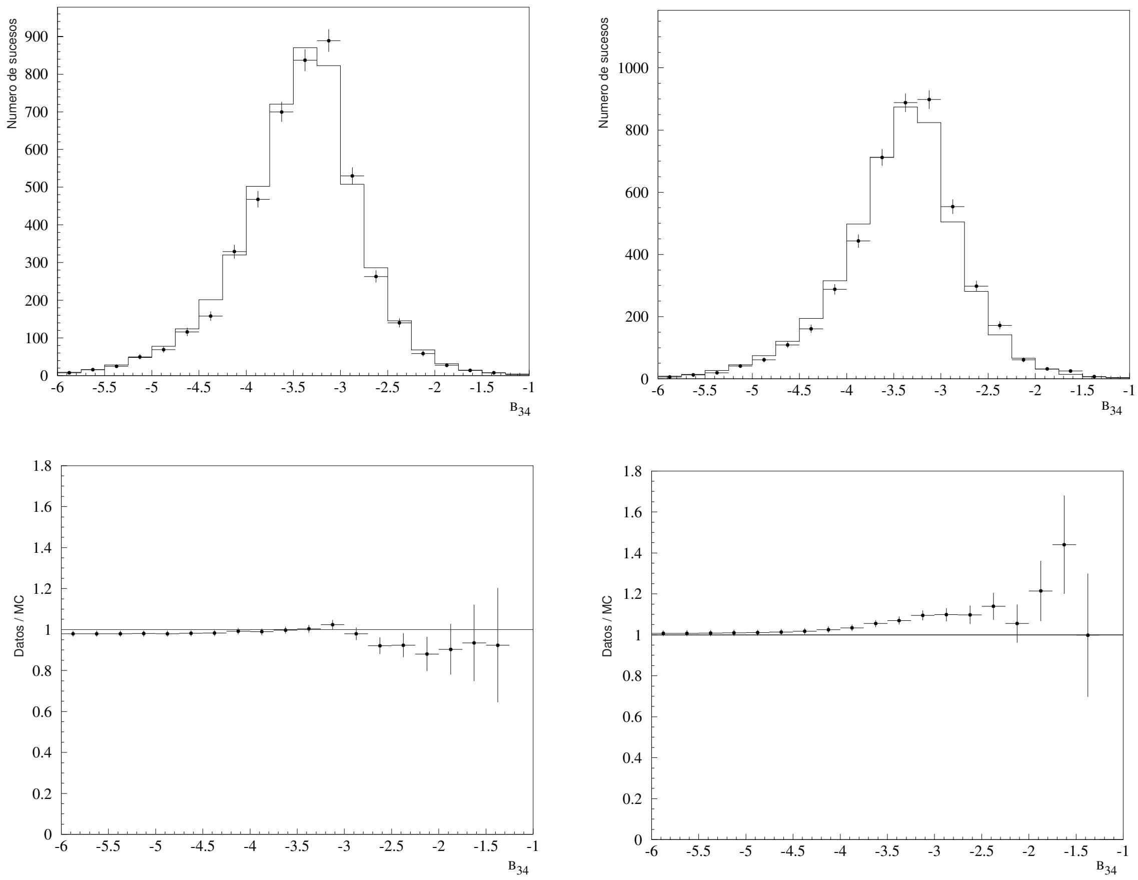


Figura 4.18: Acuerdo entre datos y simulación para la variable de suceso B_{3+4} final usando b-tagging ecualizado h^0A^0 para el procesado C+S (izquierda) y E+U (derecha), en escala logarítmica (arriba) y el cociente datos/MC (abajo).

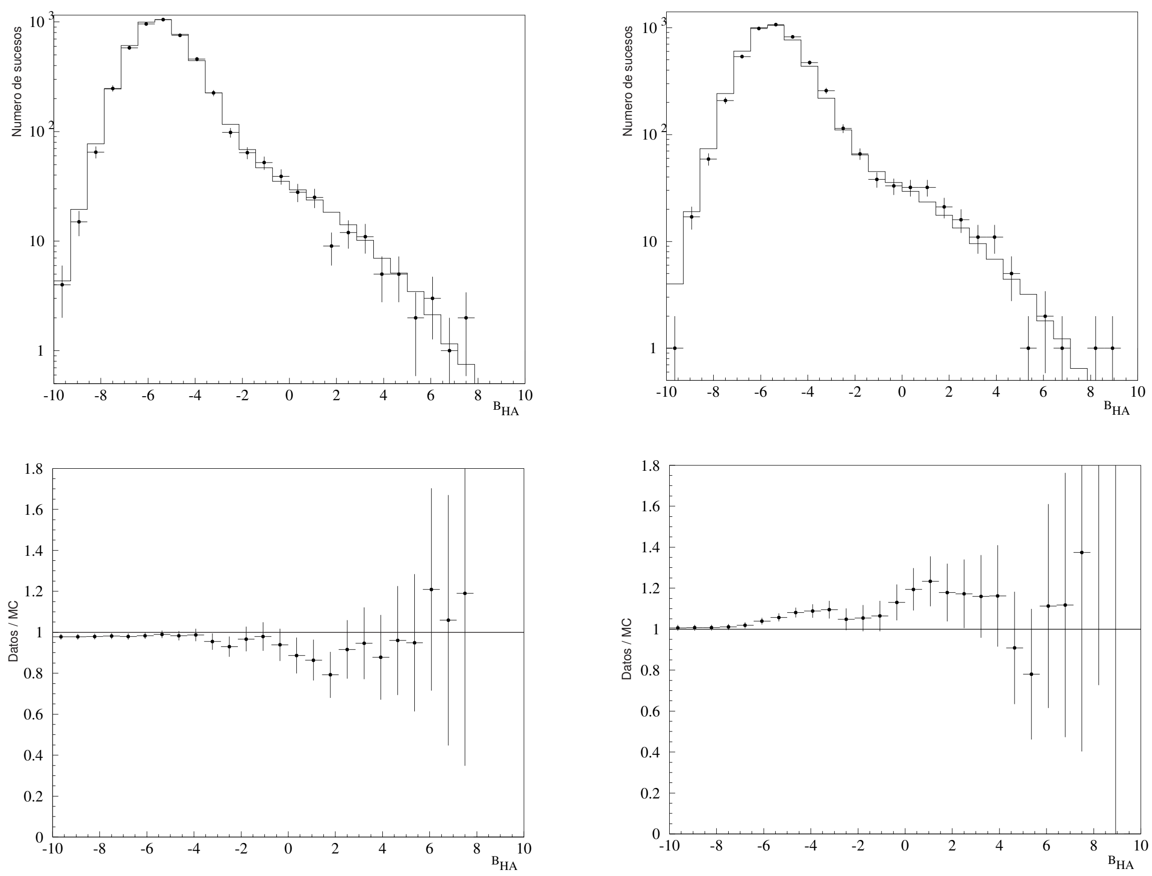


Figura 4.19: Acuerdo entre datos y simulación para la variable de suceso B_{hA} final usando b-tagging ecualizado $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ para el procesado C+S (izquierda) y E+U (derecha), en escala logarítmica (arriba) y el cociente datos/MC (abajo).

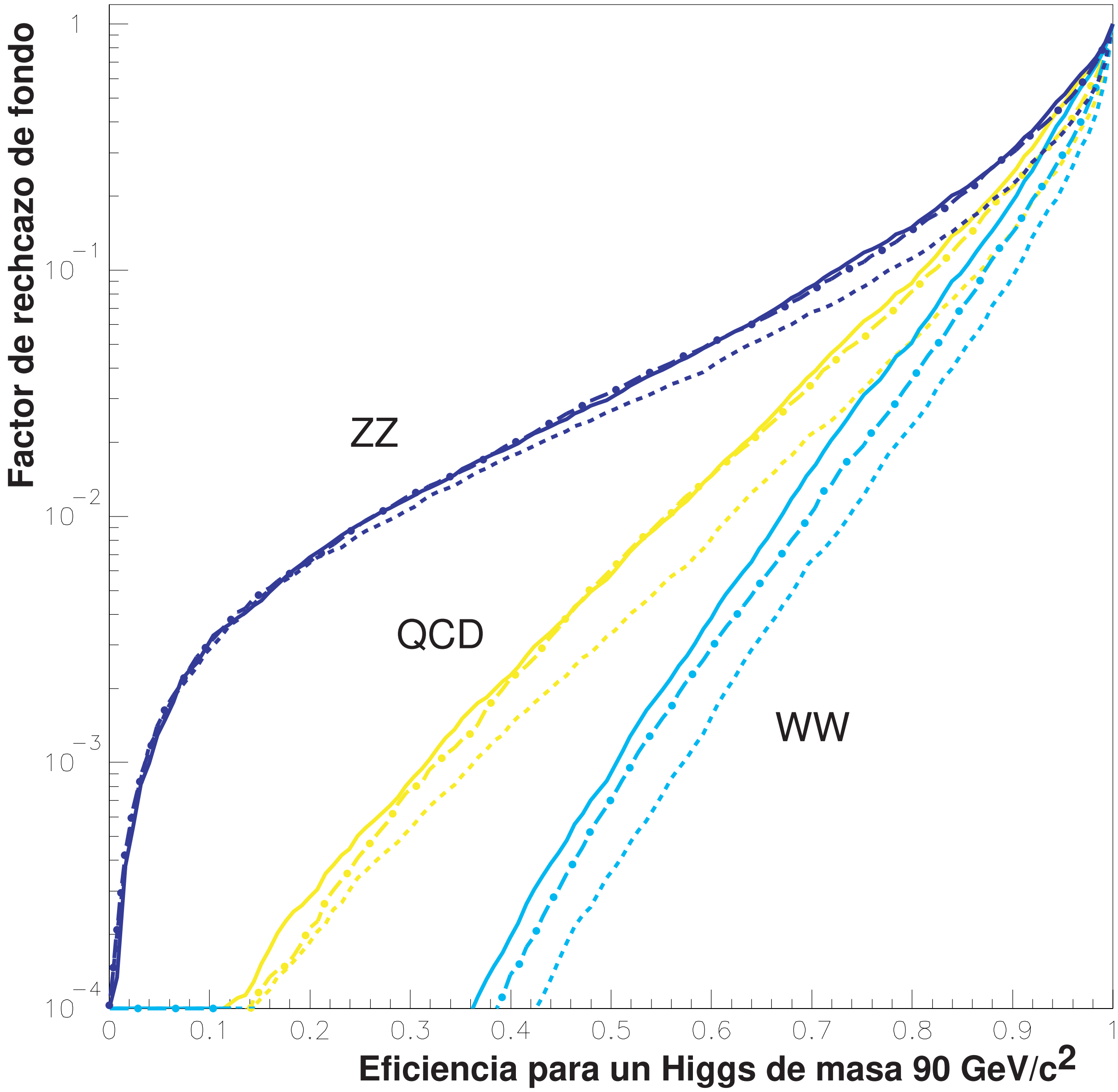


Figura 4.20: *Rechazo de fondo frente a la eficiencia de la señal* $\mathrm{h^0A^0}$ *cortando en la variable de suceso* B_{3+4} *usando: b-tagging combinado (línea continua), b-tagging ecualizado (línea discontinua) y b-tagging ecualizado usando la señal* $\mathrm{h^0Z^0}$ *(línea a trazos y puntos).*

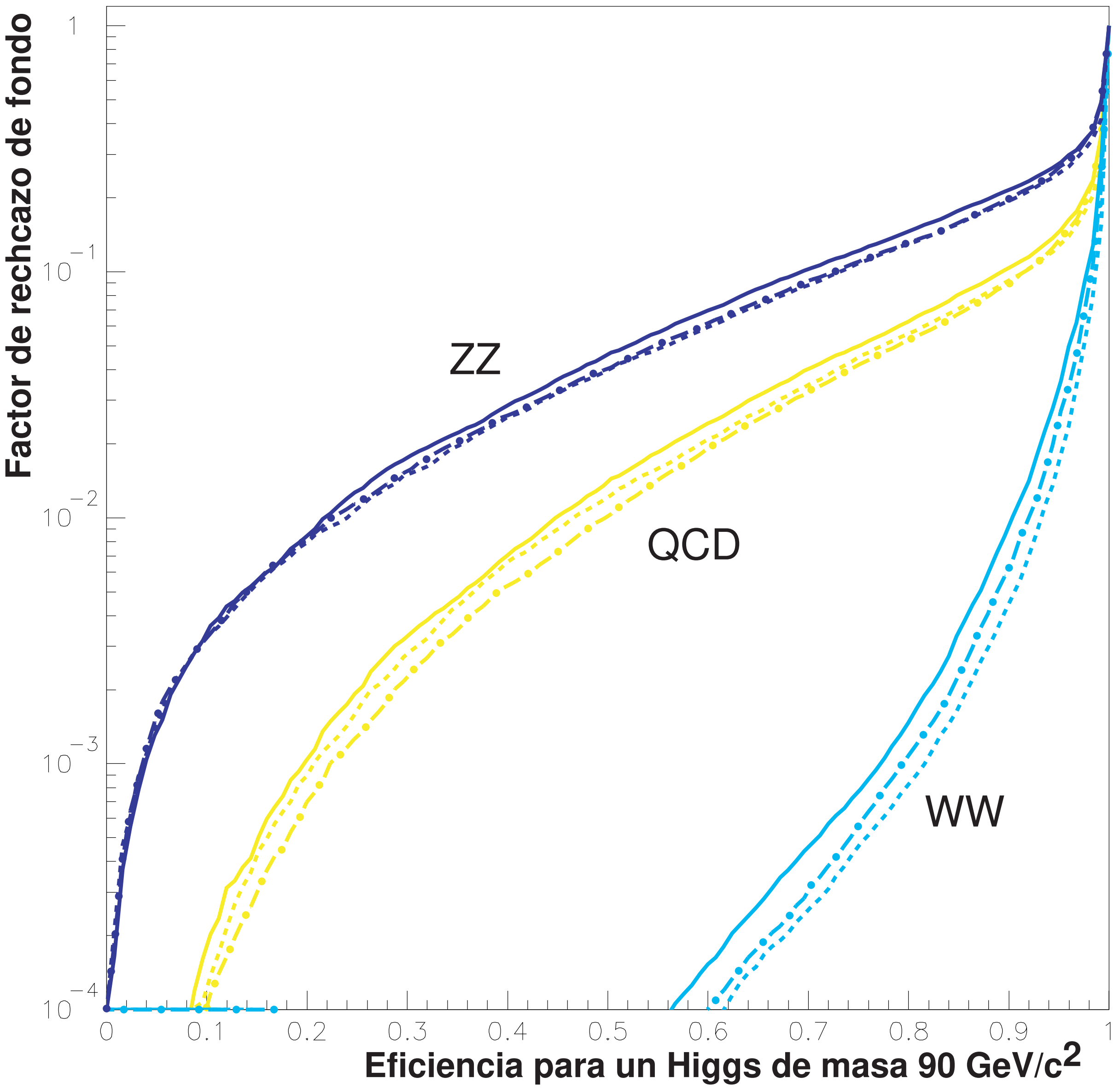


Figura 4.21: *Rechazo de fondo frente a la eficiencia de la señal* $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ *cortando en la variable de suceso* B_{hA} *usando: b-tagging combinado (línea continua), b-tagging ecualizado (línea discontinua) y b-tagging ecualizado usando la señal* $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ *(línea a trazos y puntos).*

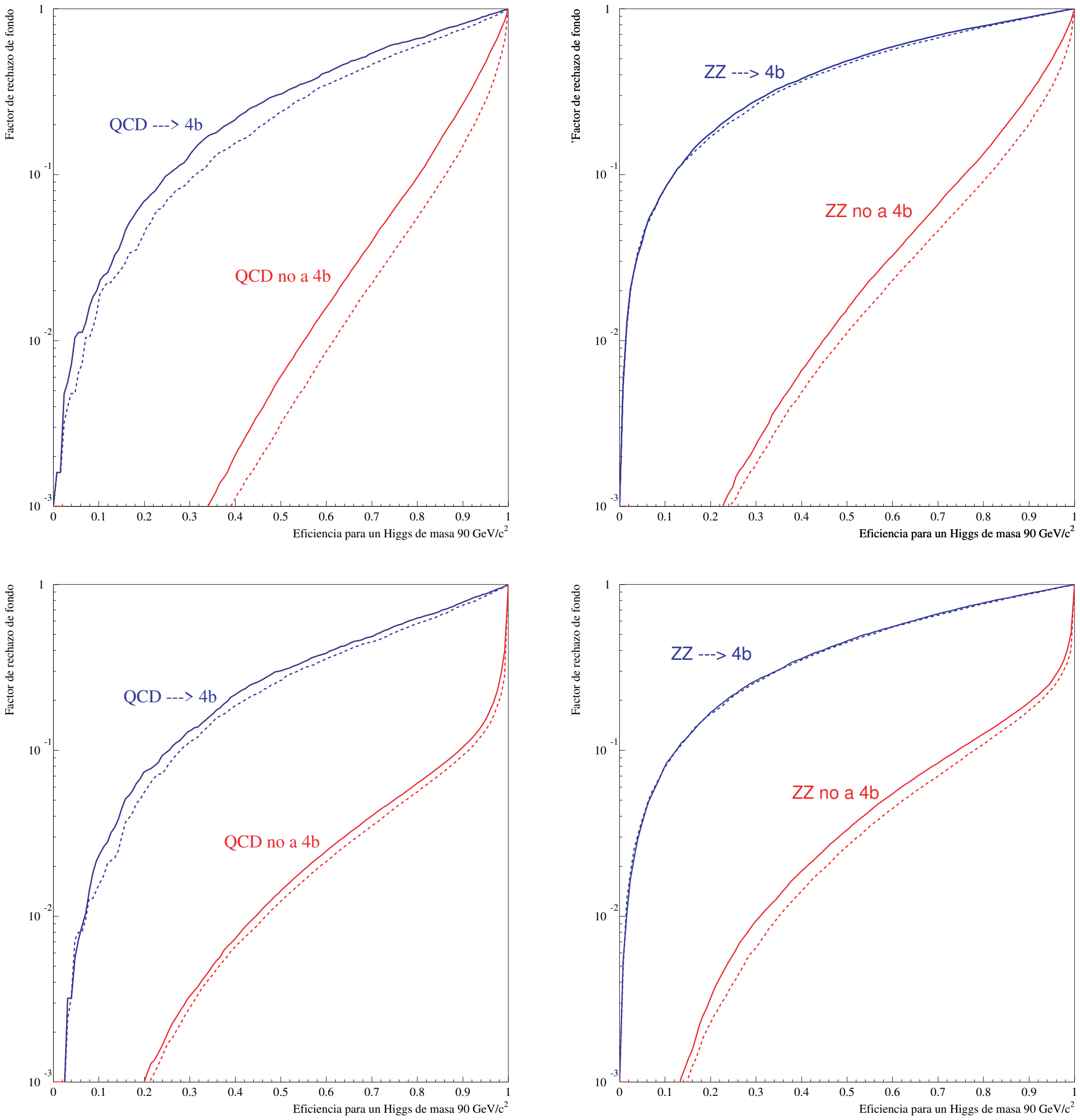


Figura 4.22: Comparación del rechazo de fondo en términos de contenido en quarks b para la variable B_{3+4} (arriba) y la variable B_{hA} (abajo) usando b-tagging combinado (línea continua) y b-tagging ecualizado h^0A^0 (línea discontinua), para sucesos simulados de QCD (izquierda) y ZZ (derecha) y distinguiendo entre estados finales con 4 quarks b (azul) y el resto (rojo).

Como se ha visto a lo largo de este capítulo, para combinar las distintas variables que son relevantes para el *b*-tagging, en DELPHI se han usado tres posibilidades:

- Los parámetros de impacto de las trazas combinados en una variable de probabilidad P^+ construida a partir de la probabilidad de los valores de la significancia de las trazas (sección 4.2.4).
- Una variable combinada que utiliza un método de cociente de probabilidades a partir de variables discriminantes basadas en la reconstrucción de vértices secundarios (sección 4.3.1).
- Una variable que optimiza el etiquetado adecuándolo a las características de la señal (sección 4.4).

Tras haber mejorado el método del parámetro de impacto con la reconstrucción explícita de vértices secundarios, cuya eficiencia es del orden del 50% para quarks *b* en sucesos 4b, el rechazo de fondo aun se ha mejorado añadiendo información cinemática de los *jets* que depende de su diferente comportamiento en la señal h^0A^0 y en el fondo W^+W^-.

A lo largo de estos 4 años, gran parte del trabajo realizado ha consistido en la comprobación del acuerdo entre datos y simulación para las distintas versiones del *b*-tagging que se iban produciendo: calibraciones (Z^0, 4-*jet*), procesados (C+S, E+U) y cambio del *b*-tagging combinado al ecualizado. Ante el hecho de que el *b*-tagging ecualizado con la señal h^0Z^0 del SM no era óptimo para el uso en el análisis de la señal h^0A^0 del MSSM, se ha desarrollado de forma análoga el método de ecualización para el canal 4b empleando la señal h^0A^0.

En resumen, se ha construido una variable de *b*-tagging de tipo ecualizado optimizada para la señal h^0A^0 a partir del *b*-tagging combinado empleando sucesos de simulación W^+W^- y h^0A^0. Se usa en la colaboración en el análisis de los sucesos $h^0A^0 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ y en la publicación de los resultados finales para este canal.

Bibliografía

[1] CERN-EP Paper 294/Draft 2 , *b-tagging in DELPHI at LEP*.

[2] Review of Particle Physics, Eur. Phys. Jour. C 3 (1998) 1

[3] P. Billoir y S. Qian, NIM A 311 (1992)

[4] G.V.Borisov, DELPHI 94-125, August 1994.

[5] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B 313 (1993) 535

[6] J. Fernández *et al.*, *Search for MSSM neutral Higgs bosons in the 4b channel at LEP200* , Nota DELPHI 2002-020 PHYS 920 (2002)

Capítulo 5

Análisis del proceso $h^0A^0 \rightarrow 4b$

Tras el proceso de preselección de sucesos descrito en la sección 3.5 las muestras de datos y simulación se han reducido considerablemente, en torno al 10% de la muestra total inicial, mientras que la eficiencia de la señal h^0A^0 apenas se ha visto degradada, siendo aun de más del 90%. Sin embargo, con la luminosidad correspondiente a los datos recogidos por DELPHI en los años 1999 y 2000 tan sólo se esperan aproximadamente 13 sucesos (para m_A= 90 GeV/c^2 y $\tan\beta$= 20) frente a los más de 4000 esperados de fondo (ver tabla 3.5).

El proceso de selección de sucesos ha de ser aun más restrictivo para poder llegar a niveles en los que sea posible discernir la señal (si existe) del fondo, es decir, lograr un valor aceptable del cociente señal/fondo (S/B).

El análisis del proceso $h^0A^0 \rightarrow 4b$ que se describe a continuación explota las principales diferencias entre la señal y los fondos más importantes:

1. *b*-tagging, para el rechazo de W^+W^-.
2. variables topológicas y de forma, para rechazar el fondo $q\bar{q}(\gamma)$.
3. ángulo de producción del bosón, que tiene en cuenta el espín de los bosones h, A y Z.

Con la combinación de estos ingredientes por medio de una red neuronal se construye una variable discriminante capaz de realizar una clasificación de los diferentes tipos de procesos que se presentan usando la información de variables correlacionadas. El valor numérico de la función que describe red neuronal junto con el estimador de masa permite establecer la presencia o no de señal en la muestra de datos.

El análisis previo llevado a cabo en DELPHI para este canal y descrito en [1] estaba basado en una variable de tipo *Likelihood ratio* en la que se incorporaban variables de forma y de b-tagging. El análisis que se presenta toma como punto de partida la idea básica de construir una única variable discriminante, pero la aproximación que aquí se lleva a cabo está basada en el uso de una variable de tipo red neuronal que realiza un tratamiento más adecuado cuando las variables de entrada están correlacionadas como en este caso.

5.1 Redes neuronales

5.1.1 Introducción

Una Red Neuronal (Neural Network) [2] se puede definir de una forma muy general como una estructura de procesado de información, construida a base de elementos de procesado individuales (llamados neuronas) y que están conectados entre sí en paralelo por canales *input/output* (sinapsis). La información procesada por cada neurona puede ser definida arbitrariamente, pero con la restricción de que sea local, es decir que sólo dependa de los valores que provienen de las conexiones adyacentes.

La tarea básica de una RN es la clasificación a partir de las variables de entrada. Los parámetros que caracterizan una RN son:

- Una función de activación para la neurona. Es una unidad de procesado, pues con ella, y a partir de la información que le llega de otras neuronas, esta función genera la información de salida que a su vez servirá de entrada a otras neuronas posteriores de la secuencia.
- La arquitectura de la red, que es la forma general que deben tener los enlaces entre neuronas.
- Un algoritmo de aprendizaje que consiste en adaptar las conexiones de la red en respuesta a un nuevo entorno.

La principal división que existe está relacionada con el método de aprendizaje. Hay dos categorías, el aprendizaje sin supervisión en el cual no se necesita un tutor como guía de aprendizaje y es la propia red quien organiza la información que procesa y, por otra parte, el aprendizaje supervisado donde un tutor proporciona las muestras y ejemplos más apropiados para la optimización del aprendizaje. En esta tesis sólo se ha utilizado este último.

5.1.2 Aprendizaje supervisado

El principal tipo de RN de aprendizaje supervisado son los Perceptrones Multicapa (del inglés *Multi-layer perceptrons*) o también conocidas como *feed forward*.

El *Multi-layer perceptrón* es el tipo de RN más usado al ser al mismo tiempo simple y estar basado en sólidos principios matemáticos. Las cantidades de entrada se procesan a través de sucesivas capas de neuronas. Siempre hay una capa de entrada con un número de neuronas igual al número de variables del problema, y una capa de salida donde se dispone de la respuesta del perceptrón con un número de neuronas igual al número deseado de cantidades (con frecuencia sólo una) calculadas a partir de las entradas. Las capas intermedias reciben el nombre de capas ocultas. Sin capas ocultas, el perceptrón sólo puede desarrollar tareas lineales.

En la figura 5.1 se muestra un esquema de un ejemplo de perceptrón multicapa con dos capas ocultas, 6 variables de entrada y una de salida; la arquitectura de este ejemplo es 6-9-2-1

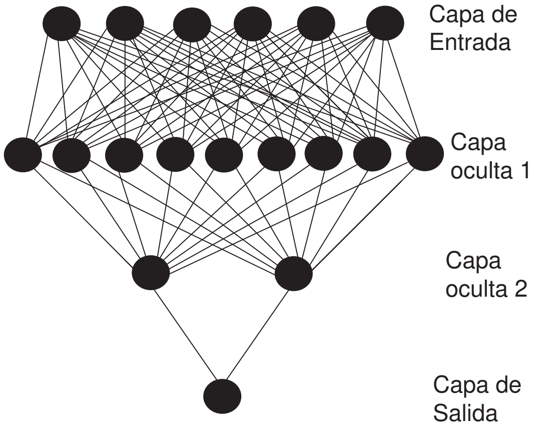


Figura 5.1: *Ejemplo de arquitectura de un perceptrón multicapa:6-9-2-1.*

Todos los problemas que se pueden resolver por medio de un perceptrón, pueden hacerse con una sola capa oculta, pero a veces es más eficiente usar dos capas ocultas. Cada neurona de una capa, excepto las de la capa de entrada, calcula primero una combinación lineal de las neuronas de salida de la capa previa más un sesgo. Los coeficientes de la combinación lineal más los sesgos se llaman pesos. Habitualmente se determinan a partir de los ejemplos a través de un proceso de minimización de la norma (Euclidea) de la salida deseada. Las neuronas de las capas ocultas a continuación calculan una función no lineal de su entrada. Una función típica no lineal suele ser la sigmoide y(x) = $1/(1+e^{(-x)})$).

La neurona (o neuronas) de salida es igual a la combinación lineal de las neuronas de la capa precedente. Por tanto, con una sola capa oculta, la RN básicamente desarrolla una combinación lineal de la función sigmoide de las entradas. Una combinación de este tipo es útil debido a los dos siguientes teoremas:

1. Una función lineal de sigmoides puede aproximar cualquier función continua de una o más variables [3]. Esto es útil para obtener un ajuste a una función continua en un conjunto finito de puntos cuando no se dispone de ningún modelo.

2. Entrenada con la respuesta deseada (1 para señal y 0 para fondo), la función aproximada es la probabilidad de que un suceso sea señal conociendo sus valores de entrada [4]. Este segundo teorema es la base para todas las aplicaciones de clasificación.

Por tanto, en general la entrada a la neurona i en la capa $l+1$ está dada por:

$$I_i^{l+1} = \sum_j w_{ij}^{l+1} S_j^l + B_i^{l+1} \tag{5.1}$$

donde la suma es sobre todas las neuronas de la capa precedente (l). S_j^l es el estado de la neurona j en la capa l, w_{ij}^{l+1} son los pesos de las conexiones entre la neurona i y la neurona j y B_i^{l+1} es el umbral de la neurona i a esa señal. El estado de la neurona es una función de su entrada, $S_j^l = f(I_j^l)$. La función que aquí se considera es la anteriormente mencionada sigmoide:

$$f(I) = \frac{1}{1+e^{-I/T}} \tag{5.2}$$

Donde T es un parámetro que juega el papel de una temperatura. La actividad de las neuronas en la capa de entrada es propagada hacia adelante por la primera ecuación. Si se interpreta la información de salida como una medida de la probabilidad de que una cierta muestra de entrada pertenezca a una clase, se puede utilizar esta red para clasificar. Este método pretende entrenar a una red neuronal, para que dada una muestra inicial, la red sea capaz de clasificar cada elemento de la muestra en alguna de las N clases que se fijen. Los pasos a seguir son:

1. Se introducen N muestras distintas. Cada una, correspondiente a cada clase para la cual se quiere entrenar la red neuronal.

2. Se modifican los pesos y umbrales hasta conseguir que la diferencia entre lo esperado y lo que la red da sea mínima.

5.1.3 Métodos de minimización

La minimización se consigue a través de la función de coste (a veces llamada energía):

$$E = E(I_i^{(p)}, d_k^{(p)}, \vec{w_k}) = \frac{1}{2}\sum_k (\sigma_k^{(p)} - d_k^{(p)})^2 \tag{5.3}$$

$I_i^{(p)}$ es el estado de la neurona i en la capa de entrada, $\sigma_k^{(p)}$ es el estado de la neurona k en la capa de salida, $d_k^{(p)}$ es el estado deseado y p corre sobre las muestras de entrenamiento.

Una forma de acelerar el cálculo del mínimo es a partir del algoritmo del descenso por gradiente. Este método consiste en ir variando paso a paso las variables (en este caso los pesos) proporcionalmente al gradiente. Esto se puede escribir analíticamente con la fórmula siguiente:

$$\Delta w_{ij} = -\epsilon \frac{\partial E}{\partial w_{ij}} \tag{5.4}$$

Además, la forma de esta expresión garantiza que se llegue a un mínimo. El parámetro ϵ se suele llamar parámetro de aprendizaje. El cálculo de las derivadas de la función de coste puede resultar tedioso si el número de neuronas se hace elevado [5]. Para agilizar su cálculo se utiliza el llamado algoritmo de *Backpropagation* [6]. Este algoritmo está basado en calcular las derivadas de una forma recursiva a partir del valor de las derivadas en los nodos de salida, para luego propagar hacía atrás, obteniendo así el resto de derivadas.

El método de aprendizaje explicado es muy simple. En general existen métodos más complejos que aquí no se discutirán. En esta tesis se ha utilizado concretamente el método híbrido lineal-BFGS (Broyden - Fletcher - Goldfarb - Shanno) [7] que es una adaptación de los métodos de dichos autores [8].

En el método híbrido lineal-BFGS, para un conjunto dado de pesos ocultos de entrada ω_{NL}, el conjunto ω_L^* de pesos ocultos de salida que minimiza E se puede determinar resolviendo un sistema lineal de ecuaciones. Esto es posible porque la neurona de salida es lineal, y por la forma cuadrática de error de E.

En algunos pasos del aprendizaje, los pesos pueden convertirse demasiado grandes al resolver el sistema lineal. Para solucionar este problema, se añade un término de regularización a E que se convierte en:

$$E\prime = E(1 + \lambda \frac{|||\overrightarrow{\omega}|||^2}{|||\overrightarrow{\omega_{max}}|||^2} \tag{5.5}$$

A continuación se utiliza el método BFGS para minimizar $E\prime(\omega_{NL}, \omega_L^*(\omega_{NL}))$. Este método por tanto, posee dos parámetros que tomaron los siguientes valores:

1. La "temperatura" T = 1.5

2. El término de regularización $\lambda = 1$

5.1.4 Software empleado: PAWMLP

El paquete de software utilizado ha sido MLPfit (Multi-Layer Perceptrón) [9] que está disponible en el programa de análisis PAW [10]. La interfaz de PAWMLP:

- permite tareas de aproximación y clasificación
- proporciona métodos eficientes de minimización para determinar los pesos
- permite de forma interactiva definir, entrenar y usar la RN

De forma más precisa, es posible:

- definir la arquitectura de la RN
- modificar los parámetros de aprendizaje
- leer y escribir los ficheros de pesos
- definir las muestras de ejemplo a partir de ficheros ASCII, histogramas o ntuplas. En este último caso se pueden añadir criterios de selección
- entrenar la RN y seguir la curva de aprendizaje durante el entrenamiento
- conocer la función perceptrón de salida en código FORTRAN para su uso con otro código, en particular con PAW
- crear perceptrones de hasta dos capas ocultas con una arquitectura máxima de 100-100-100-100

5.1.5 Optimización de una RN

Existen algunos inconvenientes a la hora de utilizar una red neuronal. Para un problema dado, no existe ninguna regla que determine cual es la arquitectura óptima que lo resuelve, ni cual es el número de muestras de señal y fondo que se deben utilizar en su entrenamiento, ni siquiera el valor de los pesos iniciales. El proceso de entrenamiento es, por tanto, largo y tedioso basado en el método de "prueba y error". Aun así, existen algunas reglas empíricas, que no se pueden considerar como generales, pero que suelen ser de mucha ayuda en la práctica.

Distribuciones de entrada

Teóricamente una red neuronal con varias capas tiene que ser capaz de generar una representación interna óptima de los datos de entrada. Sin embargo es, por ejemplo, aconsejable eliminar valores muy atípicos que pueden distorsionar el resultado, y normalizar todas las distribuciones de entrada a valores entre 0 y 1.

Arquitectura de la red

No hay reglas generales para determinar tanto el número de capas como el número de neuronas en cada capa, para poder resolver un problema. Bien es cierto que el número de grados de libertad de una red debe ser cuidadosamente elegido para evitar el sobreentrenamiento de la muestra de aprendizaje, es decir que se acabe aprendiendo sólo la muestra de prueba, y pierda generalidad. El sobreentrenamiento ocurre cuando al disminuir el error en la muestra de aprendizaje, aumenta el error en la muestra de prueba, y es debido a un excesivo número de pesos.

El número de capas internas ha de ser el más pequeño posible, si no se quiere ralentizar el método demasiado. La arquitectura debe ser por tanto un compendio entre la agilidad de los cálculos y el rendimiento del perceptrón para la muestra que se desea utilizar en el problema concreto. Con pocas neuronas el rendimiento es pobre; con muchas, el rendimiento aumenta pero se corre el riesgo de sobreentrenar el perceptrón.

La inicialización de los pesos

El procedimiento es inicializar aleatoriamente los pesos con pequeños valores. Es aconsejable varios intentos para alcanzar el mínimo global de una manera segura.

Algunos métodos de minimización poseen una frecuencia de puesta a cero, es decir, tras un cierto número de épocas (1000 normalmente) en el proceso de minimización se reinicializan los pesos y demás parámetros. Sin embargo, en general, antes de esas 1000 épocas se alcanza el mínimo en el proceso de entrenamiento de la RN.

Muestras de entrenamiento

Para el entrenamiento de la red se utilizan una muestra de aprendizaje a partir de la cual se realiza el proceso de minimización y una muestra de prueba sobre la que se hace un test de los pesos obtenidos en dicha minimización. Ambas muestras deben ser independientes, y el comportamiento de su curva de error permite discernir si se está sobreentrenando o no. El número de ejemplos por muestra así como su peso tampoco están definidos cuales son los óptimos.

En la figura 5.4 se muestra las curvas de error para la muestra de aprendizaje y la muestra de prueba en el entrenamiento de una RN frente al número de épocas. Tras unas 800 épocas se alcanza el mínimo en ambas muestras; en este ejemplo no existe sobreentrenamiento dado que ambas curvas en muestras independientes poseen un comportamiento parecido (en caso de existir, la curva de la muestra de prueba debería ser creciente) tendiente a la estabilización.

Para el valor final de los pesos se toman aquellos en los cuales el error en la muestra de prueba es mínimo.

5.2 Construcción de la variable discriminante

5.2.1 Selección de las variables de entrada

Se realizó un estudio previo sistemático de todas las posibles variables que podrían integrar la RN en base a su poder discriminatorio individual tras forzar los sucesos a 4 *jets* y realizar su ajuste cinemático 4C (sección 3.4.2).

Finalmente se eligieron un total de 12 variables de entrada las cuales pueden clasificarse en dos grupos: variables anti-$q\bar{q}(\gamma)$ y variables anti-W^+W^-.

- Variables anti-$q\bar{q}(\gamma)$:
  - El producto de la mínima energía de *jet* y el mínimo ángulo de apertura entre dos *jets* cualesquiera
  - Mínima masa de *dijet* entre las 6 configuraciones de *dijet*
  - Suma del segundo y cuarto momentos de Fox-Wolfram (H_2+H_4), normalizados a H_0
  - El thrust del suceso
  - Suma del número de trazas cargadas de los dos *jets* con menor multiplicidad
  - El momento máximo de entre los 4 *jets*
  - El momento mínimo de entre los 4 *jets*
  - $y_{34}(-log_{10}y_{34})$, el valor de corte en el algoritmo de *jets* `DURHAM` que corresponde a la transición entre 3 y 4 *jets*
  - $y_{45}(-log_{10}y_{45})$, el valor de corte en el algoritmo de *jets* `DURHAM` que corresponde a la transición entre 4 y 5 *jets*
- Variables anti-W^+W^-
  - B_{HA}, la suma de las 4 variables de b-tagging de *jet*
  - B_{3+4}, la suma de los dos valores más bajos de las 4 variables de b-tagging de *jet*

Una última variable, el coseno del ángulo de producción del Bosón, permite a priori distinguir entre fondo ZZ y señal h^0A^0 pues depende de los espines de los bosones tal y como se expuso en la sección 3.2.2.

Además de la correlación evidente entre B_{HA} y B_{3+4} ($B_{1+2} = B_{hZ} = B_{hA} - B_{3+4}$), las variables de forma poseen ciertas correlaciones entre ellas debido a que gran parte de ellas se derivan de propiedades cinemáticas globales del suceso.

Para ilustrar el poder discriminante de cada variable individual, en las figuras 5.2 y 5.3 se encuentran las distribuciones de estas 12 variables para la muestra de datos y simulación. La señal, en rojo, ha sido multiplicada por un factor 300 para poder observar su forma al mismo tiempo que los datos y la simulación.

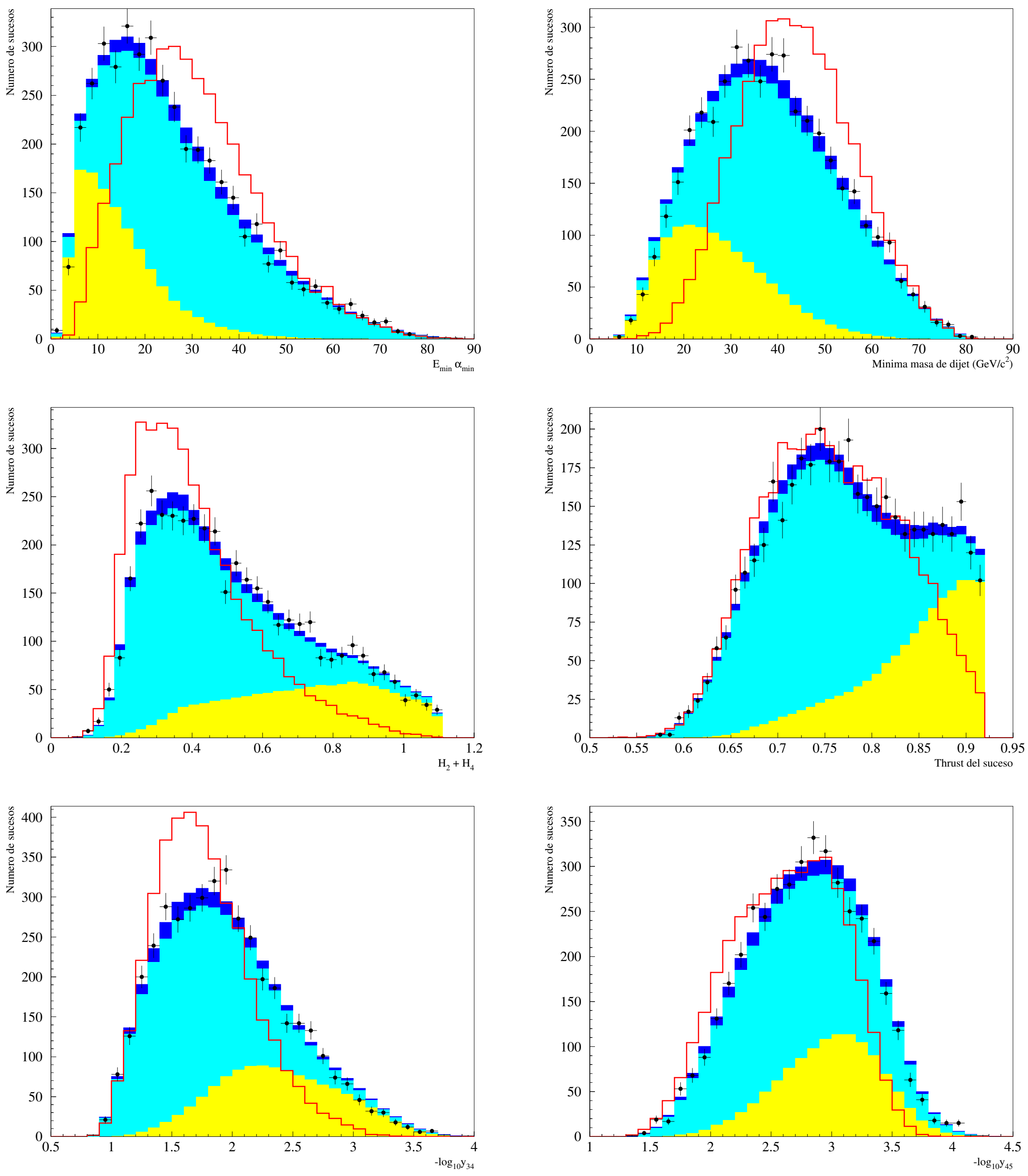


Figura 5.2: *Distribuciones de las 6 primeras variables de entrada de la RN. De arriba a abajo y de izquierda a derecha:* $\mathrm{E}_{min}\alpha_{min}$, *minina masa de* dijet, $H_2 + H_4$, thrust *del suceso,* $-log_{10}(y_{34})$ *y* $-log_{10}(y_{45})$

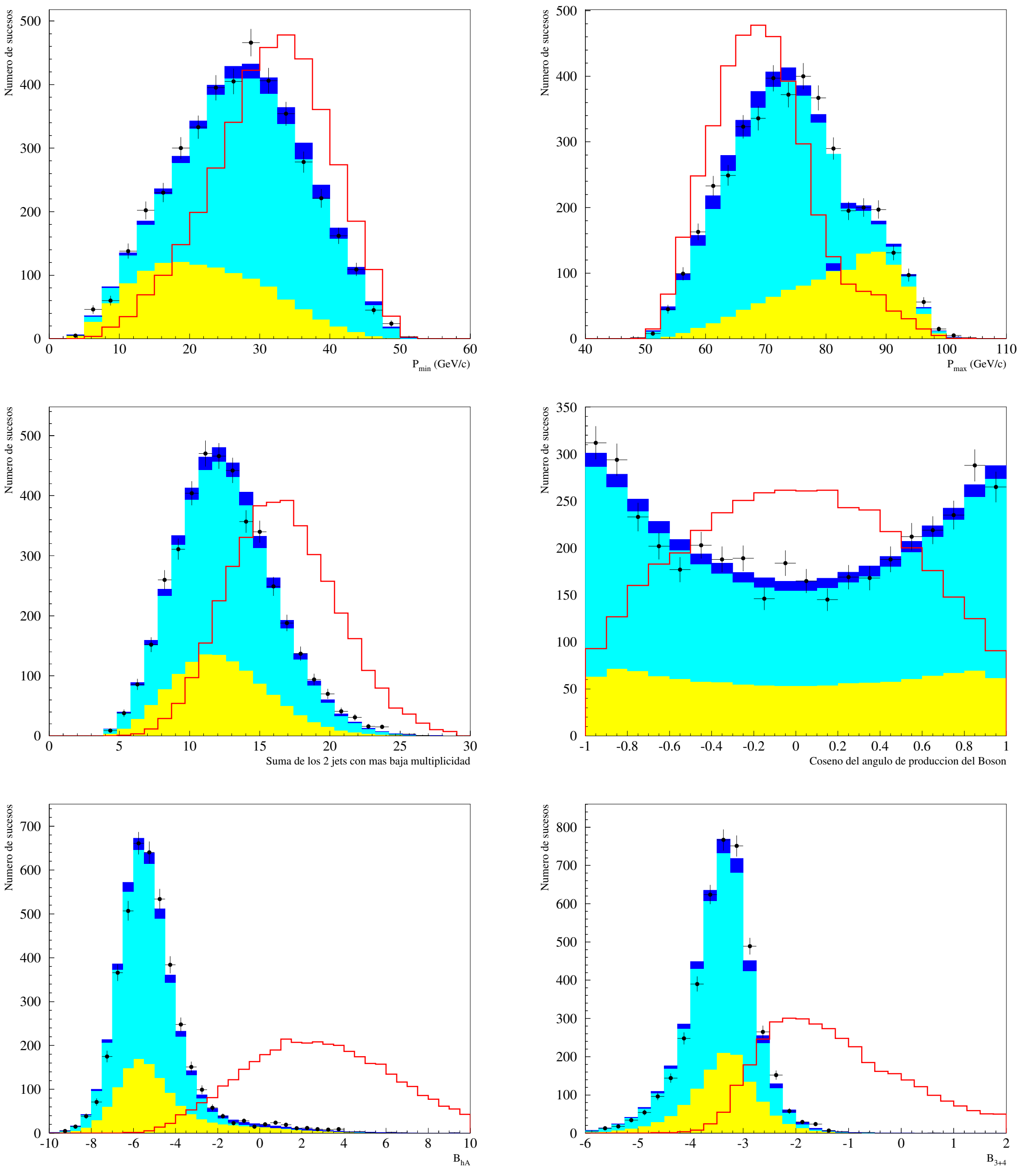


Figura 5.3: *Distribuciones de las 6 restantes variables de entrada de la RN. De arriba a abajo y de izquierda a derecha:* $\vec{\mathrm{p}}_{min}$, $\vec{\mathrm{p}}_{max}$, *suma del número de trazas para los dos* jets *con menos trazas, coseno del ángulo de producción del Bosón,* B_{hA} *y* B_{3+4} *tras ecualizar el b-tagging con señal* h^0A^0

5.2.2 Entrenamiento de la Red Neuronal

Todos los sucesos introducidos en el entrenamiento superaron el proceso de preselección descrito en la sección 3.5. No se utilizaron aquellos sucesos que contuvieran al menos un *jet* sin información de offsets (*jets* de la categoría 4, ver sección 4.4.2). Tampoco se introdujo en el entrenamiento sucesos ZZ con estados finales $b\bar{b}b\bar{b}$.

Para el entrenamiento de la RN se tomaron dos muestras (aprendizaje y prueba) independientes de unos 100000 sucesos cada una, compuestas por:

- $\sim$28000 sucesos de señal h^0A^0 y repartidos a partes iguales en masas m_A = 80, 85, 90 y 95 GeV/c^2
- $\sim$24000 sucesos de fondo QCD
- $\sim$48000 sucesos de fondo a 4f (W^+W^- + ZZ)

Todos ellos repartidos a partes iguales a las energías de centro de masas $\sqrt{s}$= 205, 206.5, 208 GeV y sucesos de la muestra de simulación U1 a $\sqrt{s}$= 206.5 GeV en la que se ha modelado la rotura de uno de los sectores de la TPC tal y como se describió en la sección 3.2.3.

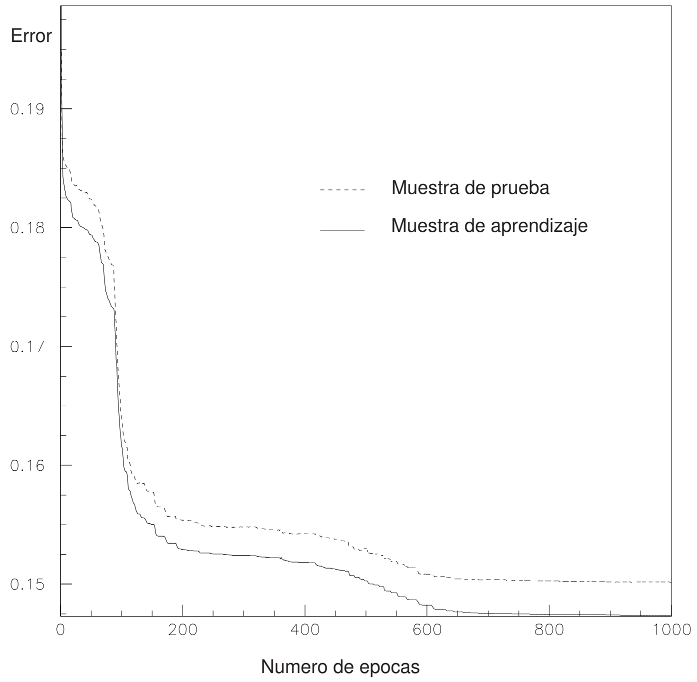


Figura 5.4: *Curvas de error frente al número de épocas en el entrenamiento de la Red Neuronal. El mínimo se alcanza tras unas 800 épocas.*

Todas las variables de entrada se normalizaron de tal forma que sus distribuciones se mantuvieran entre los valores 0 y 1, para lograr una variable discriminante final que etiquete sucesos compatibles con fondo con valores próximos a 0 y sucesos compatibles con señal con valores próximos a 1. Así, para conseguir el objetivo de clasificación de sucesos, en la definición de la RN se inicializaron con valor 0 todos los sucesos provenientes de los tres procesos de fondo QCD (2f), W^+W^- y ZZ (4f), mientras que los sucesos de señal h^0A^0 se inicializaron con valor 1.

El método de construcción consistió en partir de la combinación inicial de aquellas variables más discriminantes (b-tagging) para posteriormente ir añadiendo otras con menor poder discriminatorio variando al mismo tiempo la arquitectura de la red, hasta agotar el conjunto de variables de partida. El criterio para la inclusión final de una variable fue en base al poder de rechazo de fondo con un corte en el valor de la RN, tras la construcción y correspondiente entrenamiento preliminar de la misma. Para ello se utilizó como criterio el cociente S/B global utilizando una ventana en masa de $\pm 10\,\mathrm{GeV}/c^2$ en torno al valor nominal de la señal h^0A^0.

Se probaron muchas posibilidades de entrenamiento, entre las cuales cabe mencionar una reinicialización de los pesos, intercambio de variables correlacionadas (como por ejemplo substituir B_{hA} por $B_{hZ} = B_{hA} - B_{3+4}$), variables anti-QCD alternativas, adición o reemplazo de variables no incluidas en las 12 expuestas, entrenar con sólo uno de los fondos (4f) para determinar el rechazo en el fondo 2f restante, etc. Todos ellos produjeron resultados similares o de peor rechazo de fondo. El camino hasta llegar a la configuración final es un proceso complejo en el que se han de tener en cuenta todas las combinaciones de entrada posibles por medio del método de prueba y error, y siempre con el criterio físico de obtener el mejor cociente S/B.

Finalmente, se entrenó una RN con las 12 variables de entrada expuestas en la sección anterior con una arquitectura interna 12-20-2-1. El método de aprendizaje empleado fue el Híbrido lineal-BFGS y se utilizó el paquete PAWMLP anteriormente descrito.

El proceso de entrenamiento se mantuvo hasta que se alcanzó la convergencia de las curvas de error de la muestra de aprendizaje y la muestra de prueba. El valor final de los pesos tomados fue aquel en el que la curva de error para la muestra de prueba es mínima, lo que se produjo tras unas 800 épocas de entrenamiento aproximadamente como se puede apreciar en la figura 5.4. A partir de ese número, ambas curvas discurren de forma paralela y continuar el proceso puede llevar al sobrentrenamiento.

El acuerdo entre datos y simulación para la variable de salida final puede verse en la figura 5.5 para las muestras de los años 1999 y 2000 por separado. La señal de nuevo ha sido multiplicada para mostrar el poder de exclusión de la variable. Estas figuras muestran por un lado que no existe sobrentrenamiento, ya que la distribución a $\sqrt{s} \leq 202$ GeV presenta un buen acuerdo global y un comportamiento similar de la variable , aunque en el entrenamiento de la RN sólo se uso una fracción de las muestra correspondientes a energías superiores a 202 GeV. Por otro lado, la distribución para el año 2000 presenta un ligero exceso en la región RN>0.8 que se ve compensado parcialmente por la del año 1999. Al sumar ambas muestras se obtiene un acuerdo razonablemente bueno (figura 5.6).

El desacuerdo presente en la distribución del año 1999 para la zona comprendida entre 0.3<RN<0.5 y para RN≃0.1 en la del año 2000, se traduce en un exceso global a altas eficiencias (mayores del 65%) tal y como se muestra en la figura 5.7. En ella se muestra la distribución de sucesos observados y esperados frente a la eficiencia de la señal cortando en la variable RN. A la vista de la figura se puede concluir que existe un acuerdo entre los datos recogidos y las predicciones del SM satisfactorio en la región en la que se dispone de la sensibilidad suficiente (en términos de S/B) para discernir señal de fondo.

5.3 Estimador de masa y elección del *pairing*

En un suceso a 4 *jets* existen tres posibles combinaciones para formar parejas de *jets* para discernir cuál es la combinación (*pairing*) correcta, en este trabajo se ha elegido aquella que presente una menor diferencia entre las dos masas de los *dijets*. Es decir, se toma aquella combinación que minimice la diferencia:

$$|m_{ij} - m_{kl}|$$

$$\textit{con}\ (i,j,k,l) = \left\{ \begin{array}{cccc} (1, & 2, & 3, & 4) \\ (1, & 3, & 2, & 4) \\ (1, & 4, & 2, & 3) \end{array} \right\} \tag{5.6}$$

Esta elección no permite saber a que par de *jets* corresponde el bosón h y a cual el A, pero esto no es importante pues la variable que interesa es la suma de las masas de los dos *dijets*: $\mathrm{m}_A + \mathrm{m}_h$.

En la figura 5.8 se muestra la distribución de masa dada por este estimador para una señal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ en el caso en que las dos masas m_h y m_A sean próximas ($\tan\beta$ elevado). A la vista del ajuste de la figura se observa que la resolución en masa (anchura de la distribución en el pico) es del orden de 5 GeV/c^2 (parámetro P3 del ajuste en la figura) para la suma $\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A$. Este estimador es independiente del valor de masa de la señal a buscar y es óptimo para el caso de masas aproximadamente iguales.

Si las masas son distintas ($\tan\beta$ bajo), este estimador no es óptimo. En ese caso un buen estimador de masa sería aquel que eligiese aquella combinación de las tres posibles cuya suma de las dos masas de los *dijets* tiene un valor compatible con la suma de las masas de las partículas que se están buscando. Sin embargo, tal estimador sería dependiente de la masa de las partículas y por tanto distinto para cada combinación de masas m_h y m_A.

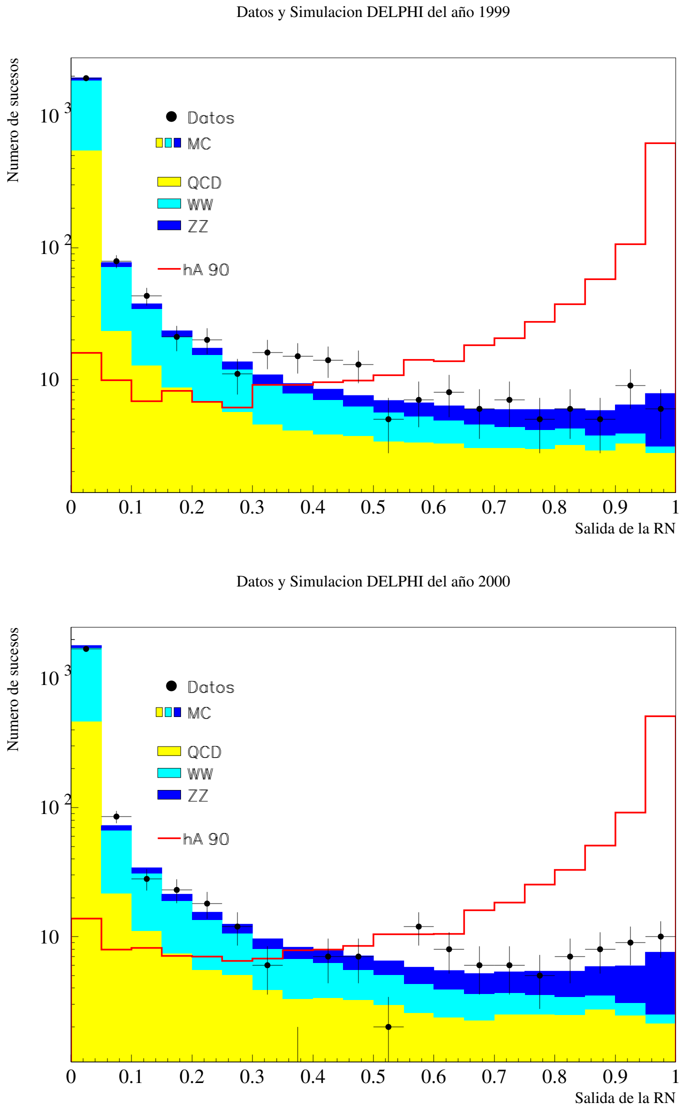


Figura 5.5: *Distribución de la variable de salida RN distinguiendo entre los datos y simulación del año 2000 (abajo) usados en el entrenamiento de la RN y los del año 1999 (arriba). El buen acuerdo de la variable en ambas muestras demuestra la ausencia de sobrentrenamiento de la variable RN dado que la muestra del año 1999 es independiente y no interviene en el proceso de entrenamiento. La distribución para el año 2000 presenta un ligero exceso en la región RN>0.8 que se ve compensado parcialmente por la del año 1999 al unir ambas muestras.*

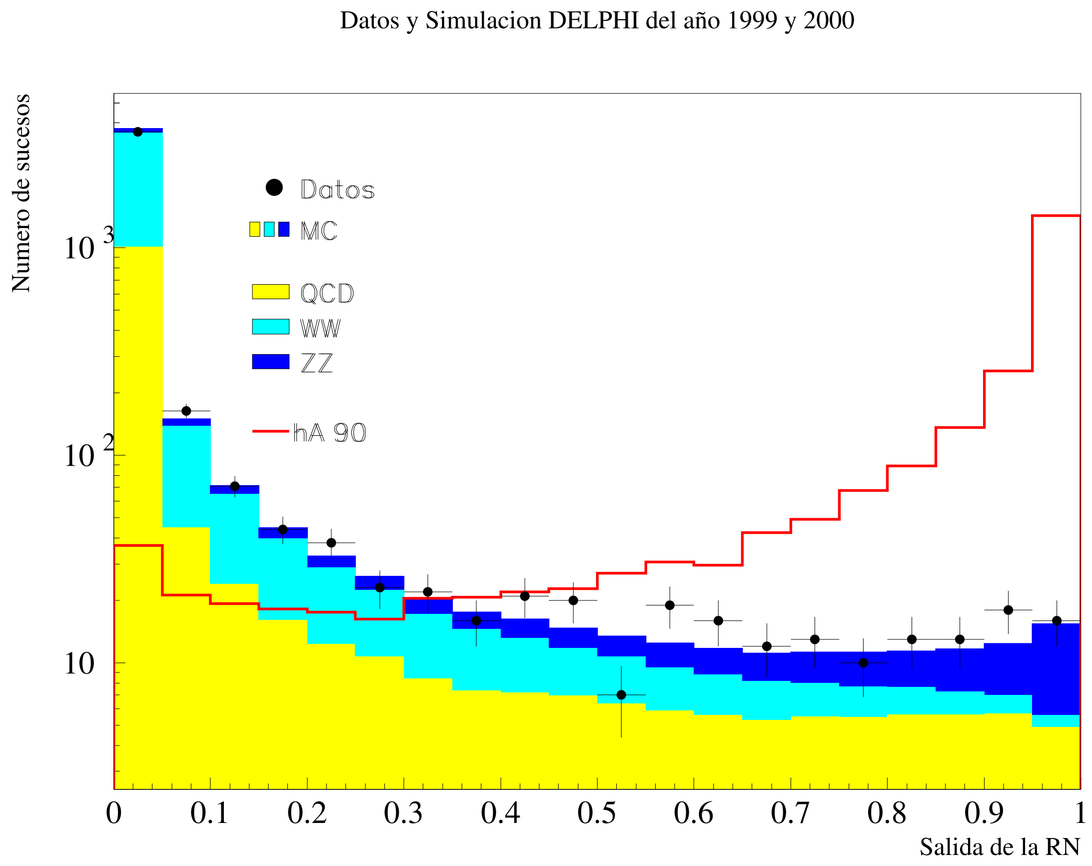


Figura 5.6: *Distribución de la variable de salida RN para datos y simulación. La señal en rojo ha sido aumentada un factor≃30 para apreciar su comportamiento.*

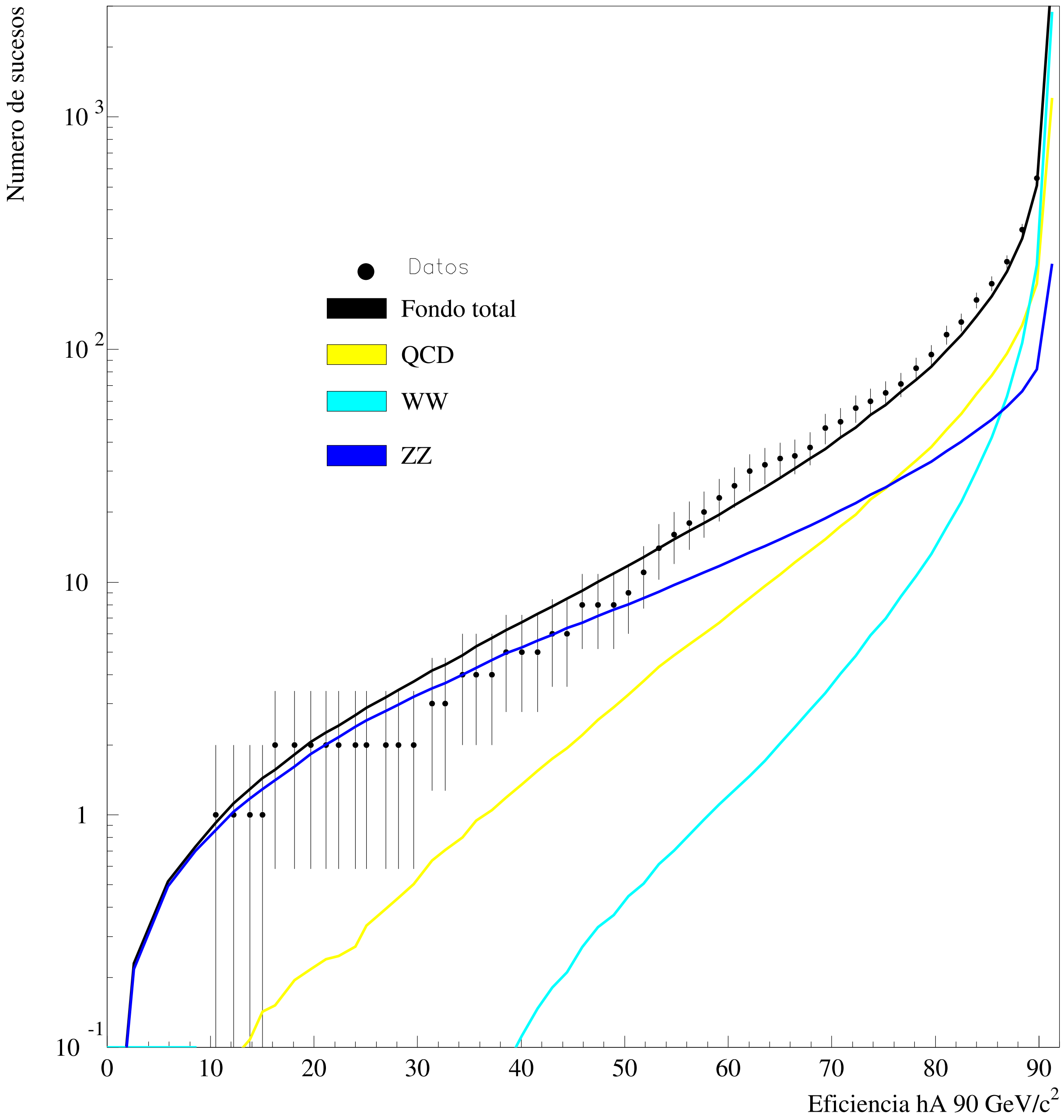


Figura 5.7: *Sucesos de datos y simulación previstos por el SM frente a la eficiencia de una señal* h^0A^0 *de masa 90* GeV/c^2 *cortando en la variable discriminante RN.*

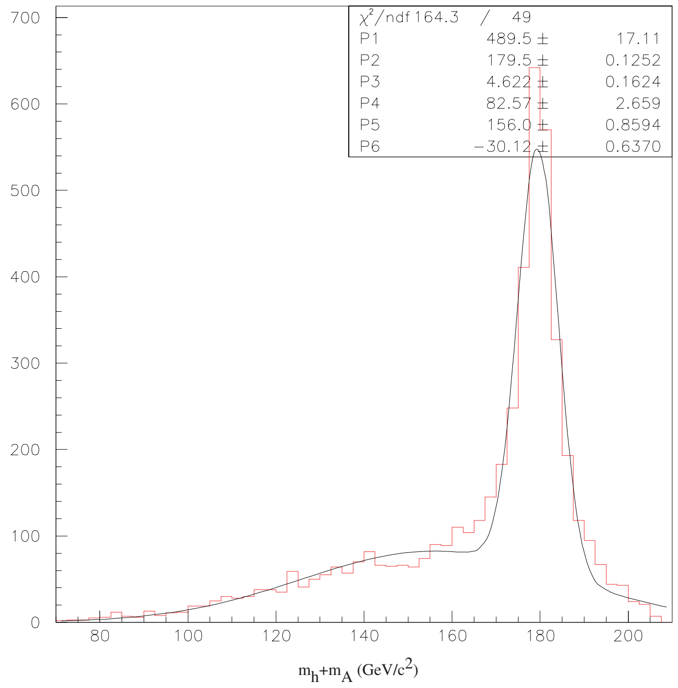


Figura 5.8: *Ajuste a la suma de dos gaussianas de la distribución de masa dada por el estimador para una señal* h^{0}A^0 *con h y A de masas iguales (90* GeV/c^2*) y a* $\sqrt{s}$*=206.5* GeV*. Los parámetros P_i son el factor de escalado, media y anchura media de la primera y segunda gaussiana respectivamente.*

Se comparó este estimador con el dado por un ajuste 5C imponiendo como quinta condición la igualdad de las masas de las partículas h y A tal y como se definió al final de la sección 3.4.2, eligiendo como combinación aquella con menor χ^2. Los criterios que se tomaron para elegir el estimador anteriormente propuesto y no este último fueron tres:

1. La resolución en el pico para un ajuste a la suma de dos gaussianas como el expuesto anteriormente: en este caso resultó tener mejor resolución el estimador 5C (del orden de 0.5 GeV/c^2 menos).

2. El poder de discriminación en términos del cociente S/B global en una ventana en masa de ± 10 GeV/c^2 en torno al valor nominal de la señal h^{0}A^0: con el estimador de mínima diferencia de masas se obtuvieron valores de S/B mayores tras cortar en diversos valores de la variable discriminante final RN.

3. El acierto en la elección de la combinación correcta de *dijets* a partir de sucesos simulados de señal h^{0}A^0: en este criterio ninguno de los dos estimadores sobresale por encima del otro.

En la tabla 5.1 se muestra la tasa de acierto en la elección de la combinación correcta para el estimador de mínima diferencia de masas de *dijets* para distintas combinaciones de valores de masa m_h y m_A a $\sqrt{s}$= 206.5 GeV, comparándolo con las que se obtiene usando un ajuste 5C.

	$m_A = m_h$ (GeV/c^2)							
Estimador	60	70	80	85	90	95	100	103
Min. Dif.	0.86	0.79	0.73	0.67	0.63	0.55	0.41	0.30
5C	0.77	0.72	0.71	0.68	0.67	0.64	0.59	0.42

Tabla 5.1: *Tasas de acierto en la elección del par de* dijets *para los estimadores de masa de mínima diferencia de masas de* dijets *y ajuste 5C imponiendo masas* m_h *y* m_A *iguales.*

La tasa de acierto disminuye a medida que se alcanza el límite cinemático dado por $(m_h + m_A)\ c^2 = \sqrt{s}$= 206.5 GeV. La variación de estas tasas de acierto con $\sqrt{s}$ es pequeña pero siempre creciente a medida que aumenta $\sqrt{s}$ dado que el límite cinemático tarda más en alcanzarse.

Para las masas de interés en LEP2 ($m_A \simeq m_h$= 80, 85, 90 y 95 GeV/c^2) se obtienen unas tasas de acierto del orden de 86-91% en todos los casos para ambos estimadores, si se establece la siguiente restricción: considerar sólo los casos en los que el estimador da una combinación de masas que está comprendida en una ventana $\pm$ 10 GeV/c^2 respecto al valor nominal de $m_h + m_A$. Esta ventana equivale a exigir 2 veces la resolución en masa estimada (según la figura 5.8), es decir, sólo aquellos sucesos bien reconstruidos ya que se recuerda que las anchuras de las distribuciones de masa individuales de los bosones h y A predichas teóricamente no superan el valor de 1 GeV/c^2 para $\tan\beta$<20 y 10 GeV/c^2 para valores de $\tan\beta$ de hasta 50 tal y como se vio en la figura 1.19.

A la hora de cuantificar las tasas de acierto al elegir la combinación de entre las 3 posibles hay que tener en cuenta que para el caso de sucesos h^0A^0 con masas iguales, los 4 *jets* tienen energías parecidas, por lo que la combinación 12-34 (con los *jets* ordenados por energías siendo el 1 el más energético) se puede prácticamente eliminar, siendo las combinaciones 13-24 y 14-23 las que corresponden más frecuentemente al par correcto.

En la figura 5.9 se observa arriba la suma de las masas de la combinación 13-24 frente a la suma de la combinación 14-23 para sucesos h^0A^0 con $m_A = 90\ GeV/c^2$, $\tan\beta = 2$ (superior) y $\tan\beta = 50$ (inferior) obteniéndose una característica "cruz" para el caso de bajo $\tan\beta$. En el caso $\tan\beta = 2$, las masas simuladas son $m_A = 89.8$; GeV/c^2 y $m_h = 72.76$; GeV/c^2, de ahí que la suma de los *dijets* tienda a situarse en torno a 160 GeV/c^2.

Por tanto la probabilidad de acierto en el caso de $\tan\beta$ bajo es muy pequeña con cualquier estimador que no dependa de la masa, ya que incluso prescindiendo de la combinación 12-34, las otras dos combinaciones ofrecen valores próximos al nominal en la mayoría de los casos.

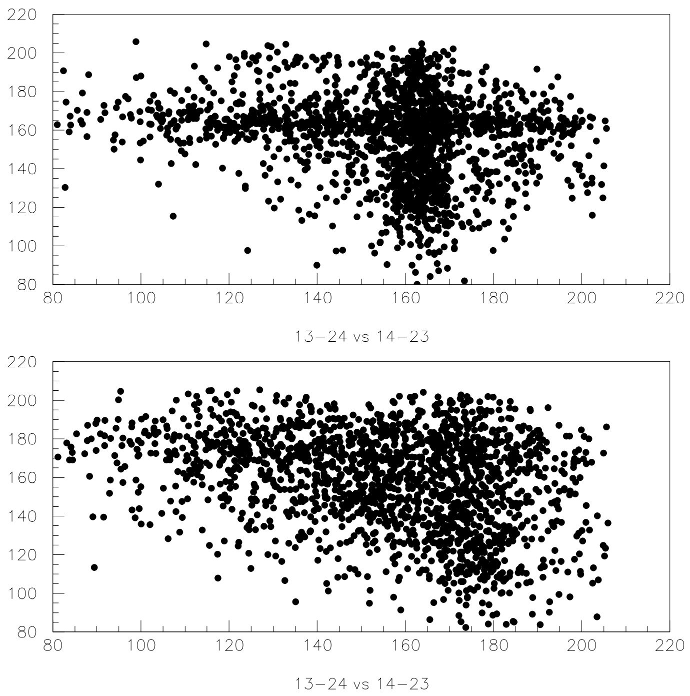


Figura 5.9: *Suma de la masa de los* dijets *en la combinación 13-24 frente a la combinación 14-23 para sucesos* h^0A^0 *con* $m_A = 90$ *GeV*$/c^2$, $\tan\beta = 2$ *(arriba) y* $\tan\beta = 50$ *(abajo), a* $\sqrt{s}$*=206.5* GeV.

El análisis de esta tesis esta centrado principalmente en la búsqueda por encima de las masas ya excluidas (m_h,$m_A \gtrsim 80$ GeV$/c^2$) y altos valores de $\tan\beta$ para los cuales la producción en el MSSM predice valores casi degenerados en los que $m_h \simeq m_A$ como ya se ha mencionado anteriormente. El estimador elegido es el de mínima diferencia de masas de *dijets*, por su simplicidad a la hora de establecer la elección del *pairing* ya que en el caso del ajuste 5C la combinación con menor χ^2 no tiene porque ser exactamente la correcta debido por ejemplo a una mala reconstrucción de los *jets*, una mala asignación de trazas, etc. En cualquier caso, el estimador 5C se conservó para el cotejo de resultados.

Se probó otro tipo de estimadores que incluían el uso de ideogramas [11], ángulos de desintegración y ángulos de producción. Ninguno de los considerados ofrece mejores resultados que los expuestos dentro de los errores esperados. El resto de experimentos LEP utilizan estimadores similares al expuesto en sus análisis del canal h^0A^0.

5.4 Selección final de sucesos

El proceso del cálculo del límite en masa para los bosones h y A consiste en una clasificación bidimensional en términos de S/B local utilizando la variable estimador de masa y la variable discriminante final RN como se verá en el capítulo siguiente. En está sección se sigue utilizando el criterio de S/B global definido como el número de sucesos esperados de señal frente al número de sucesos de fondo en una ventana en masa de $\pm 10\,\mathrm{GeV}/c^2$ en torno al valor nominal de la señal $h^0A^0(m_h+m_A)$ tras cortar en un valor dado de la variable discriminante RN.

La selección final de sucesos que interviene en el cálculo de los límites en masa se realizó exigiendo un valor final de la RN superior a 0.1. Este punto equivale a un valor de S/B global del orden de 0.1. Es el mínimo que se exige a los datos y simulación para combinar los resultados y obtener límites de exclusión en puntos del plano (m_A,$\tan\beta$) en DELPHI debido a las limitaciones del programa ALRMC [12] para tratar muestras grandes. La distribución de masa en este punto se muestra en la gráfica superior de la figura 5.10). La eficiencia de una señal h^0A^0 con m_A=90 GeV/c^2 en este punto es del 89%.

Exigiendo un valor de la RN superior a 0.95, que corresponde a una eficiencia del 54.9%, se obtiene un S/B$\simeq$1. La distribución de masa resultante para datos y simulación se muestra en el centro de la figura 5.10. Se observan un total de 16 sucesos frente a 15.4 esperados, de los cuales 9.8 son sucesos ZZ. El acuerdo entre datos y simulación es bueno no observándose ningún exceso local en la zona de masa esperada de señal, pues deberían de observarse unos 7.5 sucesos en caso de su existencia. Las características de los 16 candidatos seleccionados a este nivel se recogen en la tabla 5.2.

La composición porcentual del fondo de la distribución central de la figura 5.10 en el espectro de masa m_h+$m_A$es muy variada. En la tabla 5.3 se muestra la composición del fondo relativo en función de m_h+m_A para un valor de corte en la RN constante (RN> 0.95) y en una ventana en masa de ± 10 GeV/c^2 en torno al valor nominal de m_h+m_A. Se aprecia como a pesar de que el fondo total dominante en todo el espectro de masa es el ZZ (9.8 sucesos de un total de 15.4 esperados como se aprecia en la figura central 5.10), este se concentra en la zona alrededor del valor de 180 GeV/c^2 como es de esperar. A medida que disminuye la masa de la señal a buscar, aumenta la presencia porcentual de los fondos QCD y W^+W^-, en detrimento del fondo ZZ, puesto que éste último es menos probable que se distribuya en las zonas de masa inferiores a 160 GeV/c^2. El fondo W^+W^- alcanza su máximo valor en la zona de masa próxima al valor de $2\times m_W$.

El corte RN>0.95 corresponde a un punto de análisis en el que el cociente S/B global llega a ser S/B$\simeq$1.0, es decir, la razón Señal/Fondo en la zona de masa de interés para la señal (m_h+$m_A$$\sim$180 GeV/c^2) es aproximadamente del mismo orden o comparable, unos 4 sucesos esperados en ambos casos. Las distribuciones de las 12 variables de entrada de

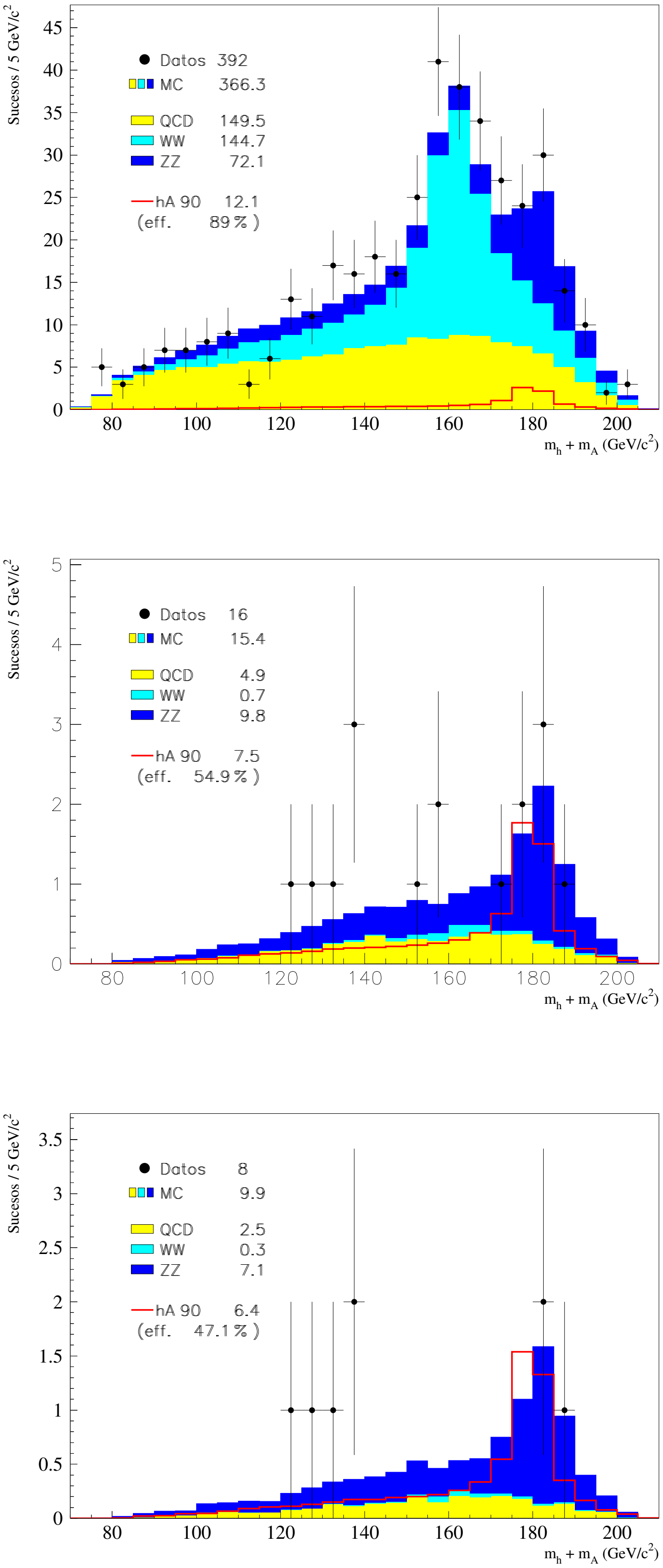


Figura 5.10: *Distribuciones de masa para distintos niveles del análisis: S/B∼0.1 ≡ RN>0.1 (arriba), S/B∼1.0 ≡ RN>0.95 (centro) y S/B∼1.25 ≡ RN>0.97 (abajo).*

$\sqrt{s}$	Nrun	Nevt	RN	Masa 4C (GeV/c^2)	Masa 5C (χ^2) (GeV/c^2)
Datos año 1999					
201.6	106778	2816	0.995	134.1	135.2 (7.6) / 192.2 (38.2) / 156.1 (148)
191.5	102691	33264	0.989	183.4	183.7 (1.1) / 164.5 (18.6) / 99.6 (154)
191.5	102713	12847	0.978	125.5	125.1 (0.6) / 164.6 (25.8) / 145.9 (302)
199.4	106286	3015	0.961	135.6	161.4 (68.4) / 119.4 (117) / 128.8 (196)
191.6	102242	18090	0.959	156.1	148.6 (49.4) / 140.0 (167) / 156.9 (293)
201.6	107621	7104	0.954	173.1	177.1 (9.6) / 196.0 (26.6) / 122.8 (229)
Datos año 2000					
206.5	110184	20542	0.994	120.9	202.3 (5.7) / 121.0 (7.0) / 178.2 (7.9)
205.3	112664	1844	0.988	137.1	200.6 (41.1) / 146.4 (43.9) / 153.1 (110)
205.1	109669	2095	0.983	186.8	188.7 (6.7) / 177.2 (69.1) / 109.6 (191)
205.5	111156	1759	0.974	180.5	181.9 (14.9) / 182.8 (22.5) / 128.3 (198)
205.3	112510	2932	0.974	135.4	135.8 (12.7) / 172.9 (20.3) / 164.1 (577)
206.9	117113	4597	0.966	155.3	143.1 (70.3) / 122.3 (101) 173.7 (130)
206.5	116462	9748	0.961	182.1	183.9 (16.8) / 170.4 (61.0) / 155.4 (75.1)
206.9	112780	1408	0.959	178.6	179.6 (14.3) / 201.8 (14.5) / 121.5 (217)
206.6	110753	16533	0.959	150.0	149.8 (4.1) / 200.0 (9.0) / 157.0 (18.2)
206.7	116545	18694	0.953	178.5	175.8 (76.8) / 140.4 (260) / 137.7 (338)

Tabla 5.2: *Características de los sucesos finales seleccionados: energía de centro de masas, valor de la RN y masa usando los estimadores de 4C y 5C; en caso del 5C se muestran las tres posibles combinaciones de masas junto con los valores de sus* χ^2.

la RN en este punto se muestran en las figuras 5.12 y 5.13. Si exige un valor aun mayor de la RN ($RN > 0.97$) se puede llegar hasta S/B locales de 1.25 como la distribución inferior de la figura 5.10. El efecto de la selección en las muestras de datos y simulación a los distintos niveles del análisis usando la RN se muestra en la tabla 5.4.

Por otro lado, en la tabla 5.5 se describe la composición de quarks b del fondo para distintos niveles de corte en la variable RN. El fondo W^+W^- no se muestra dado su bajo contenido en quarks b lo que hace que sea casi completamente eliminado para eficiencias en torno al 50% como se mostró en la figura 5.7. Para el nivel de selección final (RN> 0.95) se aprecia que el 99% del fondo de QCD posee al menos un par de quarks $b\bar{b}$ mientras que el fondo ZZ está compuesto por un 48.3% de sucesos irreducibles $b\bar{b}b\bar{b}$. Es decir, el fondo predominante es el esperado: el que corresponde a la componente irreducible respecto a la señal h^0A^0 a 4b.

m_h+m_A	QCD	W^+W^-	ZZ
100	50 ± 7	0	50 ± 4
120	43 ± 5	0	57 ± 2
140	44 ± 3	4 ± 1	52 ± 4
160	38 ± 3	12 ± 1	50 ± 2
170	33 ± 3	6 ± 1	61 ± 2
180	19 ± 2	3 ± 1	78 ± 2
190	16 ± 2	2 ± 1	82 ± 2
200	22 ± 4	0	78 ± 4

Tabla 5.3: *Composición del fondo (en %) en función de la masa de la señal* h^0A^0 *(*m_A*=* m_h*,* $\tan\beta$*=20) a* $\sqrt{s}$*=206.5* GeV *para un corte constante (RN>0.95) y en una ventana en masa de* ±*10* GeV/c^2 *en torno al valor nominal de* m_h+m_A*. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

	Nivel de preselección	S/B∼0.1 (RN>0.1)	S/B∼1.0 (RN>0.95)
Datos	4182	392	16
QCD	1206.2 ± 2.7	149.5 ± 0.9	4.9 ± 0.2
W^+W^-	2821.7 ± 2.0	144.7 ± 0.5	0.7 ± 0.1
ZZ	233.2 ± 0.6	72.0 ± 0.3	9.8 ± 0.1
Fondo Total	4261.1 ± 3.4	366.2 ± 1.1	15.4 ± 1.1

Tabla 5.4: *Número de sucesos seleccionados y fondo esperado para distintos niveles del análisis. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

	Nivel de preselección	$RN > 0.85$	$RN > 0.95$	$RN > 0.97$
$q\bar{q}(\gamma)g \to q\bar{q}q\bar{q}$	79.9 ± 0.4	2.3 ± 0.3	0.7 ± 0.2	0.0
$q\bar{q}(\gamma)g \to b\bar{b}q\bar{q}$	19.7 ± 0.2	86.0 ± 1.7	78.4 ± 3.1	67.3 ± 3.3
$q\bar{q}(\gamma)g \to b\bar{b}b\bar{b}$	0.40 ± 0.02	11.7 ± 0.6	20.9 ± 1.4	32.7 ± 2.3
$ZZ \to q\bar{q}q\bar{q}$	57.5 ± 0.5	2.3 ± 0.4	1.1 ± 0.3	0.5 ± 0.2
$ZZ \to b\bar{b}q\bar{q}$	38.4 ± 0.4	63.7 ± 0.7	50.6 ± 0.8	41.0 ± 0.9
$ZZ \to b\bar{b}b\bar{b}$	4.1 ± 0.1	34.0 ± 0.5	48.3 ± 0.9	58.5 ± 1.1
Eficiencia señal	91.1 ± 1.4	70.0 ± 1.2	56.5 ± 1.1	48.7 ± 0.9

Tabla 5.5: *Composición del fondo (%) en términos de contenido de quarks b para diferentes niveles del análisis. La eficiencia de la señal corresponde a una señal* h^0A^0 *de* $\tan\beta$*=20 y* m_A*=90* GeV/c^2*. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

5.5 Eficiencias de señal

La RN expuesta en la sección 5.2 fue entrenada utilizando muestras de simulación con m_h=m_A=80,85,90 y 95 GeV/c^2, por ser las regiones del plano de parámetros accesibles a la sensibilidad de LEP2 y superiores al límite anterior en masa de los bosones h y A. El análisis está por tanto optimizado en principio para esas masas y en el resto las eficiencias se espera que sean menores. En la tabla 5.6 se recogen el resto de valores de m_h=m_A para los cuales se dispone de simulación de Monte Carlo tomando como referencia el punto RN> 0.1 que para una señal de m_A=90 GeV/$c^2 \simeq m_h$ corresponde a un S/B$\simeq$0.1 global como se vio en la sección anterior. Se toma este punto puesto que para un criterio de selección mayor la eficiencia de muchas señales de valores de masa bajos ($m_h \sim$12 GeV/c^2) es prácticamente nula. Las eficiencias de la muestra de simulación U1 son ligeramente inferiores debido a la ineficacia en el etiquetado de quarks b comentada por la falta de un doceavo de la TPC. Los valores para el resto de puntos con $m_h \neq m_A$se recogen en la tabla B.1 del Apéndice B.

m_h(GeV/c^2)	m_A	$\sqrt{s}$ = 199.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV U1
40.0	40.0	17.3 ± 0.5	11.4 ± 0.5	11.4 ± 0.5
50.0	50.0	62.9 ± 1.1	61.2 ± 1.1	59.7 ± 0.9
60.0	60.0	74.4 ± 1.2	71.7 ± 1.2	70.0 ± 0.9
70.0	70.0	78.6 ± 1.2	77.5 ± 1.2	76.4 ± 0.9
80.0	80.0	85.3 ± 1.3	85.0 ± 1.3	83.3 ± 1.1
85.0	85.0	87.3 ± 1.3	88.9 ± 1.3	86.8 ± 1.0
90.0	90.0	89.0 ± 1.4	89.4 ± 1.3	88.2 ± 1.2
95.0	95.0	88.0 ± 1.3	88.4 ± 1.3	87.4 ± 0.9
100.0	100.0		86.8 ± 1.4	84.8 ± 0.9
103.0	103.0		82.7 ± 1.3	81.6 ± 0.9

Tabla 5.6: *Eficiencias de selección (en %) de señal* h^0A^0 *a energías de centro de masas de* $\sqrt{s}$ = *199.5* GeV *y* $\sqrt{s}$ = *206.5* GeV *en función de las masas de los bosones h y A* (m_h=m_A)*. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

Los valores de eficiencia para masas iguales se recogen en la figura 5.11 para S/B$\sim$0.1 y S/B$\sim$1.0 donde se aprecia claramente que el valor máximo de eficiencia se alcanza para un valor de m_h+m_A comprendido entre 170 y 180 GeV/c^2.

En la tabla 5.7 se muestran los valores de eficiencia (de nuevo RN>0.1) para la muestra de señales simuladas con $\tan\beta$=50. Se aprecia comparando con los puntos de masas iguales de la tabla 5.6 que las eficiencias son ligeramente inferiores en el caso de $\tan\beta$ grande como es de esperar, debido básicamente al ensanchamiento intrínseco en anchura de los bosones h y A.

m_A	$\sqrt{s}$ = 199.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV U1
40.0	13.6 ± 0.5	9.8 ± 0.5	10.2 ± 0.5
50.0	54.8 ± 1.0	52.6 ± 1.1	52.2 ± 1.0
60.0	70.0 ± 1.2	66.9 ± 1.2	66.8 ± 1.2
70.0	77.9 ± 1.2	76.3 ± 1.2	74.3 ± 1.3
80.0	82.9 ± 1.7	82.3 ± 1.3	80.0 ± 1.4
85.0	84.3 ± 1.4	84.2 ± 1.3	83.0 ± 1.3
90.0	85.9 ± 1.4	85.2 ± 1.3	84.1 ± 1.4
95.0	84.3 ± 1.4	86.0 ± 1.3	84.5 ± 1.4
100.0		83.8 ± 1.4	82.1 ± 1.4

Tabla 5.7: *Eficiencias de selección (en %) de señal* h^0A^0 *a energías de centro de masas de* $\sqrt{s}$ *= 199.5* GeV *y* $\sqrt{s}$ *= 206.5* GeV *en función de* m_A *para* $\tan\beta$*= 50. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

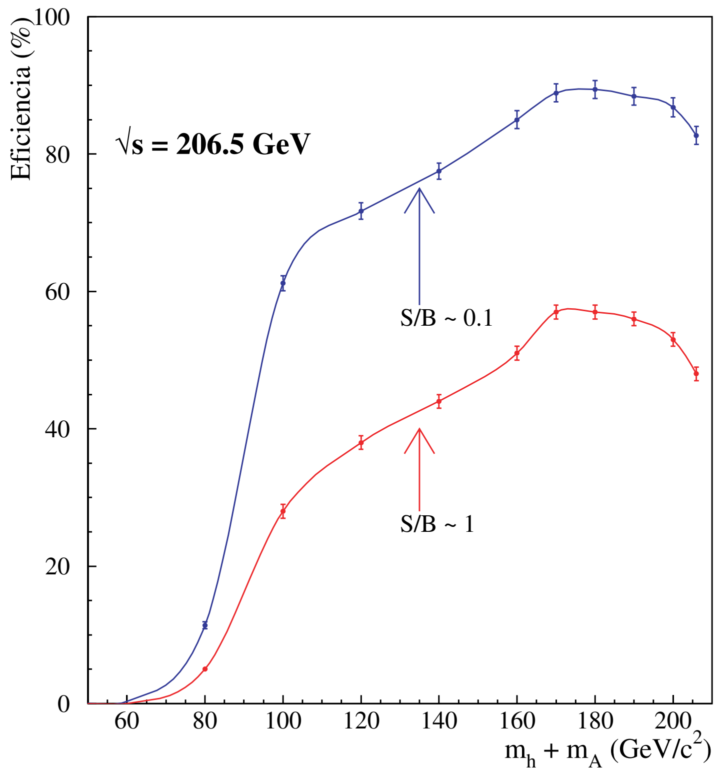


Figura 5.11: *Eficiencia de señales* h^0A^0 *en función de* m_h+ m_A *para los niveles de análisis S/B∼0.1 (RN>0.1) y S/B∼1.0 (RN>0.95).*

5.6 Estimación de errores sistemáticos

La estimación del error sistemático se realiza por separado sobre la señal y el fondo. Se supone una modelización teórica suficientemente buena ya que ha sido corroborada por múltiples medidas de precisión en LEP2.

Los errores sistemáticos debidos al uso de muestras no independientes en el entrenamiento de la RN se estimaron del orden de $\pm 1.0\%$ relativo, repitiendo por completo el proceso con dos muestras independientes de igual tamaño a las originales.

La estimación del efecto del modelado del dispositivo experimental se realiza estudiando el impacto (en las diferentes etapas del análisis tras la preselección) de la variación de las variables experimentales utilizadas usando como criterio el del máximo desacuerdo entre datos y simulación.

Así, a nivel de preselección se considera por ejemplo la variable momento máximo del *jet*, cuya máxima discrepancia entre datos y simulación se estima en un 10% (ver figura 5.3), y se calcula el impacto en la señal y en el fondo de una variación en la misma de este orden como variable de entrada de la RN del siguiente modo: se usa una distribución gaussiana de anchura media el valor anterior, se varía el valor de la variable de entrada y se observa el cambio en el valor final de la RN para los sucesos de simulación; fijando un punto de eficiencia constante se observa la variación del fondo y viceversa.

La incertidumbre relacionada con el b-tagging se estima en $\pm 5.0\%$ a nivel de variable de etiquetado de suceso (B_{3+4} y B_{hA}). Esta estimación proviene de las distribuciones de b-tagging para sucesos hadrónicos Z^0 que se mostraban en la figura 4.14. La alta estadística de este tipo de sucesos generados en DELPHI permite utilizarlos para calibraciones del detector y del MC. Las discrepancias entre datos y simulación a nivel de variable combinada definida en la sección 4.3.1 (distribuciones de la izquierda en la figura) son del orden del 2.5% y siempre inferiores al 5%. Tras introducir el proceso de ecualización (en este caso usando la señal h^0Z^0 del SM) que introduce correcciones en el b-tagging siempre a segundo orden como se vio en la sección 4.4, las distribuciones poco (derecha de la figura 4.14) y las diferencias siguen siendo menores del 5% en todo el rango de la variable. LEP no produce el número necesario de sucesos 4f para realizar la misma comparación con la estadística suficiente para estimar por ejemplo la distribución B_{3+4}, con lo que la estimación del error ha de hacerse con la alta estadística de que se dispone con los sucesos Z^0.

Para el resto de las variables se toma la más alta de las discrepancias en el cociente datos/simulación integrado. Variando las variables de entrada de acuerdo a estos valores con una distribución gaussiana y propagando dichas variaciones en la RN resulta una incertidumbre relativa global de la variable final en el fondo de $\pm 7\%$ proveniente del b-tagging y $\pm 7\%$ proveniente de las variables de forma en el punto final del análisis donde

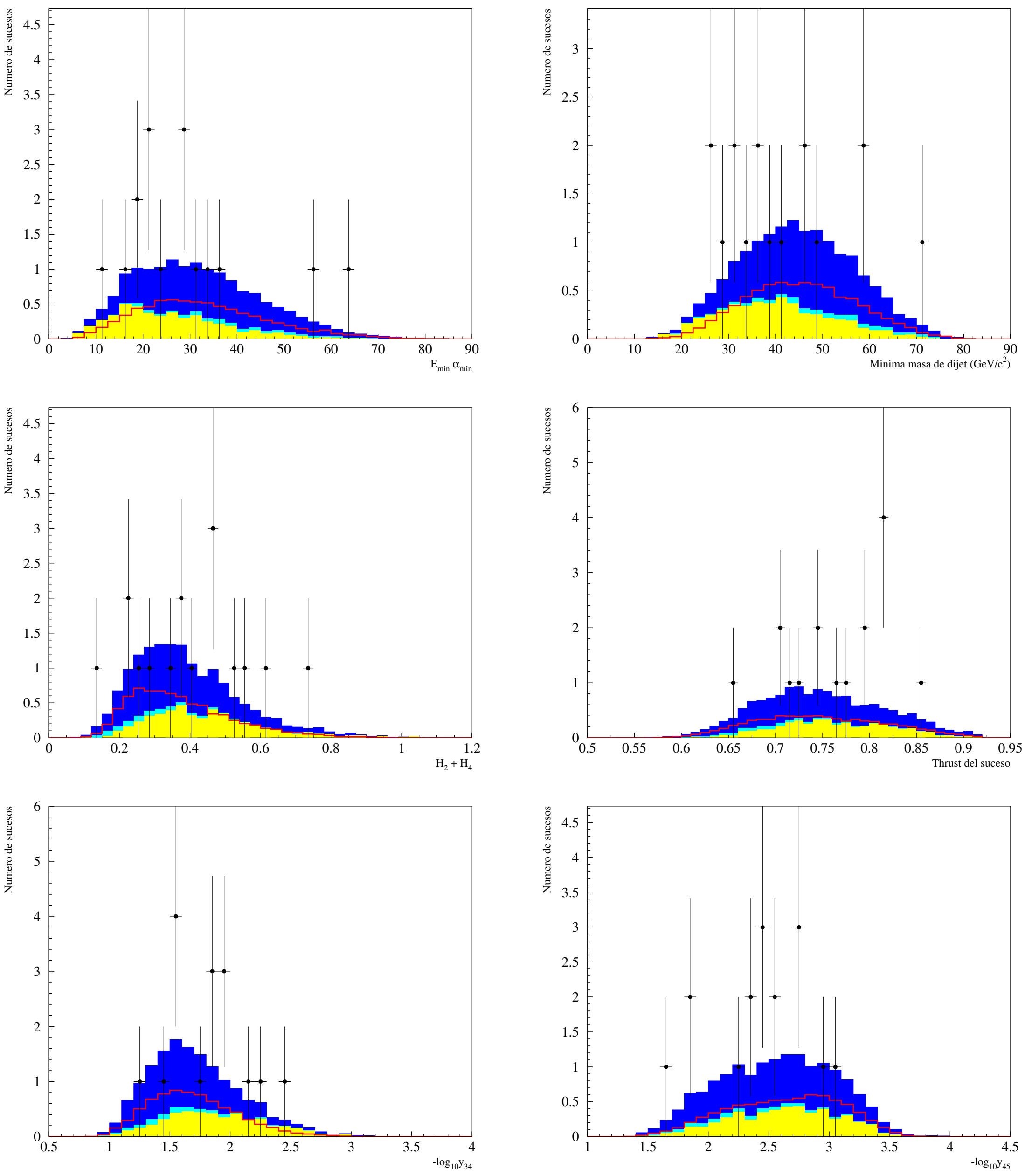


Figura 5.12: *Distribuciones de las 6 primeras variables de entrada de la RN a S/B≃1.0. De arriba a abajo y de izquierda a derecha:* $\mathrm{E}_{min}\alpha_{min}$*, minina masa de* dijet*,* $H_2 + H_4$*,* thrust *del suceso,* $-log_{10}(y_{34})$ *y* $-log_{10}(y_{45})$

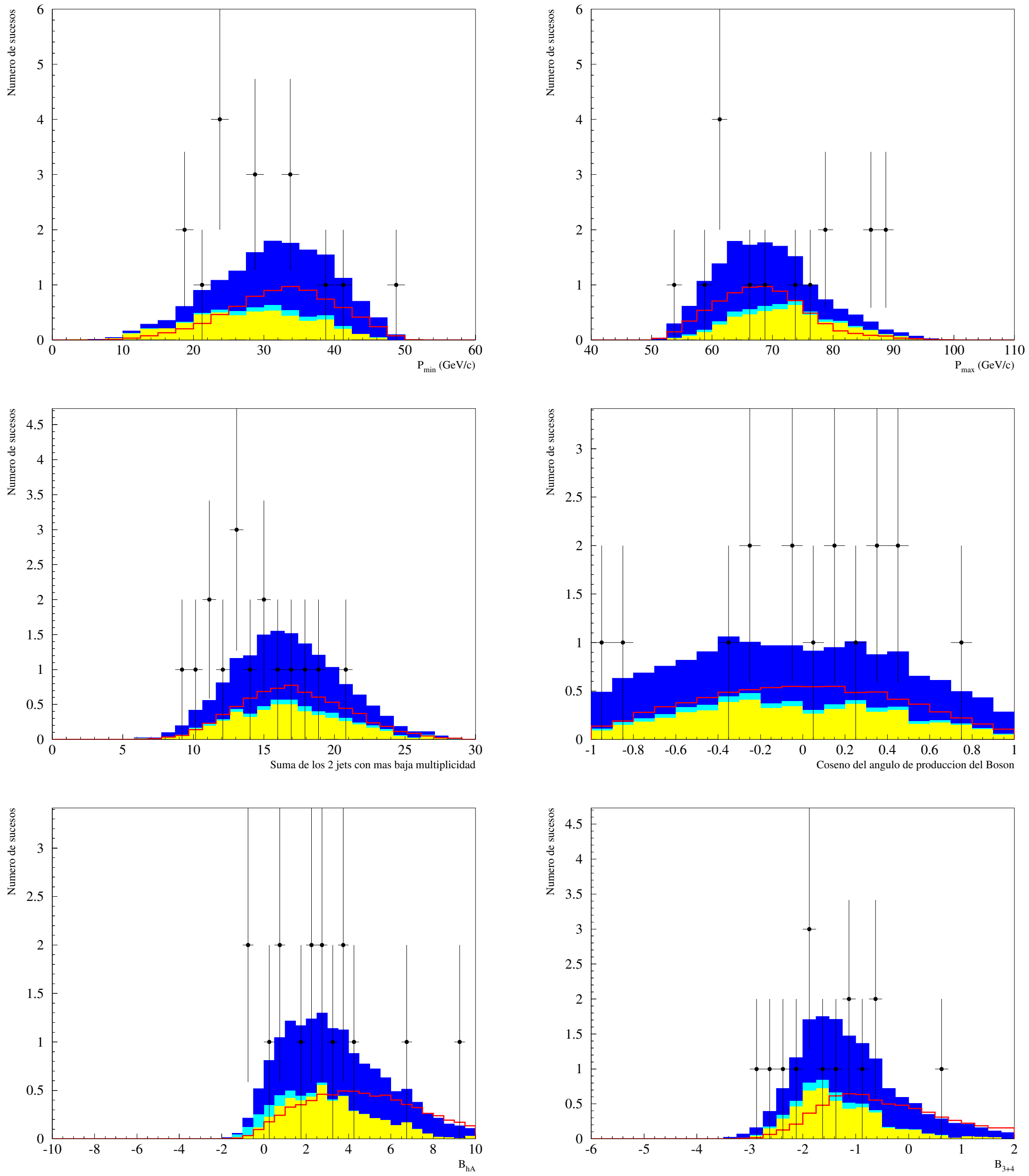


Figura 5.13: *Distribuciones de las 6 restantes variables de entrada de la RN a S/B≃1.0. De arriba a abajo y de izquierda a derecha:* $\vec{p}_{min}$, $\vec{p}_{max}$, *suma del número de trazas para los dos jets con menos trazas, coseno del ángulo de producción del Bosón,* B_{hA} *y* B_{3+4}

el cociente Señal/Fondo es de S/B $\approx$ 1. El error en la eficiencia de la señal debido a esta variación de las variables de entrada se estima en $\pm 2\%$ para el b-tagging y $\pm 2\%$ para las variables de forma.

El punto del análisis en el que se considera el error es muy importante dada la forma de la distribución de la variable final RN: a altas eficiencias (entre 90 y 80 %, es decir, S/B $\approx$ 0.1), donde el fondo W^+W^- es dominante, la caída del fondo es tan pronunciada debido a la acción del b-tagging que el fondo puede llegar a tener variaciones de hasta un 15% (como se aprecia en la parte superior derecha de la figura 5.7) al variar los valores de las variables de b-tagging. La tabla 5.8 resume los errores sistemáticos en función de las variables de entrada para dos puntos diferenciados del análisis: S/B $\approx$ 0.1 y S/B $\approx$ 1.

Como comparación con lo que ocurría en la preselección y que se mostraba en las figuras 5.2 y 5.3, las figuras 5.12 y 5.13 muestran las distribuciones de las 12 variables de entrada de la RN para la muestra de datos y simulación al nivel de S/B$\simeq$1.0. En esta ocasión, no ha sido necesario multiplicar la señal (en rojo) por encontrarse en un punto en que fondo es comparable.

Teniendo en cuenta todos estos efectos, el error sistemático final se determina como la suma cuadrática de los errores debidos a las variables de forma y de b-tagging, resultando ser en torno al $\pm 9.9\%$ para el fondo y el $\pm 2.8\%$ para eficiencia de la señal.

	S/B$\approx$ 0.1		S/B$\approx$ 1	
Variable de entrada	Fondo (%)	Eff. señal (%)	Fondo (%)	Eff. señal (%)
Variables de forma	5	1	7	2
Ángulo de producción	1	1	1	1
Etiquetado de quarks b	10	1	7	2

Tabla 5.8: *Resumen de los errores sistemáticos en fondo y eficiencia de la señal a diferentes niveles del análisis.*

5.7 Conclusiones

Se ha construido una variable multidimensional de tipo Red Neuronal. Este análisis ha sido adoptado por la colaboración DELPHI en el análisis de los sucesos $h^0A^0 \rightarrow 4b$ para obtener el límite en masa de los bosones de Higgs h y A.

Una conclusión previa a cualquier tratamiento estadístico es la consistencia de los datos con las predicciones del SM, es decir, atendiendo sólo al corte en la variable multidimensional y a la distribución en masa. La distribución en masa del centro de la figura 5.10 para la que el S/B global es $\sim$1.0 expresa claramente este criterio.

Comparando con el análisis previo de la colaboración, se puede observar la mejora del rendimiento en este canal a la vista de la figura 5.14, donde se compara el rechazo de fondo cortando en la variable RN y en la variable de tipo Likelihood del análisis previo de DELPHI para el fondo QCD y el ZZ por separado distinguiendo entre los estados finales que tienen cuatro quarks de tipo b y los que no. La ganancia en rechazo de fondo proviene del uso del b-tagging ecualizado (ZZ y QCD) y de variables extra (QCD). En estados finales a 4b el rendimiento de ambas variables es equivalente por la similitud con la signatura de la señal. La ganancia en el rechazo de fondo no 4b es un $\sim$25% mejor con la RN, tanto en fondo ZZ como QCD. La comparación entre ambos análisis se realiza en detalle en [13].

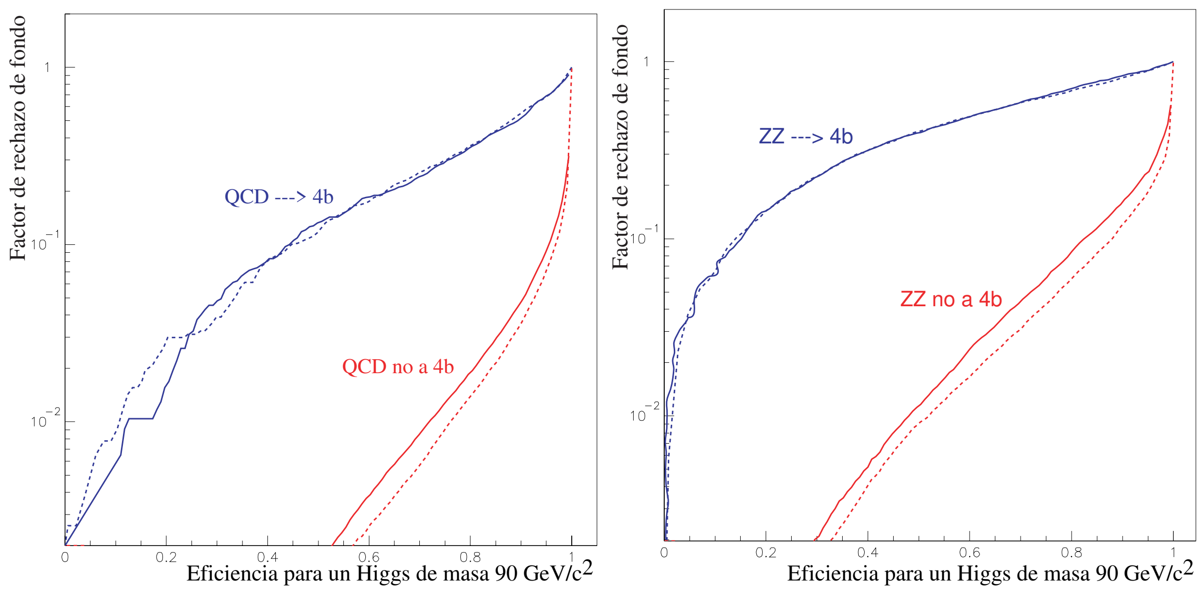


Figura 5.14: Comparación de rechazo de fondo frente a la eficiencia de una señal h^0A^0 de masa 90 GeV/c^2 cortando en la variable RN (línea discontinua) y en la variable de tipo Likelihood (línea continua) del análisis previo de DELPHI para el fondo QCD (arriba) y el ZZ (abajo) distinguiendo entre los estados finales que tienen cuatro quarks de tipo b (en azul) y los que no (en rojo).

Bibliografía

[1] J. Abdallah *et al.*, Eur. Phys. Jour. C 23 (2002) 409-435

[2] G. Bortolo *et al.*, *Neural Networks in experimental high-energy physics*

[3] K.Hornik *et al.*, *Multilayer Feedforward Networks are Universal Approximators*, Neural Networks, Vol. 2, pp 359-366 (1989)

[4] D.W.Ruck *et al.*, *The Multilayer Perceptron as an Approximation to a Bayes Optimal Discriminant Function*, IEEE Transactions on Neural Networks, Vol.1, number 4, pp296-298 (1990)

[5] F. James, *Introduction to Neural Networks*, Lectures given 31 Jan-4Feb. 1994

[6] D. Rumelhart, J. McClelland and PDP research Group, *Parallel distributed processing*. Volume 1.

[7] S. McLoone *et al.*, *A Hybrid Linear / Nonlinear Training Algorithm for Feedforward Neural Networks*, IEEE Transactions on Neural Networks, vol. 9, 4 (1998), p. 669

[8] R.Fletcher, *Practical Methods of Optimization*, second edition, Wiley (1987)

[9] MLPfit, J. Schwindling, B. Mansoulié y O. Couet. Para más información ver http://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html

[10] Physics Analysis Workstation, version 2.10/09, 1-March-1999

[11] P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B 462 (1999) 410

[12] A.L.Read in CERN Report 2000-005, 2000, p.81

[13] J. Fernández *et al.*, *Search for MSSM neutral Higgs bosons in the 4b channel at LEP200* , Nota DELPHI 2002-020 PHYS 920 (2002)

Capítulo 6

Resultados e interpretación dentro del MSSM

El objetivo del trabajo que se presenta en esta tesis es detectar la presencia de los bosones de Higgs h y A en la muestra de datos tomados por DELPHI a $\sqrt{s}$=192 hasta 208 GeV. Un bosón de Higgs con masa igual o superior al límite inferior podría existir y ser compatible con la muestra de datos tomada.

En ausencia de señal se establecen límites en la masa de los bosones h y A tomando como convenio de exclusión un 95% de nivel de confianza. Las variables discriminantes empleadas para ello son el estimador de masa definido en la sección 5.3 y la variable RN definida en la sección 5.2. Ambas se combinan mediante un método de niveles de confianza en dos dimensiones que permite asignar un resultado cuantitativo a los datos, describiendo su compatibilidad en la hipótesis de presencia de señal h^0A^0 y en la de sólo fondo.

El criterio para clasificar los sucesos es el cociente S/B local, es decir, el número de sucesos de señal esperados frente al número de sucesos de fondo esperados para la hipótesis de masa que corresponde a S.

A continuación se expone el método de niveles de confianza para la combinación de resultados seguido de un breve resumen de los otros resultados de búsquedas de DELPHI con los cuales se combinó el análisis expuesto en esta tesis para dar un límite en el espacio de parámetros ($\tan\beta$,m_A) en los diferentes escenarios del MSSM.

6.1 Método de combinación de resultados

Los resultados del análisis descrito en las secciones anteriores conducirán bien al descubrimiento de los bosones de Higgs o bien al establecimiento de un limite a su existencia.

6.1.1 El estimador estadístico $\mathcal{Q}$

El estimador [1] es el nombre que recibe la cantidad que representa el resultado del análisis de los datos y depende de la hipótesis de masa de los bosones de Higgs. Para un valor dado de m_h+m_A, es un número que representa cuanto se parece el resultado a la señal y se denota por la letra $\mathcal{Q}$. Su construcción es la siguiente:

$$\mathcal{Q}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) = \frac{\mathcal{L}_{s+b}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)}{\mathcal{L}_b(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)} \tag{6.1}$$

donde $\mathcal{L}_{s+b}$ y $\mathcal{L}_b$ son dos funciones de probabilidad y $\mathcal{Q}(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)$ es un cociente de probabilidades. Para una búsqueda en la que el resultado es principalmente compatible con fondo + señal, $\mathcal{L}_{s+b}$ es grande y $\mathcal{L}_b$ pequeño. Por tanto $\mathcal{Q}$>1 indica un resultado compatible con señal y $\mathcal{Q}$<1 compatible con fondo. Por tratarse de una exponencial, la cantidad -2ln($\mathcal{Q}$) se usa con más frecuencia. Por tanto para un valor dado de m_h+m_A:

- -2ln($\mathcal{Q}$)<0 indica un resultado que favorece la hipótesis de señal + fondo.
- -2ln($\mathcal{Q}$)>0 indica un resultado que favorece la hipótesis de sólo fondo.

6.1.2 Funciones de probabilidad

Las funciones de probabilidad en la ecuación 6.1 tienen la forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{s+b} = & \prod_{i=1}^{N} \frac{e^{-(s_i(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)+b_i)}(s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) + b_i)^{n_i}}{n_i!} \\ & \times \prod_{j=1}^{n_i} \frac{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, x_{ij}) + b_i B_i(x_{ij})}{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) + b_i}\end{aligned} \tag{6.2}$$

$$\mathcal{L}_b = \prod_{i=1}^{N} \frac{e^{-b_i}(b_i)^{n_i}}{n_i!} \prod_{j=1}^{n_i} \frac{b_i B_i(x_{ij})}{b_i} \tag{6.3}$$

donde N es el número de contribuciones al resultado final estadísticamente independientes, es decir, el número de canales de búsqueda independientes. s_i, b_i y n_i son el número de sucesos de señal (esperados), fondo (esperados) y observados en el canal i respectivamente. El fondo y señal totales esperados son por tanto: $b = \sum_{i=1}^{N} b_i$ y $s = \sum_{i=1}^{N} s_i$. Las dos funciones S_i y B_i son las densidades de probabilidad de que un sucesos de señal o fondo respectivamente, sea encontrado en un estado final dado identificado por un conjunto de variables discriminantes, representado aquí genéricamente por x_ij. $S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A), x_{ij})dx_{ij}$ $(B_i(x_{ij})dx_{ij})$ es la probabilidad de observar un suceso de señal (fondo) con un valor de las variables discriminantes entre x_{ij} y $x_{ij} + dx_{ij}$.

La probabilidad definida en la ecuación 6.2 está compuesta de dos términos distintos. El primero es el término de Poisson, la probabilidad de observar n_i sucesos de una distribución con media $s_i + b_i$:

$$P = \frac{e^{-s_i(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)+b_i} s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) + b_i)^{n_i}}{n_i!} \tag{6.4}$$

El segundo termino es la densidad de probabilidad de obtener un candidato con un valor de la variable discriminante x_{ij} a partir de una muestra con s_i sucesos de señal y b_i sucesos de fondo esperados:

$$\rho(x_{ij}) = \frac{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, x_{ij}) + b_i B_i(x_{ij})}{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) + b_i} \tag{6.5}$$

De esta forma se entiende que las probabilidades son una medida de la tendencia de los candidatos a ser originados a partir de una distribución de s sucesos de señal y b sucesos de fondo.

El cociente de probabilidades $\mathcal{Q}$ se puede simplificar del siguiente modo:

$$\mathcal{Q}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) = \prod_{i=1}^{N} e^{s_i(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)} \prod_{j=1}^{n_i} [1 + \frac{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, x_{ij})}{b_i B_i(x_{ij})}] \tag{6.6}$$

y por tanto:

$$-2\ln(\mathcal{Q}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)) = 2s - 2\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{n_i} \ln[1 + \frac{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, x_{ij})}{b_i B_i(x_{ij})}] \tag{6.7}$$

De esta forma se aprecia que los candidatos individuales contribuyen al resultado combinado con un peso dado por:

$$\ln[1 + \frac{s_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A)S_i(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, x_{ij})}{b_i B_i(x_{ij})}] \tag{6.8}$$

Un suceso con alto peso implica que es un candidato más probable de venir originado de la hipótesis de señal+fondo que de la hipótesis de sólo fondo.

6.1.3 Niveles de confianza

El estimador estadístico $\mathcal{Q}$ definido previamente proporciona una medida cuantificable de la compatibilidad de lo observado con la presencia de una señal de masa dada. La observación puede ser clasificada como compatible con señal o fondo dependiendo del signo de -2ln($\mathcal{Q}$) tal y como se describió anteriormente.

Sin embargo, el estimador por si mismo no es suficiente para cuantificar la distinción entre fondo sólo y fondo+señal. Por ejemplo, con un número pequeño de sucesos de señal esperados podría ocurrir que el número de sucesos observados fluctuase hacia arriba por encima del número de sucesos esperados. Entonces el valor encontrado del estimador sería muy compatible con la hipótesis de fondo+señal, cuando de hecho sólo estarían contribuyendo procesos de fondo.

Con el fin de obtener una medida de confianza, son necesarias funciones de densidad de probabilidad de -2ln($\mathcal{Q}$) para a partir de ellas construir niveles de confianza. Los niveles de confianza se calculan usando una técnica modificada de frecuencias basada en el cociente máximo de probabilidad [1], el cual también ha sido adoptado en el *LEP Higgs Working Group.*

Para cada suceso se consideran dos observables: la masa reconstruida (sección 5.3) y la variable discriminante de tipo RN (sección 5.2). La probabilidad observada $\mathcal{Q}$ se calcula usando las Funciones de Densidad de Probabilidad dimensionales (Probability Density Functions, PDFs), tal y como se vio en la sección anterior.

Las PDFs para $\mathcal{Q}$ se construyen usando un muestreo de Monte Carlo generando muchos experimentos simulados en la hipótesis de procesos de fondo sólo o en la de que tanto señal y fondo están presentes. Cada experimento simulado se genera de acuerdo a distribuciones de Poisson y a los números esperados de señal y fondo en cada canal. Cada experimento tiene también un vector de variables discriminantes generado de acuerdo a la correspondiente PDF. Para cada experimento se calcula el valor de -2ln($\mathcal{Q}$) con lo que se obtiene una distribución del estimador para experimentos con sólo fondo o señal+fondo: $\rho_b(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, y)$ ó $\rho_{s+b}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, y)$, donde y=-2ln($\mathcal{Q}$).

Una vez determinadas estas distribuciones se pueden usar para interpretar el valor medido en el experimento real en la forma de un nivel de confianza. Se definen dos niveles de confianza CL_b y CL_{s+b} de tal forma que la confianza en cada una de las hipótesis está dada por la probabilidad de que el estimador sea tan compatible o menos con la señal que el valor medido en el experimento. Es decir, sus integrales desde $\mathcal{Q}$ hasta ∞:

$$CL_b(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) = \int_{\infty}^{y_0(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)} \rho_b(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, y)dy \tag{6.9}$$

$$CL_{s+b}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A) = \int_{\infty}^{y_0(\mathrm{m}_h+\mathrm{m}_A)} \rho_{s+b}(\mathrm{m}_h + \mathrm{m}_A, y)dy \tag{6.10}$$

La cantidad CL_b define la fracción ρ_b que es más compatible con fondo que el valor observado para el experimento. De manera similar CL_{s+b} define la fracción ρ_{s+b} que es más compatible con fondo que el resultado obtenido en el experimento.

Con el fin de medir el rendimiento intrínseco de la búsqueda, se definen dos cantidades adicionales:

$$\langle CL_b \rangle = \overline{CL_b}|_{solofondo} \tag{6.11}$$

$$\langle CL_{s+b} \rangle = \overline{CL_{s+b}}|_{solofondo} \tag{6.12}$$

es decir, los valores medios de CL_b y CL_{s+b} cuando y_0 se elige de acuerdo a ρ_b. Tal y como se espera, $\langle CL_b \rangle = 0.5$.

Las incertidumbres sistemáticas en las tasas de sucesos de señal o fondo se tienen en cuenta en el cálculo de las PDFs variando de forma aleatoria las tasas esperadas al mismo tiempo que se genera la distribución [2]. Esto tiene el efecto de ensanchar la distribución esperada $\mathcal{Q}$ y asignar por tanto un nivel de confianza menos improbable a sucesos extremos.

6.1.4 Interpretación de los resultados en presencia de señal

El test que se realiza sobre la muestra de sucesos en primer lugar pretende analizar la hipótesis de compatibilidad de esta muestra con el fondo esperado de procesos del SM. El valor de la cantidad CL_b se usa para medir cualquier desviación respecto a lo esperado por el SM.

Un valor del nivel de confianza obtenido en este test, CL_b, superior al 95%, indica que la muestra no es compatible con este fondo esperado en el sentido de que, si el fondo fuera la única fuente de sucesos, y se repitiera la toma de datos 100 veces, solamente en 5 casos la muestra resultante daría un valor del nivel de confianza superior a 0.95.

Por convenio se habla de los valores correspondientes en términos de desviaciones estándar en una distribución gaussiana, y en particular mirando solamente una de las colas de dicha distribución (ver tabla 6.1). Así se habla de un efecto de 2 sigmas si el CL_b es superior al 95%, o bien de 3 sigmas si el CL_b es superior al 99.5%. Habitualmente se trabaja con 1-CL_b, así si se observa un exceso significativo el valor de 1-CL_b se aproxima a 0 (ver figura 6.1).

6.1.5 Interpretación de los resultados para la exclusión de señales

En la ausencia de cualquier desviación significativa de lo observado respecto al fondo esperado en el SM, la interpretación final de la búsqueda consiste en producir un límite

Desviaciones estándar	Nivel de confianza	1-Nivel de confianza
$+6\sigma$	0.999999999	0.000000001
$+5\sigma$	0.99999971	0.00000029
$+4\sigma$	0.9999685	0.0000315
$+3\sigma$	0.99865	0.00135
$+2\sigma$	0.97725	0.02275
$+1\sigma$	0.84135	0.15865
0σ	0.50000	0.50000
-1σ	0.15865	0.84135
-2σ	0.02275	0.97725
-3σ	0.00135	0.99865
-4σ	0.0000315	0.9999685
-5σ	0.000000285	0.999999715
-6σ	0.000000001	0.999999999

Tabla 6.1: *Conversión entre nivel de confianza y número de desviaciones estándar Gaussianas.*

inferior en la masa de los bosones de Higgs. Determinar el nivel de confianza para el caso de señal sólo es imposible en un experimento real ya que para cada candidato es imposible definir si proviene de una señal dada o de un proceso de fondo. De acuerdo a esto se calculó CL_{s+b} que es una medida de la confianza en el caso de señal+fondo. Sin embargo, esta cantidad tiene problemas a la hora de interpretar un comportamiento compatible con señal y producir un límite de masa.

Así el segundo test analiza la compatibilidad de la muestra con lo que se esperaría si, además del fondo, hubiera una señal de Higgs con una masa determinada. El nivel de confianza obtenido, CL_{s+b}, se utiliza para obtener el denominado, por convenio, nivel de confianza sobre la hipótesis de señal, que conservativamente se define como:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}. \tag{6.13}$$

La incompatibilidad de la muestra con esta hipótesis se utiliza para definir el límite sobre la existencia del Higgs: si existiera señal real de Higgs y se repitiera la toma de datos 100 veces, solo en 5 de ellas se tendría un valor del CL_s superior a 0.95. Por convenio se suele utilizar este valor de 95% CL para dar el límite.

En otras palabras el CL_b da la probabilidad de obtener un resultado que se parezca al fondo igual o más que lo observado si la hipótesis de sólo fondo es correcta. Tenderá a uno si hay señal presente. De forma similar, CL_{s+b}, es la probabilidad de obtener más veces resultados compatibles con fondo que los observados (ver figura 6.1). CL_sde la forma anteriormente definida no es un verdadero nivel de confianza, si no un pseudonivel de confianza conservativo para la hipótesis de señal. Siempre es mayor que CL_{s+b}, reflejando cuantas veces menos probable es el resultado si la señal está presente, y por eso da un límite más conservativo.

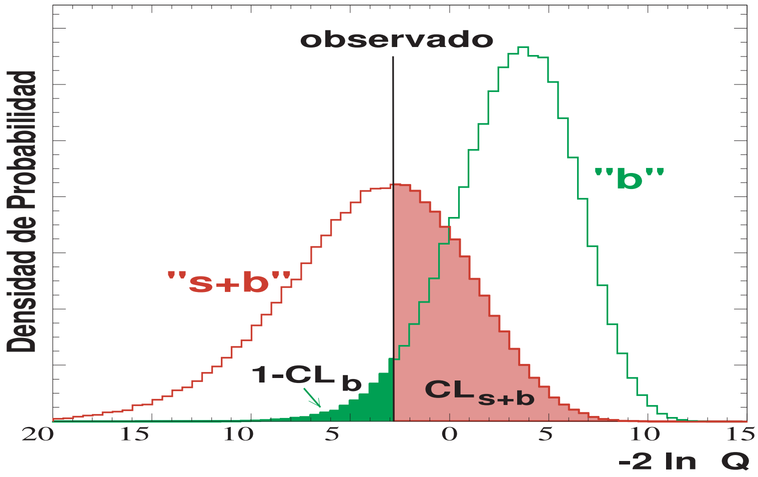


Figura 6.1: *Esquema del cálculo de 1-CL_b y CL_{s+b}.*

La definición de las densidades de señal y fondo en el plano masa-variable discriminante es un proceso delicado y muy importante [3].

6.1.6 Estimación de las distribuciones: proceso de *smoothing*

Las PDFs de la masa y variable discriminante son necesarias para comprobar la consistencia de los datos con los procesos de fondo y señal en términos de dos componentes: su normalización global y la forma de la distribución.

En el caso de la PDF de los procesos de fondo, la normalización se calculó sólo a partir del número de sucesos de cada tipo de fondo que supera la selección (en este caso el punto S/B≃0.1 definido en la sección 5.4). Las eficiencias de la señal medidas se interpolaron para estimar puntos no simulados. En la mayoría de los casos se uso un polinomio ajustando a los puntos simulados.

Las formas de las PDFs se derivan usando histogramas bidimensionales tomados de los sucesos simulados. Estas distribuciones se someten a un proceso de smoothing (allanamiento) para evitar posibles picos o vacíos procedentes de la estadística simulada. El proceso de smoothing consiste, dicho en pocas palabras, en una substitución de la poblaciones de intervalos poco poblados por un promedio de las poblaciones de los intervalos adyacentes de la distribución en cada punto. La covarianza global de la distribución se emplea para determinar los factores relativos de escala para ambos ejes. La anchura de la función de integración se varía de punto a punto de tal forma que el error estadístico en el proceso de fondo estimado permanezca constante.

Finalmente, se derivan los factores multiplicativos de corrección de tal modo que al proyectar en uno de los ejes, la PDF tenga la misma distribución que habría sido observada si se hubiese proyectado sobre el eje y después aplicado el proceso de *smoothing*. Esto produce un mejor uso de las estadísticas de simulación si hay características que son esencialmente unidimensionales como picos de masa.

Las simulaciones se hicieron a energías de centro de masas fijas como se mencionó en capítulos anteriores pero, con el fin de comprobar un rango continuo de masas y energías se usó un software de interpolación [4] para crear PDFs de señal arbitrarias a masas arbitrarias y a las energías de correctas así como PDFs para el fondo a las energías correctas. Este proceso tiene lugar interpolando linealmente las distribuciones acumulativas.

El proceso de *smoothing* no es universal en Física de Altas Energías sin embargo, dadas las características cinemáticas de LEP2, se producen agujeros en las distribuciones bidimensionales de la simulación que pueden llevar a la existencia de candidatos en zonas de fondo nulo y presencia de colas de la señal elevando el cociente S/B a altos valores, a pesar de la alta estadística de simulación. De no existir esta dificultad debido al uso de distribuciones discretas, el proceso de *smoothing* no sería necesario.

El resultado del proceso de *smoothing* se presenta en la figura 6.2. En ella se comparan las distribuciones de S/B local en el plano (masa,RN), antes y después de aplicar del proceso en las distribuciones de señal y fondo. Los máximos de la distribución tras el proceso se concentran en la zona RN>0.95 y principalmente en la zona próxima a $m_h+m_A=180$ GeV/c^2. Existen máximos locales también en otras zonas de masa (203, 130, 110 y 80 GeV/c^2) que son debidos a zonas con casi nula presencia de señal y fondo en las que el cociente tiende al valor 1. Como puede apreciarse, el S/B local máximo que se alcanza en la hipótesis de $m_A=90$ GeV/c^2 es de 2.5 si se atiende sólo a la zona de sensibilidad de 180 GeV/c^2.

En la figura 6.3 se muestran las distribuciones bidimensionales (masa,RN) y sus proyecciones para la hipótesis de masa $m_A=90$ GeV/c^2 y el fondo total a la energía $\sqrt{s}=206.5$ GeV, tras aplicar el proceso de *smoothing*. A partir de éstas se calcula directamente el valor de significancia S/B local mostrado en la figura 6.2 para cualquier candidato caracterizado por un valor de masa y de RN sin más que dividir el valor de señal por el de fondo para el punto de plano correspondiente.

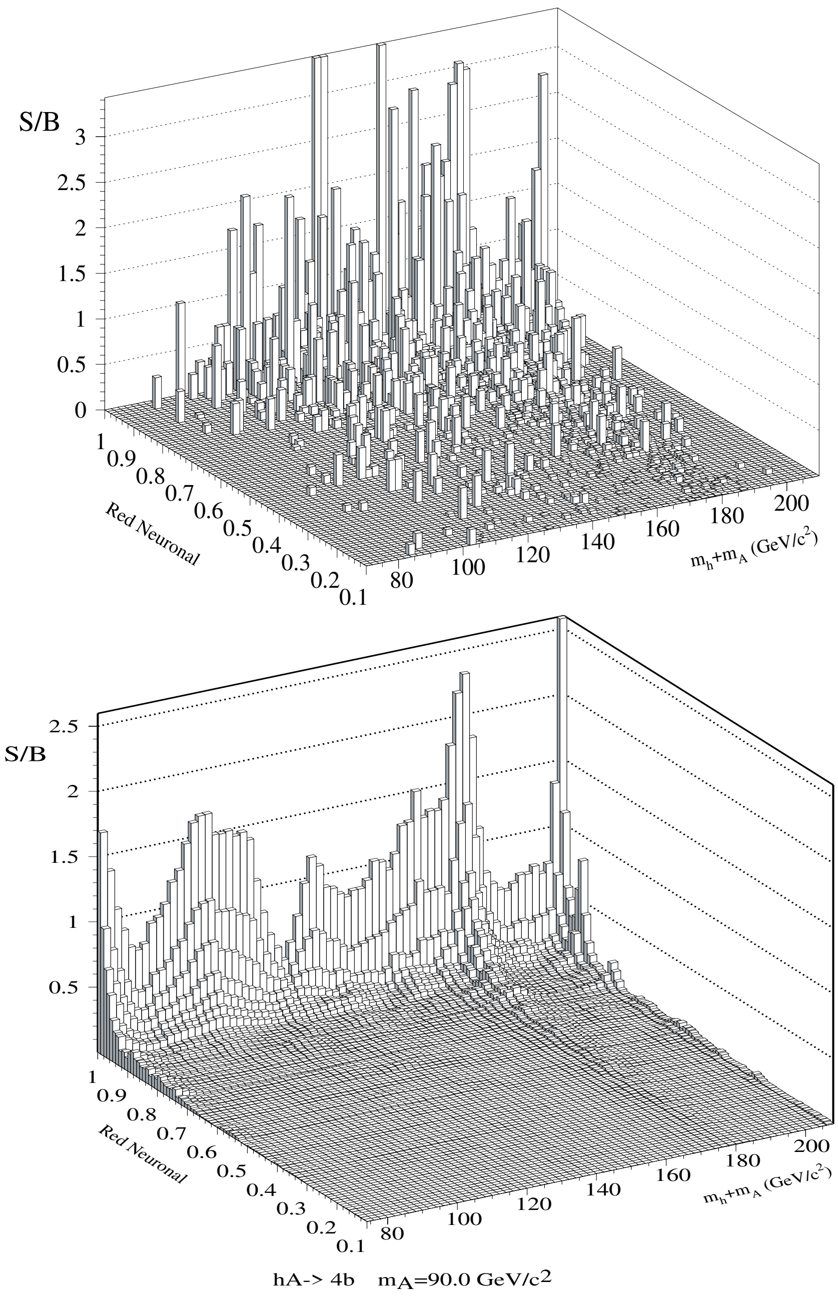


Figura 6.2: *Distribuciones del cociente S/B local en la hipótesis de* m_A*=90* GeV/c^2 *antes (arriba) y después (abajo) del proceso de* smoothing. *Los máximos de la distribución se concentran en la zona RN>0.95 y principalmente en la zona próxima a* m_h+m_A*=180* GeV/c^2. *El S/B local máximo que se alcanza es de 2.3 si se atiende sólo a la zona de sensibilidad de 180* GeV/c^2

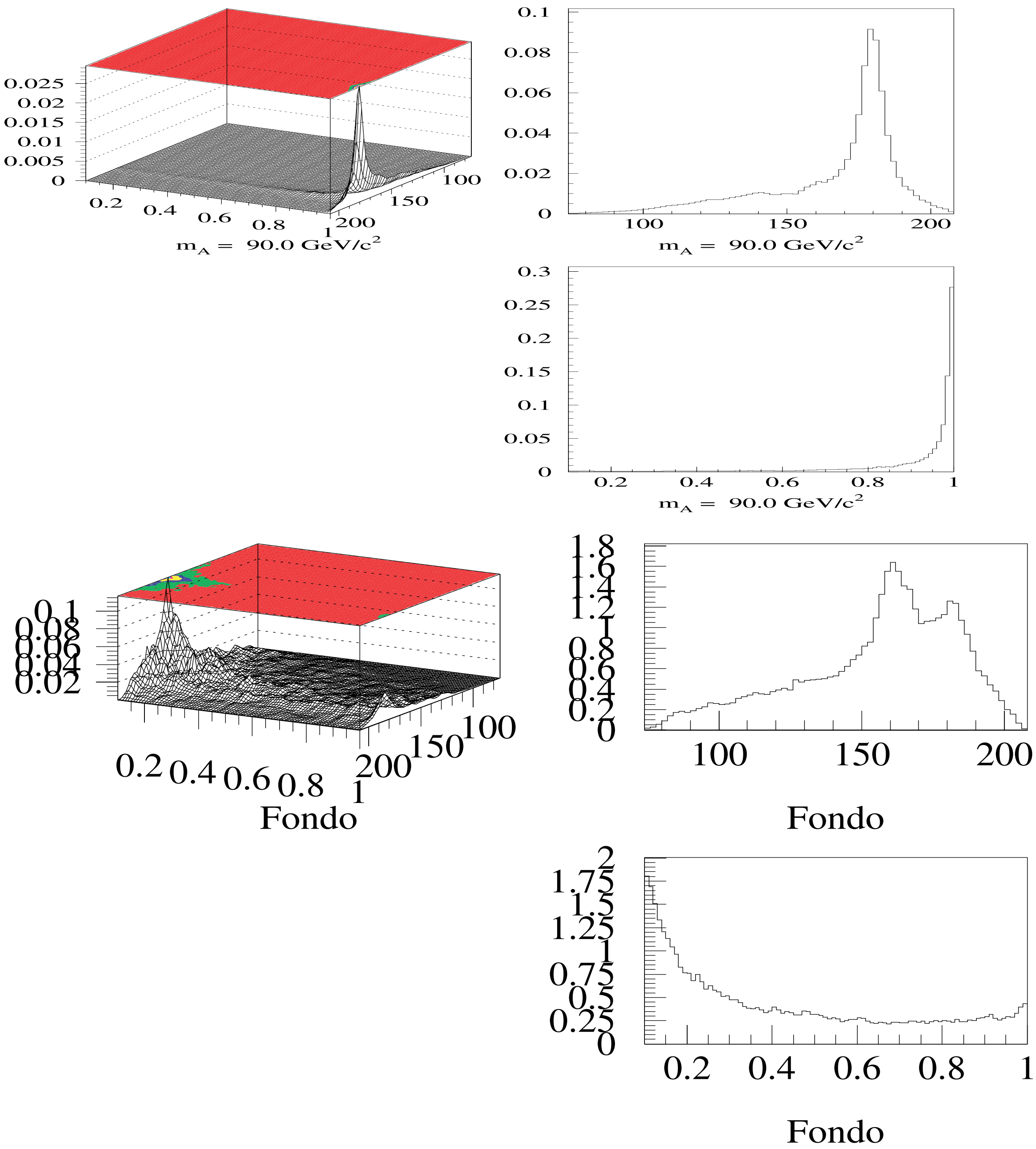


Figura 6.3: *Distribuciones bidimensionales (masa,RN) y sus proyecciones para una señal* m$_A$=*90* GeV/c^2 *(arriba) y el fondo del canal 4b (abajo) a* $\sqrt{s}$=*206.5* GeV.

6.2 Búsqueda del bosón de Higgs en otros canales

En DELPHI se ha llevado a cabo una exhaustiva búsqueda del bosón de Higgs del SM que puede trasladarse a límites sobre producción del bosón h del MSSM sin más que tener en cuenta la relación entre la sección eficaz de producción de uno y otro bosón de Higgs y la variación los acoplamientos del Higgs del MSSM con respecto al SM.

6.2.1 Búsqueda realizada en el canal $\mathrm{h^0Z^0}$

El Higgs del SM ha sido buscado en el canal $\mathrm{b\bar{b}}$ (90% de las desintegraciones) con producción asociada de neutrinos, electrones, muones, taus y canal hadrónico provenientes del Z. También se realiza la búsqueda en el canal con segunda mayor tasa de desintegración para el H, cuando éste decae a un par $\tau^+\tau^-$ ($sim8\%$ de los casos, ver figura 1.7); este canal $\tau\tau$Z y el H$\tau\tau$ se analizan de forma equivalente a la ahora de estimar el fondo y se expone en la sección 6.2.2. El peso de cada uno de los análisis en el límite final viene dado por las tasas de desintegración del bosón Z (tabla 3.3), siendo el canal hadrónico el principal contribuyente.

Los análisis realizados se optimizaron en general usando muestras simuladas de los procesos de producción del bosón de Higgs con masas en el intervalo entre 90 y 120 GeV/c^2 en pasos de 5 GeV/c^2, aunque después se aplicaron a muestras a partir de 12 GeV/c^2. Las eficiencias de selección para los distintos análisis en función de la masa del Higgs se muestran en la figura 6.4 en un punto de S/B adecuado para cada canal.

Resultados finales en los canales leptónicos cargados: $\mathrm{He^+e^-}$ y $\mathrm{H}\mu^+\mu^-$

En ambos casos el análisis está basado en una secuencia de cortes con la que se pretende identificar sucesos con un par de leptones aislados de carga opuesta (Z) y un par de *jets* es los que se exige un corte en la variable de etiquetado de quarks b (H). No se encontró ningún candidato a señal de alta masa en la muestra de datos.

Resultados finales en el canal del neutrino

También denominado canal de energía faltante debido a los neutrinos. La topología de la señal y por tanto los procesos de fondo dominantes son un tanto diferentes cuando la masa del bosón de Higgs está muy próxima al límite cinemático de producción dado por $\sqrt{s}$ - $\mathrm{m_Z}$ comparado con los casos de masas bajas. DELPHI eligió usar un análisis optimizado para masas del Higgs altas y otro para masas bajas. Los resultados no se usan en ningún momento de forma simultánea: para una señal dada se compara la sensibilidad de ambas búsquedas y se utiliza el análisis que es más poderoso a la hora de rechazar fondo. Esta comparación se realiza de forma independiente para cada ventana de energía resultando que para $\mathrm{m_H}$ por debajo de 99 GeV/c^2 se usa sólo el análisis de baja masa.

El análisis está basado en una preselección inicial por medio de cortes secuenciales y la selección final se lleva a cabo mediante el uso de una variable de verosimilitud. El problema de la "doble radiación" tuvo un tratamiento detallado desde el comienzo del análisis. El acuerdo entre datos y simulación es bueno no observándose ningún exceso en la zona de masa relevante.

Resultados finales en el canal hadrónico

Al inicio del análisis, el fondo para este canal es idéntico al del canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$. Se comparten por tanto las mismas muestras de datos y simulación del fondo.

Este análisis comparte la misma preselección expuesta en la sección 3.5 exceptuando los 4 últimos cortes de calidad de suceso mencionados en la sección 3.5.4. La selección final de sucesos está basada también en una variable multidimensional de tipo Red Neuronal similar a la expuesta en la sección 5.2 empleando variables de forma para el rechazo de QCD y variables de b-tagging para el rechazo de fondo $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

Ambos análisis están muy correlacionados pues de hecho el 20% de la señal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ es topológicamente igual a la $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ cuando el $Z \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}$ y esa parte del fondo es por tanto también común a niveles altos de selección. El acuerdo entre datos y simulación es bueno para ambos análisis. Los tres candidatos con más alto S/B para la hipótesis de masa m_h=115.0 GeV/c^2 (S/B>0.2) son los sucesos: (110637, 20562), (110753, 16533) mencionado en la tabla 5.2 y (114574, 5797), que poseen valores de RN del análisis $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ de 0.94, 0.96 y 0.93 respectivamente.

En la figura 6.5 se muestra la distribución de masa obtenida en la búsqueda del h del SM donde se ha sumado la contribución de cada canal en una zona donde se realza la señal. Se aprecia que la mayor contribución al fondo proviene del canal hadrónico.

Límites para el Higgs del SM

Mediante la combinación de los canales expuestos a través del método bidimensional explicado en la sección 6.1.3 se ha procedido a derivar el límite en DELPHI para la masa del bosón de Higgs del SM obteniéndose un límite inferior de 114.1 GeV/c^2 en el valor observado y de 113.3 GeV/c^2 en el valor esperado (ver figura 6.6). Los tres sucesos con mayor peso estadístico (S/B>0.2) en la hipótesis de m_h=115 GeV/c^2 son los mencionados en el apartado anterior del canal hadrónico con masas reconstruidas de 110, 108 y 97 GeV/c^2.

Este límite queda sensiblemente mejorado si se añaden los estudios realizados por las otras tres colaboraciones LEP [5], cuyos resultados están resumidos en la tabla 6.2. En este caso el límite inferior al 95% de CL en la masa del bosón de Higgs estándar se establece en 114.4 GeV/c^2 (115.3 GeV/c^2 el esperado) como se muestra en la figura 6.7.

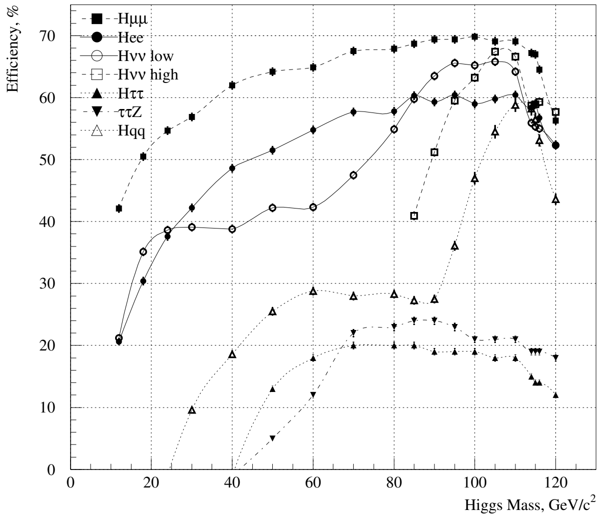


Figura 6.4: *Eficiencias (en %) a nivel de selección de candidatos en función de la masa del bosón de Higgs Estándar para los distintos análisis desarrollados en DELPHI. Sólo se muestran las eficiencias superiores al 5% y los errores son sólo estadísticos. El análisis* H$\nu\nu$ *a alta masa sólo se aplica a valores de masa superiores a 80* GeV/c^2.

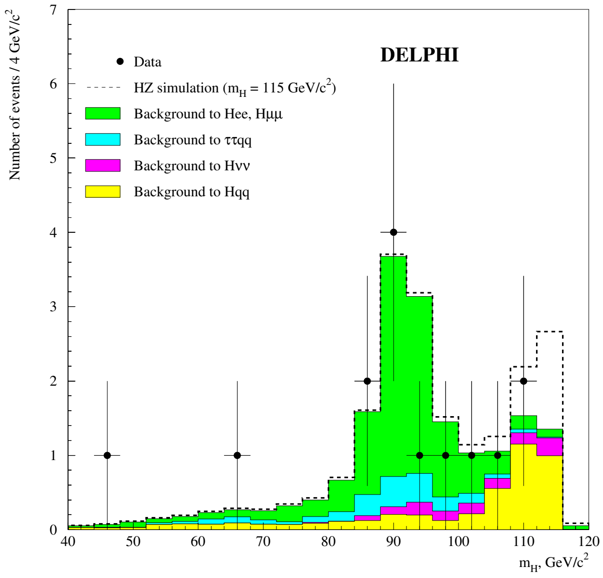


Figura 6.5: *Distribución de masa combinada para el canal* h^0Z^0 *del SM en DELPHI, donde se muestran las contribuciones de los distintos canales de búsquedas.*

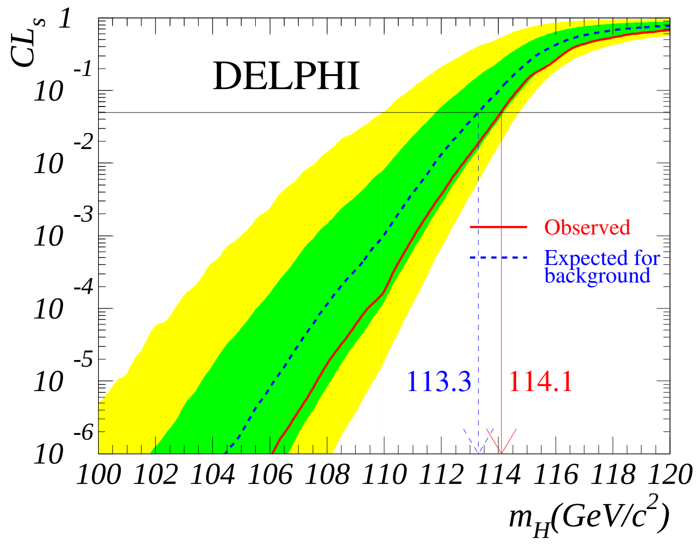


Figura 6.6: *Límite de DELPHI para el Higgs del SM*

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
Observado (GeV/c^2)	111.4	114.1	112.0	112.7	114.4
Esperado (GeV/c^2)	113.5	113.3	112.4	112.8	115.3

Tabla 6.2: Límites en masa del bosón de Higgs del SM en las 4 colaboraciones de LEP.

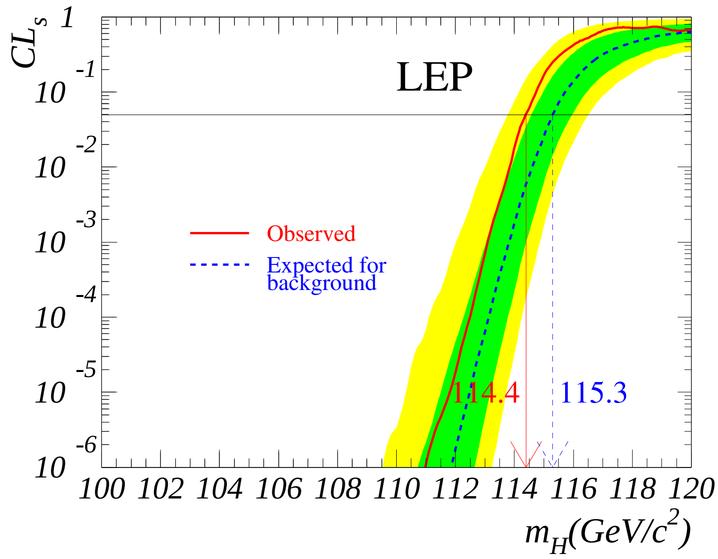


Figura 6.7: *Límite combinado de LEP para el Higgs del SM*

6.2.2 Búsqueda realizada en el canal $\mathrm{h^0A^0}\rightarrow\tau^+\tau^-\mathrm{b\bar{b}}$

Es el otro canal estudiado que puede producirse en la desintegración del $\mathrm{h^0A^0}$ tal y como se describió en la sección 1.4.6. El análisis desarrollado para estimar el fondo y eficiencias de señal es el mismo que el aplicado en los canales del Higgs del SM $\mathrm{H}\tau\tau$ y $\tau\tau\mathrm{Z}$ dependiendo de que bosón decae a un par $\tau^+\tau^-$. Se basa en la identificación de un par de taus aislados con carga opuesta y un par de *jets*, utilizando cortes secuenciales. A continuación se crea una variable multidimensional de verosimilitud mediante el uso de propiedades cinemáticas y variables de b-tagging.

Las eficiencias alcanzadas en el caso de aplicar el análisis a señales $\mathrm{h^0A^0}$ del MSSM son del orden del 20% para el punto elegido de S/B. No se encontró ningún candidato relevante en la zona de masa cercana a m_A=90 GeV/c^2. En la figura 6.8 se muestra el resultado de añadir el fondo proveniente de este canal al canal de búsqueda de 4b.

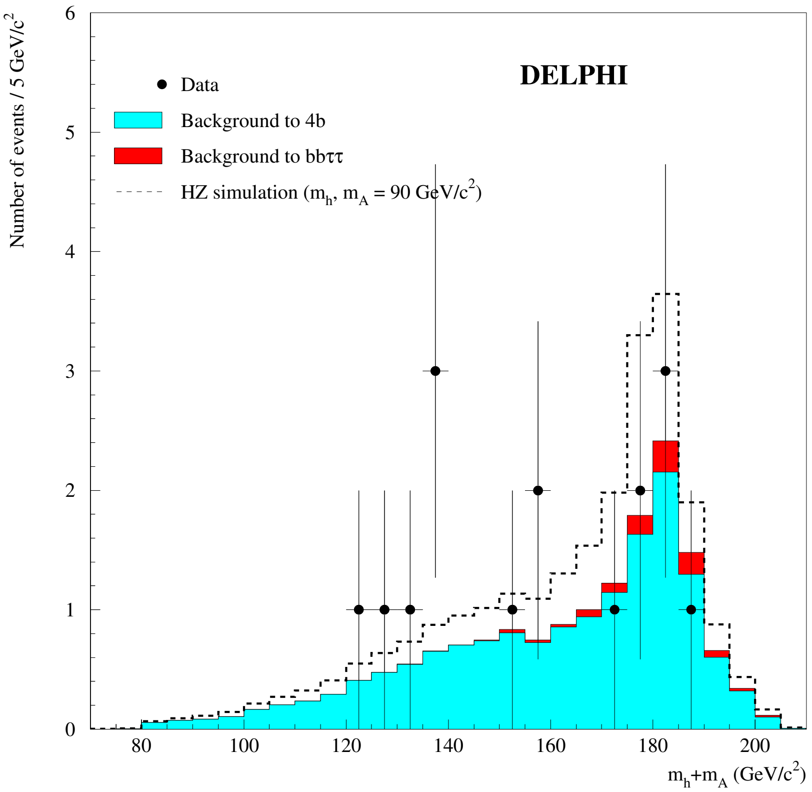


Figura 6.8: *Distribución de masa combinada para el canal* $\mathrm{h^0A^0}$ *en DELPHI; esta figura es equivalente a la distribución del centro de la figura 5.10 salvo el fondo del canal* $\mathrm{b\bar{b}}\tau^+\tau^-$*(en rojo) que no presenta ningún candidato en datos.*

6.3 Combinación de resultados

Una vez expuestos los análisis realizados en los diferentes canales correspondientes a la búsqueda de bosones de Higgs en el MSSM y SM, se combinan los resultados de los mismos para obtener zonas de exclusión en el plano ($\tan\beta$,m$_A$). El peso de los canales h^{0}Z^0 y h^{0}A^0 en el espacio de parámetros viene dada principalmente por sus secciones eficaces y para ello hay que tener en cuenta el factor $\sin^2(\beta-\alpha)$ (como puede observarse en la figura 1.16). La zona de separación sería la línea $\sin^2(\beta-\alpha)$=0.5 que va desde $\tan\beta\simeq2$ ascendiendo de forma pronunciada a partir de m$_A$=100 GeV/c^2. Por tanto para m$_A$>100 GeV/c^2 sólo el canal h^{0}Z^0 tiene sensibilidad en todo el rango de valores de $\tan\beta$. Para m$_A$<100 GeV/c^2 el canal con más sensibilidad es h^{0}A^0 que aumenta a medida que lo hace $\tan\beta$ a partir de $\tan\beta\simeq2$. En las fronteras ambos análisis tienen sensibilidad similar.

6.3.1 Resultados y discusión

Para ilustrar la compatibilidad de los datos con la hipótesis de sólo fondo y de señal más fondo, en la figura 6.9 se pueden observar las curvas del estadístico $\mathcal{Q}$ y de los niveles de confianza CL_b y CL_s en función de las masas de test m$_h$+m$_A$. Para ello se usan sólo los resultados de los dos canales h^{0}A^0 de acuerdo al método expuesto en la sección 6.1.3. Las curvas muestran los niveles de confianzas observada (línea continua) y la media esperada (línea discontinua) a partir de experimentos únicamente con fondo. Las bandas corresponden a los intervalos de confianza de 68.3% y 95.0% según la hipótesis considerada: fondo y señal presentes (en la figura superior) o bien sólo fondo (figuras del centro e inferior) en función de la masa de la señal. Las secciones eficaces se obtuvieron en el escenario m$_h^{max}$ a $\tan\beta$=20.6. En todo el rango de masas de test, los datos muestran un acuerdo razonable con los procesos de fondo esperados, excepto para masas en torno a 135 GeV/c^2. Para estos valores se observa un efecto de dos desviaciones estándar debido al exceso observado en el canal 4b como se apreciaba en la figura 5.10.

Los límites observado y esperado de la masa del bosón A se establecen en los puntos en los que sus respectivas curvas CL_s (gráfica inferior de la figura 6.9) cortan el valor de 0.05 en la hipótesis de señal presente. Se establece así para $\tan\beta$=20.6 en el escenario m$_h^{max}$ un límite observado en m$_A$ de 90.4 GeV/c^2 mientras que el límite medio esperado es de 90.6 GeV/c^2.

La contribución del canal $\tau^+\tau^-\mathrm{b\bar{b}}$ al límite final se estima repitiendo el cálculo de los niveles de confianza en la hipótesis de sólo fondo y en la de señal más fondo (figura 6.10) utilizando sólo el canal 4b, lo que permite también averiguar que un candidato $\tau^+\tau^-\mathrm{b\bar{b}}$ (a $\sqrt{s}$=189 GeV) contribuye al exceso de la región de masas m$_h$+m$_A$ en torno a 135 GeV/c^2.

El exceso presente en la zona de masa en torno a 135 GeV/c^2tiene contribuciones debidas a candidatos tomados en ambos años 1999 y 2000. Algunos de los candidatos

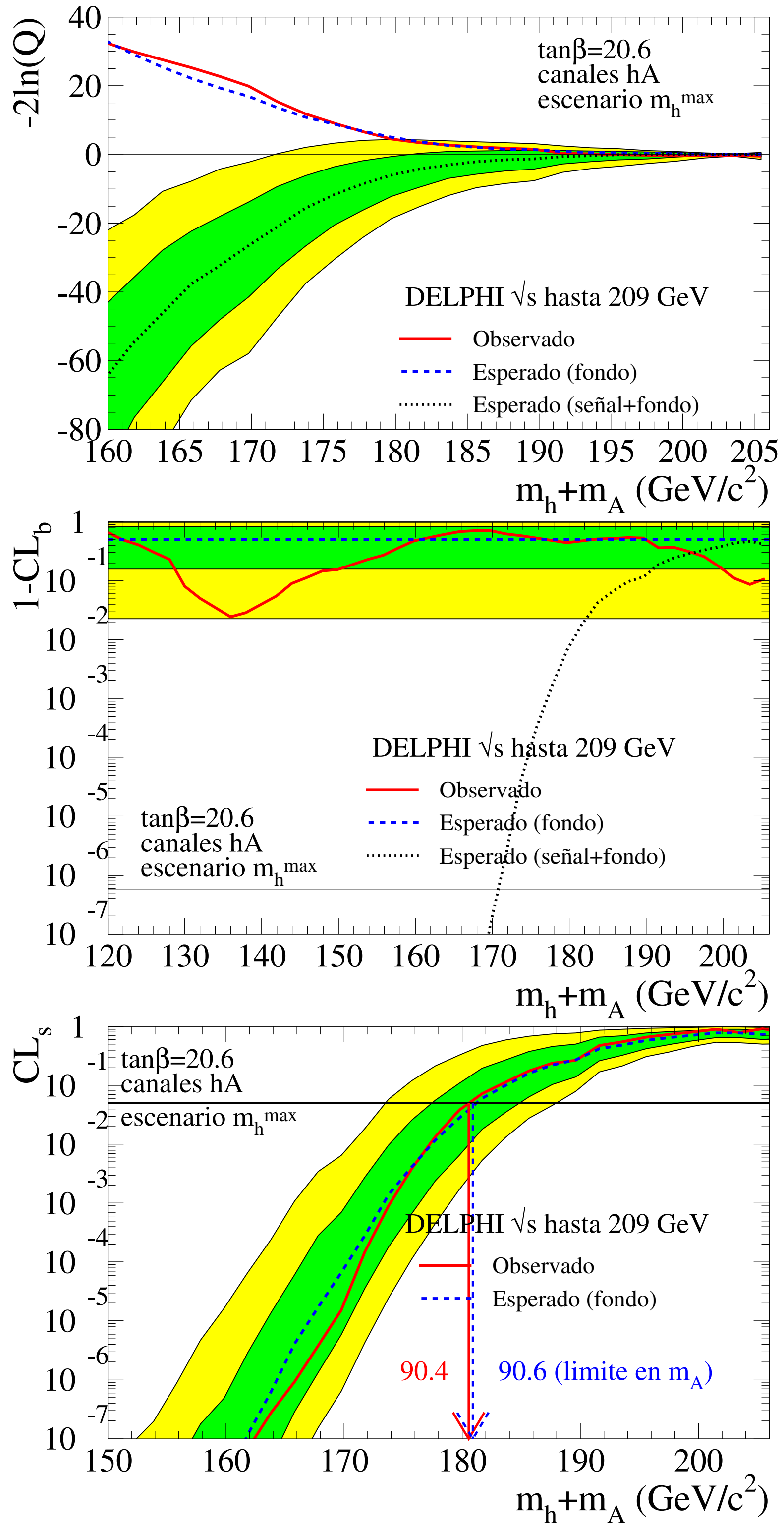


Figura 6.9: *Test estadístico (arriba) y niveles de confianza en los canales* h^0A^0 *en la hipótesis de sólo fondo (central) y en la de señal (abajo). Las curvas son los niveles de confianza observada (línea continua) y media esperada (discontinua) a partir de experimentos con sólo fondo. Las bandas corresponden a los intervalos de confianza de 68.3% y 95.0% según la hipótesis considerada: fondo y señal presentes para la masa de la señal dada en la abscisa (en la figura superior) o bien sólo fondo (figuras del centro e inferior).*

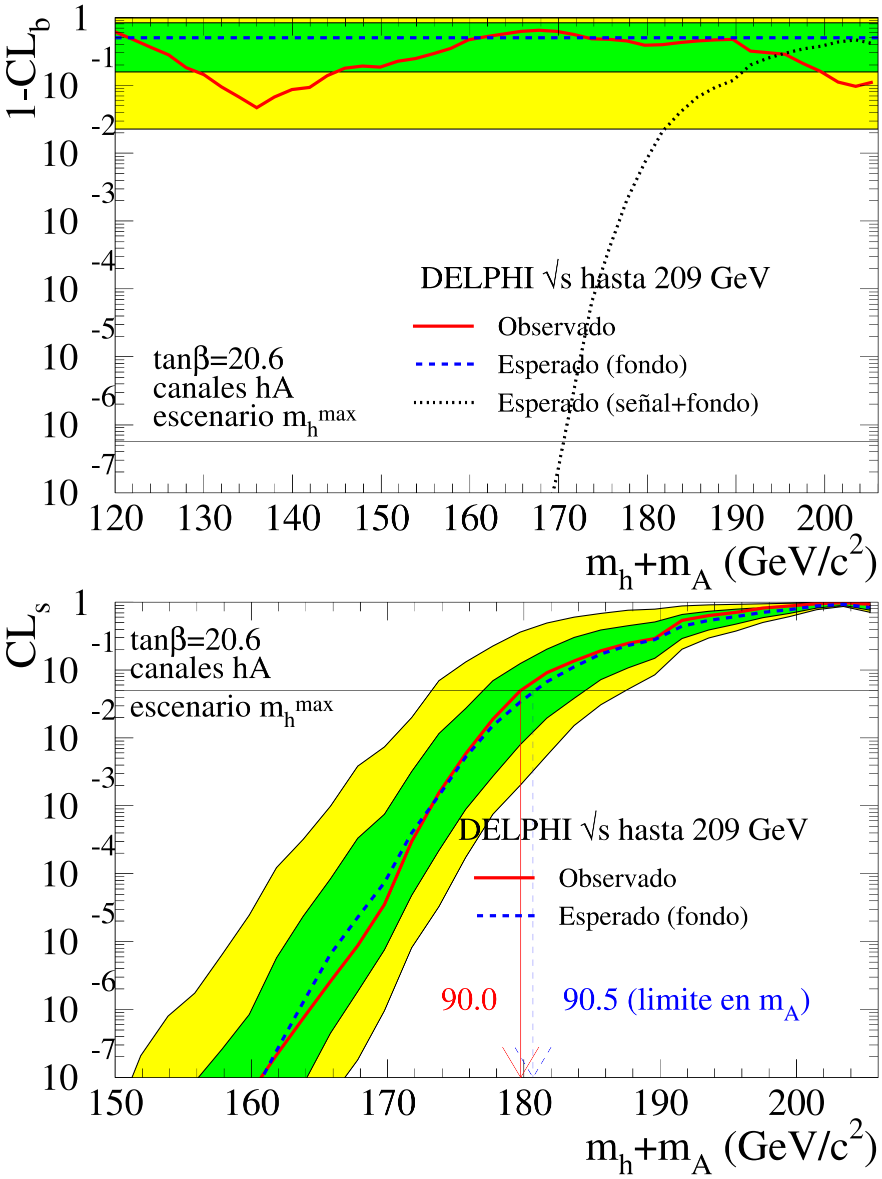


Figura 6.10: *Test de compatibilidad utilizando sólo el canal 4b*

en esta región de masa poseen una ambigüedad clara en la elección del *pairing*. En las figuras 6.12 y 6.13 se muestran las distribuciones a nivel S/B≃1.0 global de datos y simulación usando las tres combinaciones de masa dadas por los estimadores 4C y 5C (definidos en la sección 5.3) respectivamente. La distribución superior en ambos casos corresponde a la dada por el estimador de mínima diferencia de masa o menor χ^2. Las dos restantes corresponden a las otras dos combinaciones presentes ordenadas por probabilidad o diferencia de masa. En ninguno de los casos se aprecia una concentración de candidatos en una región particular de masa.

A pesar de todo, la indeterminación de la masa de algunos candidatos, independientemente del estimador usado, podría llegar a crear un exceso de hasta 2.5 desviaciones estándar en la zona $m_h+m_A>200$ GeV/c^2. En dicha zona $m_A>100$ el canal h^0A^0 carece de sensibilidad a las energías de LEP2 y no hay resolución en masa como se muestra en la figura 6.11, donde se presenta la distribución bidimensional (masa, RN) y sus proyecciones para la hipótesis de masa $m_A=103$ GeV/c^2 a $\sqrt{s}=206.5$ GeV. La señal no se reproduce de forma óptima y posee un máximo amplio en la zona $160<m_h+m_A<190$ GeV/c^2 en vez de en el valor 206 GeV/c^2 mientras que el fondo es prácticamente inexistente en esa zona a este nivel del análisis.

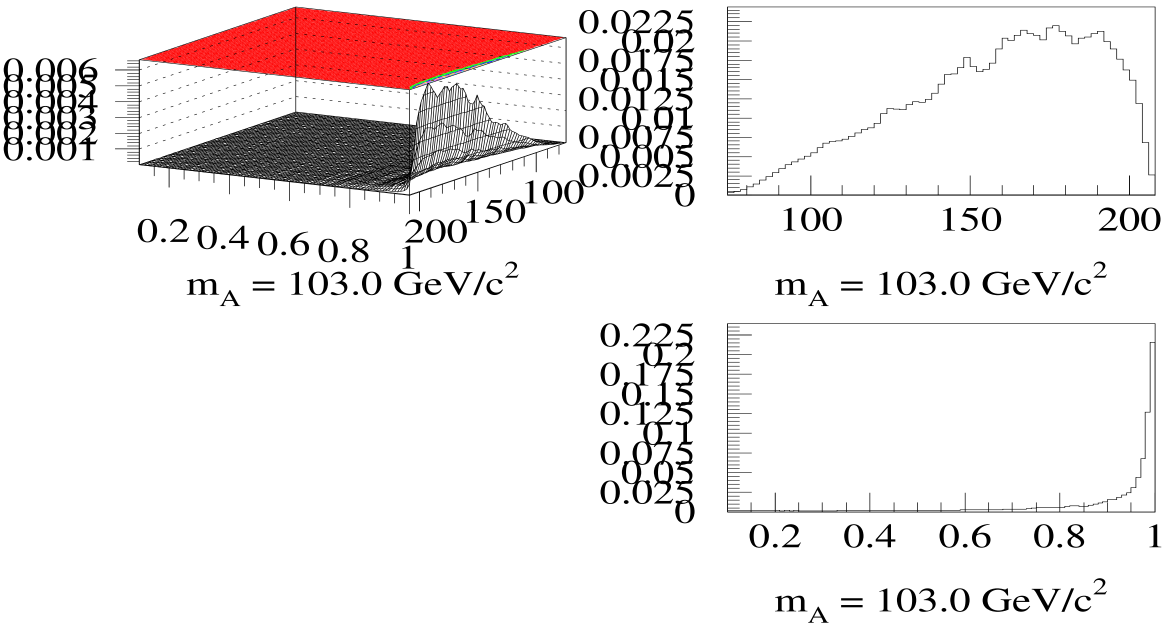


Figura 6.11: *Distribuciones bidimensionales (masa, RN) y sus proyecciones para una señal* m_A*=103* GeV/c^2.

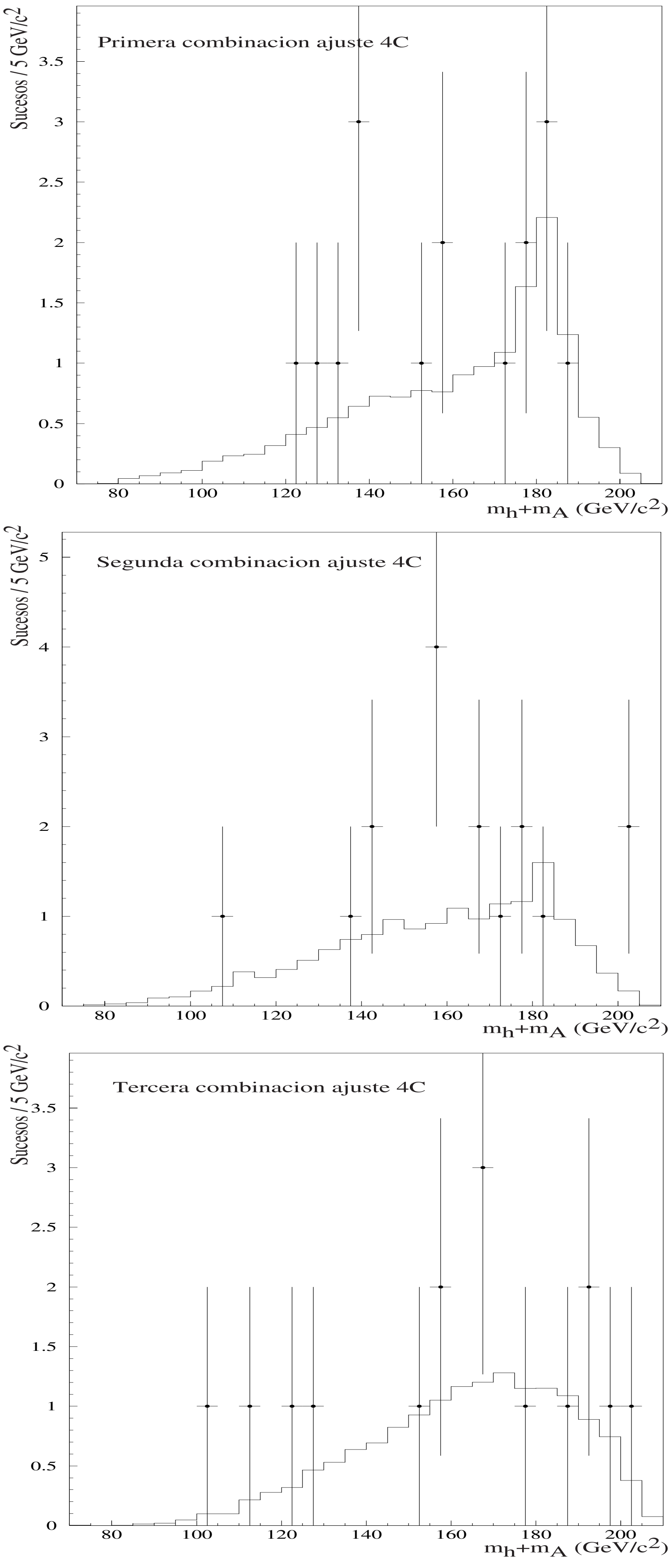


Figura 6.12: Distribuciones de las 3 combinaciones posibles de masa usando el estimador 4C a nivel S/B∼1 (RN>0.95) para los datos (puntos) y simulación (histograma).

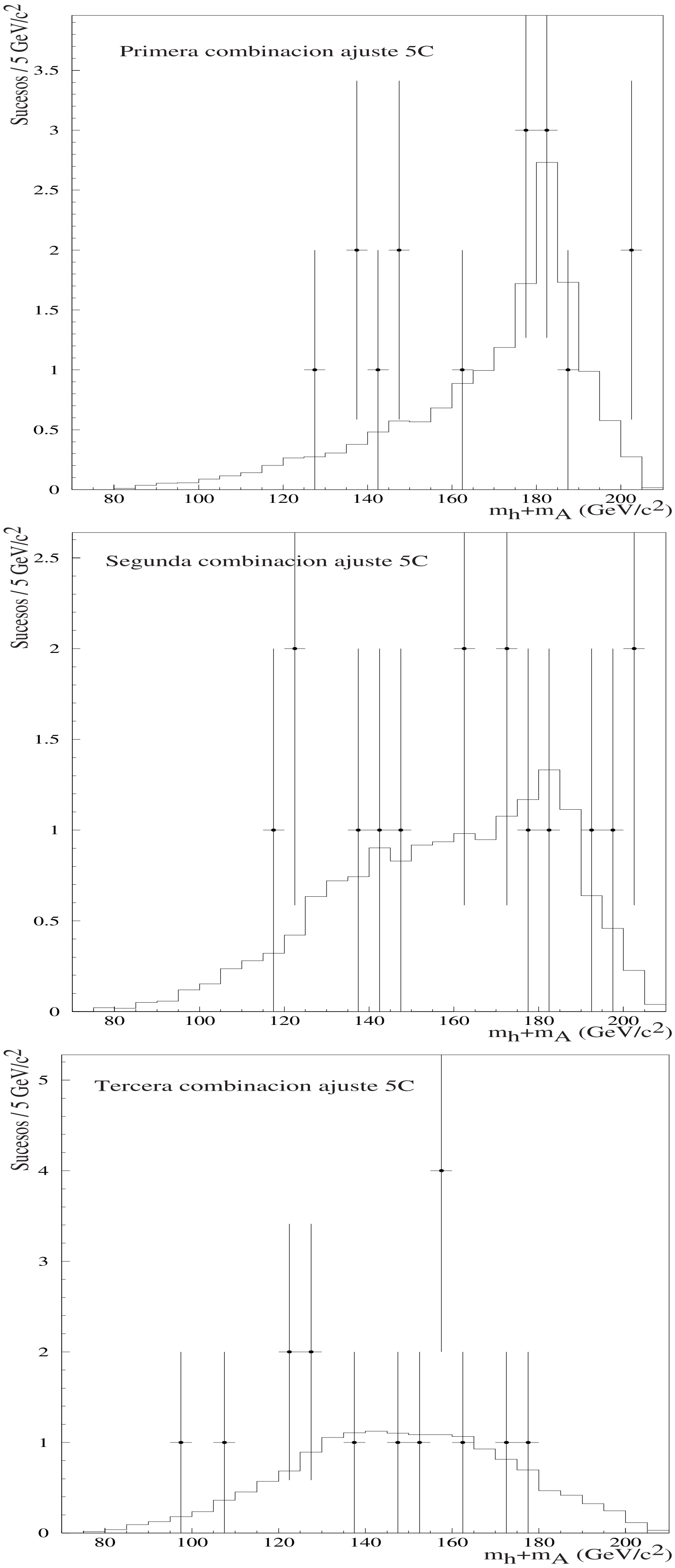


Figura 6.13: Distribuciones de las 3 combinaciones posibles de masa usando el estimador 5C a nivel S/B$\sim$1 (RN>0.95) para los datos (puntos) y simulación (histograma).

6.3.2 Descripción de los candidatos

Se comentan a continuación las características más importantes de los siete candidatos que contribuyen con un valor de S/B superior a 0.4 para la hipótesis de m_A=m_h=90 GeV/c^2:

- **106778, 2816** es el candidato con más alto valor de RN (0.995) en toda la muestra y el que posee un valor más alto de S/B=0.93. Sin embargo, su masa ($\sim$134 GeV/c^2) se encuentra lejos de la esperada como candidato a ZZ (o h^0A^0) independientemente del estimador empleado; tiene 3 vértices secundarios lo cual hace que sus variables de b-tagging posean valores altos. Tan solo 4 sucesos en toda la muestra poseen 3 vértices secundarios reconstruidos, no habiendo ninguno con 4. Los otros 3 son: 109255,419 (que no supera los cortes de preselección), 2932 y 1408, mostrado en la tabla 5.2.

- **110184, 20542** es el candidato con más alto valor de RN (0.994) de la muestra del año 2000 y el segundo con más peso (S/B=0.86) en la muestra completa. Tiene un único vértice secundario pero otros dos *jets* están etiquetados con un valor alto de la variable de b-tagging. Este suceso posee para los tres posibles "pairings", diferencias de masas entre cualquier par de *dijets* que están dentro de la resolución esperada para esta variable. Las diferencias son 8.8, 4.4 y 5.1 GeV/c^2, correspondiendo a sumas de masas de 178.2, 120.9 y 202.3 GeV/c^2 respectivamente. Empleando el estimador de masa 5C se obtiene también tres combinaciones de masa con valores de χ^2 muy próximos (véase la tabla 5.2), por lo que su masa es bastante indefinida y contribuiría a las posibles fluctuaciones a alta masa de haber elegido otro valor del estimador.

- **111156, 1759** tomado a una $\sqrt{s}$=205.1 GeV, está reconstruido con una masa de 180.5 GeV/c^2 y una RN de 0.974. Su peso es de S/B=0.61 . Las combinaciones de masa no seleccionadas tienen un χ^2 mayor que el valor utilizado (ver tabla 5.2) lo que sugiere que este suceso es compatible con ZZ.

- **112780, 1408** con un peso de S/B=0.5 y tomado a $\sqrt{s}$=206.6 GeV, posee una masa reconstruida de 178.6 GeV/c^2 y un valor de RN de 0.959. Tiene 3 vértices secundarios bien reconstruidos, lo que explica el alto valor de sus variables de b-tagging y de ahí el valor de su RN. Sin embargo, como en el segundo candidato, tiene dos combinaciones de masa casi igualmente probables, con diferencias de masa de 9.3 y 19.4 GeV/c^2, que corresponden a masas de 178.6 y 201.9 GeV/c^2 (contribuiría también en las posibles fluctuaciones a alta masa), respectivamente. El χ^2 del ajuste 5C es 14.3 para la combinación próxima a la hipótesis ZZ, y 14.5 para la combinación de alta masa.

- **109669, 2095** su masa es compatible con la de producción de ZZ. Posee un único vértice secundario ($\sqrt{s}$=205.1 GeV) y su peso es de S/B=0.48

- **112664, 1844** tiene un vértice secundario ($\sqrt{s}$=205.2 GeV). Dos valores de masa son próximos en términos de χ^2 pero en este caso los valores del ajuste no son tan buenos (mínimo $\chi^2 = 41.1$) como en el caso de los anteriormente mencionados 20542 y 1408. Su peso es de S/B=0.47

- **102691, 33264** tiene dos vértices secundarios y una masa compatible con la producción de ZZ cualquiera de los estimadores. La baja sección eficaz de la hipótesis (90,90) a $\sqrt{s}$=192 GeV hace que tenga un peso relativamente bajo (S/B=0.43)

6.3.3 Exclusión en el espacio de parámetros ($\tan\beta$,m_A)

En los dos escenarios de trabajo expuestos en la sección 1.4.4 se realiza un barrido sobre los parámetros del MSSM $\tan\beta$ y m_A. El rango de m_A se extiende desde 12 GeV/c^2, valor mínimo que ha sido buscado en LEP2 en los análisis de DELPHI, hasta el valor máximo permitido en cada escenario [6]. El rango en $\tan\beta$ va desde el valor mínimo permitido en cada escenario (0.7 en el escenario de μ grande y 0.4 en los otros 2 esquemas) hasta 50, un valor elegido en las proximidades del cociente de las masas de los quarks t y b, que es un ejemplo de la hipótesis de $\tan\beta$ grande favorecida en algunos modelos del MSSM con condiciones adicionales [7]. El tamaño de paso en el barrido es de 1 GeV/c^2 en m_A y 0.1 en $\tan\beta$ en las regiones donde m_h varía rápidamente con estos parámetros.

En cada punto del espacio de parámetros, se toman las secciones eficaces $\mathrm{h^0Z^0}$ y $\mathrm{h^0A^0}$ y las tasas de desintegración del Higgs de las bases de datos teóricas proporcionadas por el LEP Higgs Working Group [8] en la base de los cálculos teóricos de [9, 10]. A continuación se derivan las previsiones de señal a partir de las secciones eficaces y tasas de desintegración, la luminosidad experimental y las eficiencias de los análisis.

En los canales del $\mathrm{h^0A^0}$, para tener en cuenta las anchuras no nulas de h y A para $\tan\beta$ grande, se aplica para $\tan\beta > 30$ el conjunto de eficiencias en función de m_A obtenidas para la simulación a $\tan\beta = 50$, mientras que en el resto de puntos se aplican las eficiencias obtenidas para las simulaciones de m_h y m_A. Finalmente, dado que hay un gran solapamiento entre los sucesos de fondo seleccionados por los análisis del Higgs del SM y el MSSM aquí presentado, tan sólo se selecciona uno de los dos canales en cada punto y energía de centro de masas, utilizando como criterio para escoger el que posee menor CL_s medio en experimentos sin señal. Esto garantiza que los canales que se combinan en el nivel de confianza global sean independientes.

Escenario m_h^{max}

Combinando los resultados en los canales $\mathrm{h^0Z^0}$ y $\mathrm{h^0A^0}$ se obtienen regiones del espacio de parámetros del MSSM excluidas con un 95% de confianza o más. Las regiones excluidas en los planos (m_h, $\tan\beta$), (m_A, $\tan\beta$) y (m_h, m_A) se presentan en la figura 6.14 para el escenario m_h^{max}. Básicamente la exclusión tiene lugar gracias a los resultados de los canales h^0Z^0 (h^0A^0) en la región de bajo (alto) $\tan\beta$, mientras que ambos contribuyen en valores intermedios. Para m_A por debajo del límite cinemático $m_h = 2m_A$, que ocurre a bajo $\tan\beta$, la desintegración $h\rightarrow AA$ es importante, y en ese caso suplanta a la usual $h\rightarrow b\bar{b}$. Un análisis que considere las características de este canal permite excluir esta zona.

Escenario de mezcla nula

Las regiones excluidas en los planos (m_h, $\tan\beta$), (m_A, $\tan\beta$) y (m_h, m_A) se representan en la figura 6.15 para el escenario de mezcla nula. Hay una región para m_h en torno a 85 GeV/c^2, $\tan\beta$=0.4 y m_A entre 24 y 42 GeV/c^2 que no está excluida, pero sólo es visible en las proyecciones (m_A, $\tan\beta$) y (m_h, m_A). En esta zona,la desintegración $A\rightarrow c\bar{c}$ domina sobre la $A\rightarrow b\bar{b}$ pero las fracciones de desintegración en ambos casos no son lo suficientemente grandes para proporcionar la sensibilidad necesaria para la exclusión.

6.3.4 Límites finales

Los resultados anteriores [11] establecen los siguientes límites inferiores al 95% de confianza sobre m_h y m_A para cualquier suposición de mezcla en el sector del stop y para todo valor de $\tan\beta$ por encima de 0.44:

$$m_h > 89.1 \ \mathrm{GeV}/c^2 \qquad m_A > 90.0 \ \mathrm{GeV}/c^2.$$

Los límites esperados medios son 89.4 GeV/c^2 para m_h y 90.2 GeV/c^2 para m_A. El límite inferior en m_A se alcanza en el escenario de mezcla nula para $\tan\beta$ alrededor de 30 donde contribuyen las anchuras no nulas de los bosones de Higgs, mientras que el límite en m_h se obtiene en el escenario m_h^{max} para $\tan\beta$en torno a 9.4, en una región donde contribuyen ambos procesos h^0Z^0 y h^0A^0. El parámetro $\tan\beta$ queda excluido entre 0.44 y 8.49 (esperado [0.44-9.36]) en el escenario de mezcla nula y entre 0.54 y 2.36 (esperado [0.54-2.14]) en el escenario m_h^{max}.

6.3.5 Combinación con el resto de experimentos de LEP

Combinando estos resultados con los obtenidos por el resto de experimentos de LEP [12, 11, 13, 14, 15] se obtiene un resultado preliminar de:

$$m_h > 91.0 \ \mathrm{GeV}/c^2 \qquad m_A > 91.9 \ \mathrm{GeV}/c^2.$$

y se excluyen los valores del parámetro $\tan\beta$ comprendidos entre 0.9 y 2.4 (ver tabla 6.3). Por tanto, los 450 pb^{-1} recogidos por DELPHI en los años 1999 y 2000 combinados con los obtenidos a energías inferiores y el trabajo desarrollado en esta tesis se ha excluido una gran parte del plano (m_A,$\tan\beta$) incluyendo un límite en la masa de los bosones de Higgs neutros supersimétricos cercano al valor de la masa del bosón Z. La mejora respecto al análisis previo de DELPHI es del orden de 0.5 GeV/c^2 más en el límite final esperado.

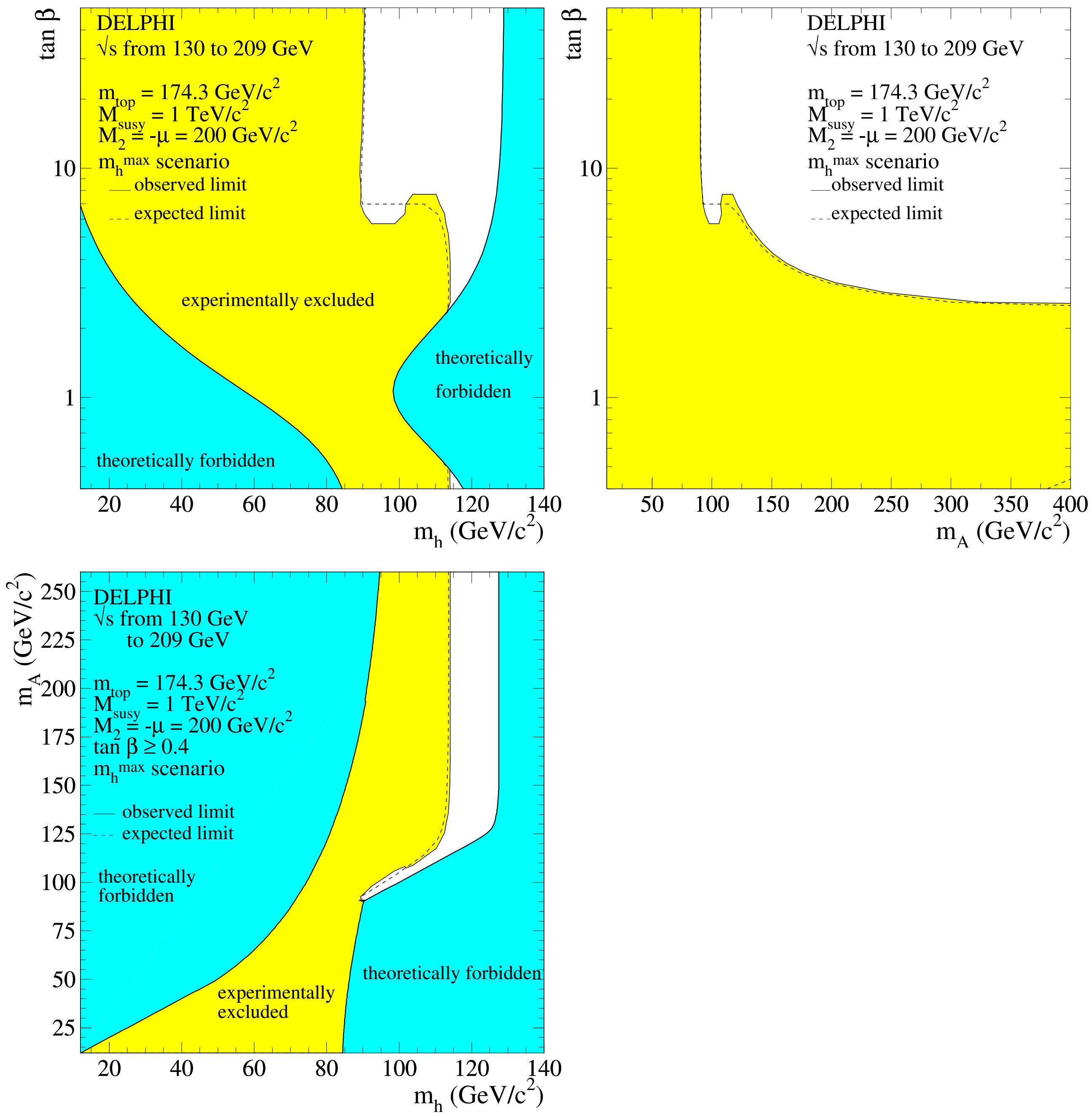


Figura 6.14: *Regiones de exclusión al 95% de nivel de confianza por las búsquedas combinadas de los canales* h^0Z^0 *y* h^0A^0 *en el escenario* m_h^{max}. *Las zonas en azul son regiones no permitidas en este escenario. Las líneas discontinuas muestran los límites esperados medios.*

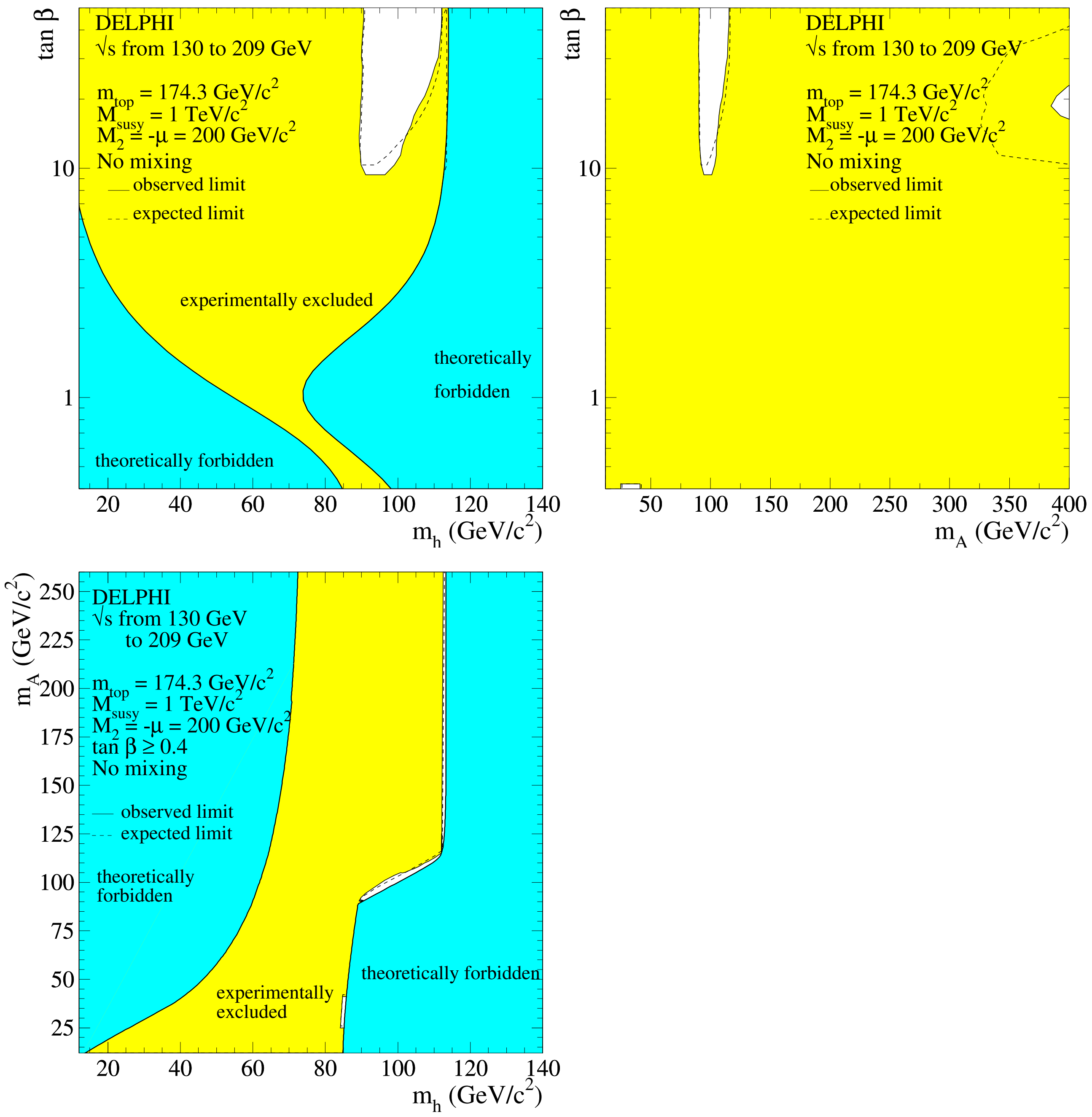


Figura 6.15: *Regiones de exclusión al 95% de nivel de confianza por las búsquedas combinadas de los canales* h^0Z^0 *y* h^0A^0 *en el escenario de mezcla nula. Las zonas en azul son regiones no permitidas en este escenario. Las líneas discontinuas muestran los límites esperados medios.*

	m_h	m_A	$\tan\beta$ excluido
ALEPH	89.8 (91.3)	90.1 (91.6)	0.7 - 2.3
DELPHI	89.1 (89.4)	90.0 (90.2)	0.54 - 2.36
L3	86.0 (88.4)	86.5 (88.6)	0.55 - 2.2
OPAL	79.3 (85.1)	80.6 (86.9)	0.9 - 1.7
LEP	91.0 (94.6)	91.9 (95.0)	0.5 - 2.4

Tabla 6.3: Límites observados (esperados) en masa (GeV/c^2) del bosón de Higgs del MSSM y del parámetro $\tan\beta$ en las 4 colaboraciones de LEP al 95% de confianza. Los resultados de la colaboración OPAL son del año 2001 porque en el momento de escribir esta tesis la colaboración aun no había dado sus resultados finales. Por tanto el límite LEP es aun preliminar [15].

Bibliografía

[1] A.L.Read in CERN Report 2000-005, 2000, p.81

[2] R. Cousins y V.Highland, NIM A 320 (1992) 331

[3] W. Murray y V. Ruhlmann-Kleider, *Estimation of Probablility Density Functions for the Higgs search*, DELPHI 2000-067 PROG 240, 2000

[4] A.L. Read, NIM A 425 (1999) 357

[5] The Lep Higgs Working Group, Nota LHWG 2002-01, Julio 2002

[6] M. Carena, S. Heinemeyer, C. Wagner y G. Weiglein, *Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs boson searches at LEP2* CERN-TH/99-374;
M. Carena, H.E. Haber, S. Heinemeyer, W. Hollik, C.E.M. Wagner y G. Weiglein, Nucl. Phys. B 580 (2000) 29

[7] M. Carena, S. Pokorski y C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B 406 (1993) 59.

[8] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations and the LEP Higgs working group, CERN-EP/2000 (055)

[9] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, Eur. Phys. Jour. C 9 (1999) 343;

[10] M. Carena, M. Quiros y C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B 461 (1996) 407

[11] DELPHI Collaboration, CERN-EP/2002 (312)

[12] ALEPH Collaboration, CERN-EP/2001 (095)

[13] L3 Collaboration, CERN-EP/2002 (066)

[14] OPAL Collaboration, OPAL Physics Note 472, 2002

[15] The Lep Higgs Working Group, Nota LHWG 2001-04, Julio 2002

Capítulo 7

Perspectivas en el Run2 del Tevatron

CDF (**C**ollider **D**etector at **F**ermilab) es un experimento de propósito general para el estudio de las colisiones $p\bar{p}$ de los dos existentes en el Colisionador Tevatron del laboratorio Fermilab. El Tevatron es el acelerador protón-antiprotón de mayor energía del mundo. El detector CDF fue construido en 1988 y desde entonces ha experimentado varias mejoras entre periodos de toma de datos. Este capítulo describe brevemente el Tevatron, el detector CDF, el trabajo de detector realizado por mi parte dentro de varios de sus subdetectores y las perspectivas de continuación de la búsqueda de los bosones de Higgs Neutros Supersimétricos en la nueva fase de toma de datos denominada Run2 que comenzó en marzo de 2001 y durará hasta el año 2007.

7.1 El acelerador Tevatron

El Tevatron es un acelerador-colisionador $p\bar{p}$ circular de 1 km de radio, situado en el laboratorio Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) en Chicago, EEUU. Produce colisiones protón-antiprotón a una energía de centro de masas de $\sqrt{s}$=2.0 TeV. La figura 7.1 muestra una vista esquemática de la cadena de aceleradores de Fermilab. Una descripción completa del mismo se puede encontrar en [1].

Los parámetros operacionales del Tevatron se han visto claramente mejorados en esta nueva etapa de toma de datos Run2 con respecto al anterior Run1 dando lugar a un acelerador de alta luminosidad ($1.6 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$) donde se espera recoger del orden de 2 fb^{-1} en los 2 primeros años, etapa denominada Run2a (véase la tabla 7.1). Parte de estos logros son debidos a la instalación de un Anillo de Reciclaje (*Recycler Ring*) [2] instalado como parte de las mejoras del Run2 del Tevatron.

El Tevatron posee dos puntos instrumentados a lo largo del anillo en los que se produce la colisión $p\bar{p}$: uno es denominado B0, lugar donde se sitúa el detector CDF, y el otro

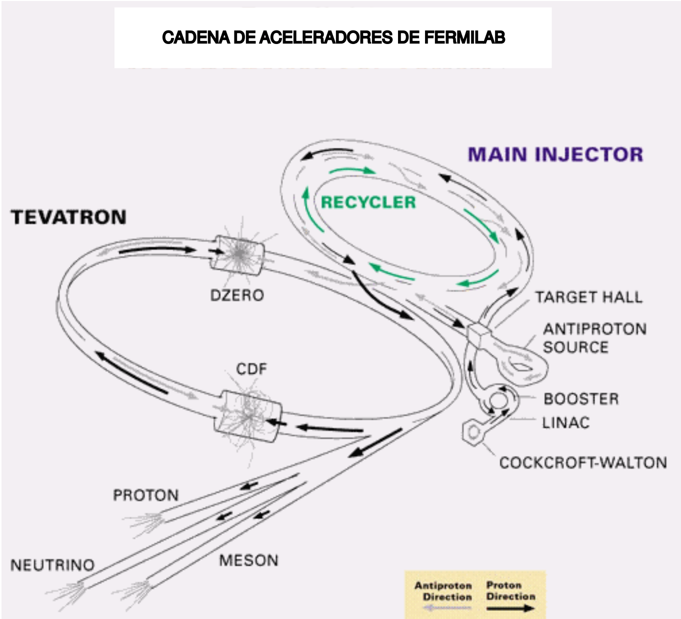


Figura 7.1: *Dibujo esquemático de la cadena de aceleradores de Fermilab.*

Run1	Run2a	Run2b	
900	1000	1000	Energía del haz (GeV)
1.6×10^{31}	2.0×10^{32}	5.0×10^{32}	$\mathcal{L}^{pico}$
6×6	36×36	140×121	$N_{paquetes}$ $(p \times \bar{p})$
3500	396	132	$\Delta_t^{paquetes}$ (ns)
2.8	5.8	4.9	$\bar{N}_{interacciones/cruce}$
1992-96	2001-04	2004-07	Periodo (años)
$118\,\mathrm{pb}^{-1}$	$2\,\mathrm{fb}^{-1}$	$13\,\mathrm{fb}^{-1}$	$\int \mathcal{L}dt$ /experimento

Tabla 7.1: *Resumen de los parámetros típicos de funcionamiento del Tevatron en tres de sus fases de funcionamiento.*

D0, con el experimento del mismo nombre. Los paquetes son enfocados por imanes cuadrupolares antes de que entren en los puntos de colisión.

A diferencia de la colisión limpia obtenida en LEP, la colisión de tipo hadrónico $p\bar{p}$ da lugar a sucesos extremadamente complejos, lo que, unido a la alta luminosidad hace que los detectores deban poseer una gran hermeticidad, una alta resolución en masa y un *tracking* extremadamente rápido. Además la calorimetría juega un papel clave también en estos experimentos.

7.2 El detector CDF

El detector CDF [3] es un espectrómetro magnético solenoidal con simetría cilíndrica rodeado por un calorímetro que cubre un ángulo sólido de 4π rad. Ha sido diseñado para estudiar un amplio rango de estados finales en colisiones $p\bar{p}$ combinando un preciso *tracking* de partículas cargadas con una calorimetría rápida y una detección de muones de alta granularidad. La figura 7.2 muestra un esquema del detector.

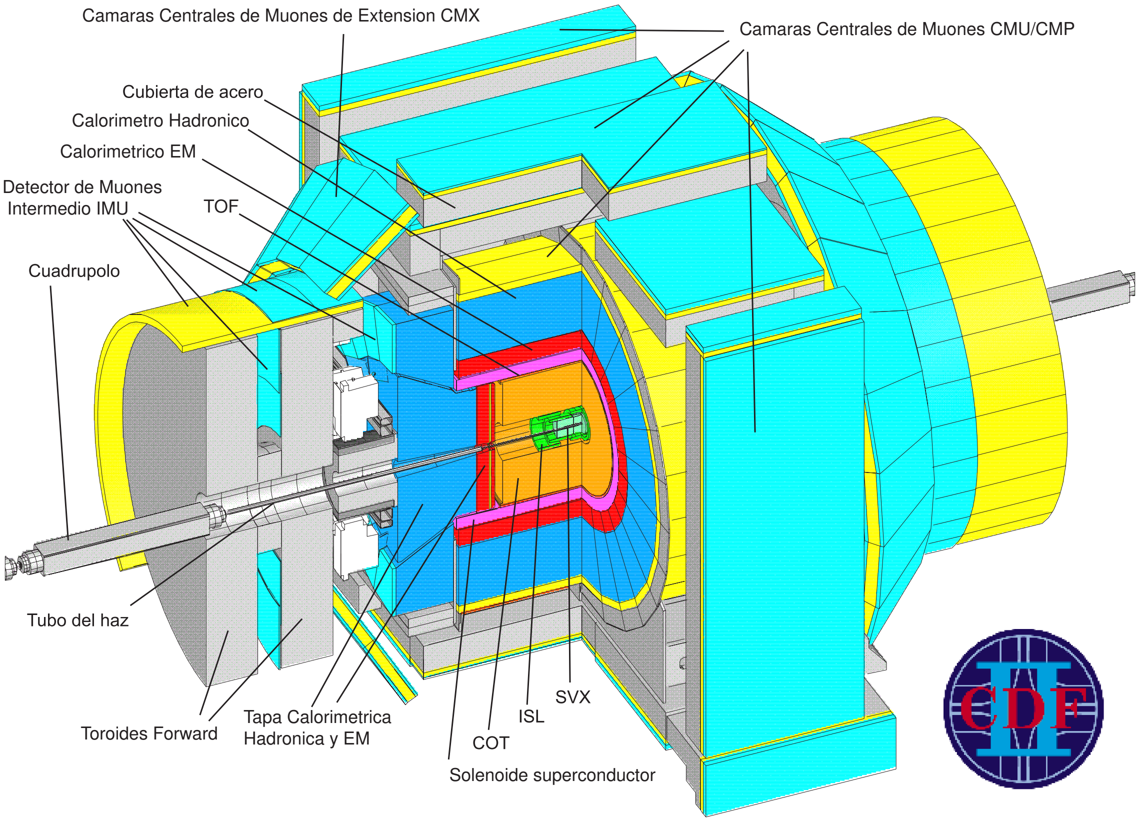


Figura 7.2: *Dibujo esquemático del detector CDF.*

Los sistemas de *tracking* se encuentran contenidos en un solenoide superconductor de 1.5m de radio y 4.8m de longitud que genera un campo magnético de 1.4T paralelo al eje del haz. CDF usa un sistema de coordenadas donde el ángulo polar θ se mide a partir de la dirección del haz de protones, el ángulo acimutal ϕ se mide alrededor de la dirección del haz, y la pseudo-rapidity se define como $\eta = -ln(tan(\theta/2))$.

La alta luminosidad del Run2 del Tevatron ha requerido grandes cambios en el aparato experimental de CDF. En particular, el sistema de *tracking* se reemplazó con una combinación nueva y más óptima de una cámara de deriva y un detector de vértices de silicio. La calorimetría está ahora basada exclusivamente en centelladores, la electrónica y el *trigger* son completamente nuevos y el software ha sido reescrito usando lenguaje C++ y arquitectura Orientada a Objetos. En la figura 7.3 se muestra una vista alzada en la que se aprecian parte de los nuevos componentes del detector CDF [4] para el Run2, destacando la introducción de un nuevo subdetector de Tiempo de Vuelo (TOF) y un nuevo detector de vértices de silicio (SVX).

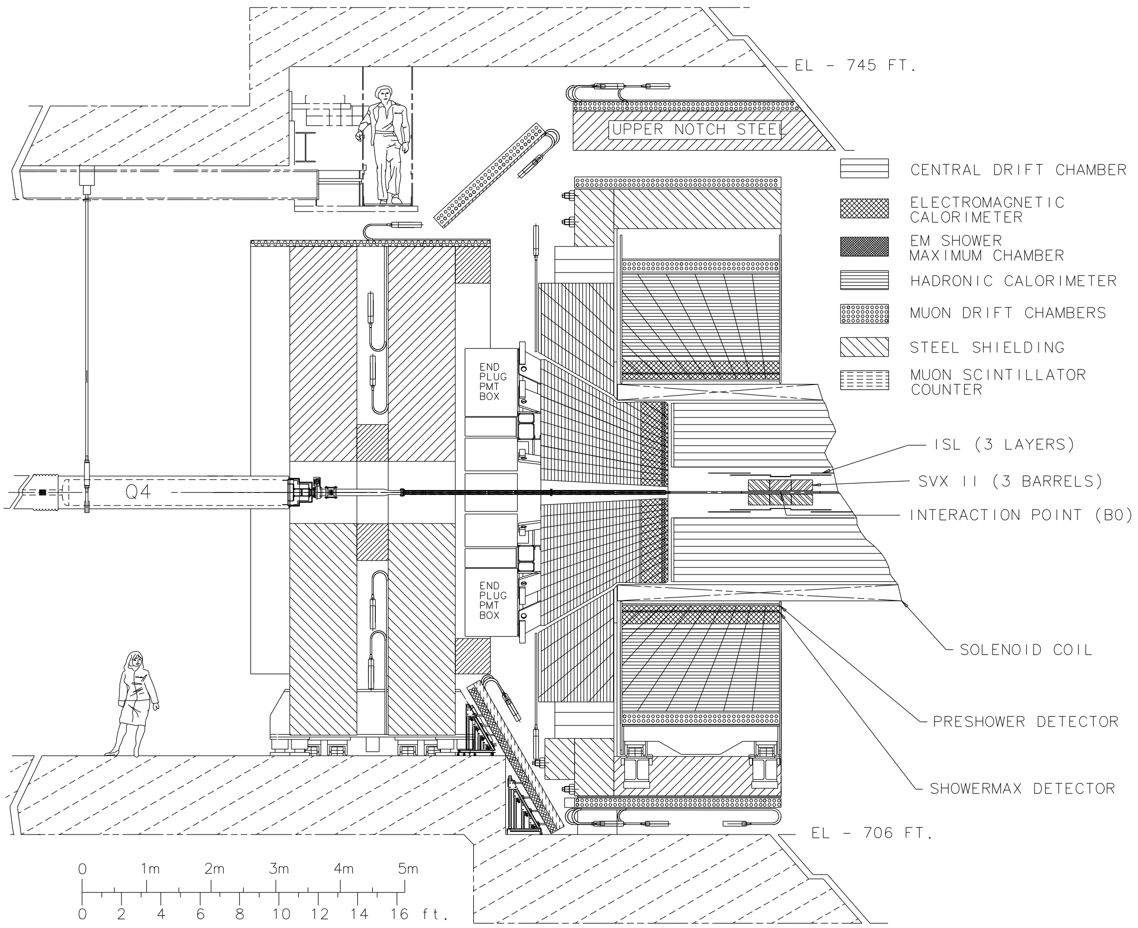


Figura 7.3: *Vista alzada del detector CDF.*

7.3 Participación en CDF

El grupo de AAEE del Departamento de Física Moderna del IFCA colabora en el experimento CDF en el *Upgrade* de dos de sus subdetectores: las Cámaras de Muones y el Detector de Tiempo de Vuelo (TOF). Esto permitió realizar mi trabajo de detector mediante estancias en Fermilab colaborando en el estudio de los detectores de Muones, en la calibración de los fotomultiplicadores del TOF y en el desarrollo de software OO en C++ para el programa de reconstrucción offline del TOF. Al mismo tiempo tuve la oportunidad de conocer en profundidad el detector CDF preparado para una colisión hadrónica que nada tiene que ver con la colisión limpia e^+e^- desarrollada en LEP. A continuación se describe brevemente el trabajo desarrollado y los resultados obtenidos.

7.3.1 Detectores de Muones

El trabajo consistió en el estudio del deterioro de dos de los componentes de los detectores de muones de CDF utilizados en el RUN1:

- CSX (Central Scintillators eXtension) [5]: 2 arcos (Este/Oeste) con 2 capas de centelladores y un fotomultiplicador (PMT) acoplado en uno de los extremos. Forman parte del sistema de muones denominado CMX (Central Muon eXtension) que se usó en el RUN1. El estudio trataba de obtener una visión de su estado actual y medir su eficiencia de trabajo con cósmicos. Los detalles del trabajo realizado se encuentra recogido en la referencia [6]. La eficiencia media del sistema resultó ser del 97%, el punto de trabajo medio se situaba en 1.95kV; los centelladores presentaban poca o casi nula degradación.
- CMU (Central MUon detector) y CMP (Central Muon uPgrade detector) [7]: Desmontaje y estudio del deterioro de los fotomultiplicadores y centelladores, calibración y mejora del sistema mediante introducción de fibra óptica en los bordes de los centelladores.

7.3.2 Detector de Tiempo de Vuelo (TOF)

El detector de Tiempo de Vuelo TOF (Time Of Flight) [8] es un componente nuevo de CDF para el Run2. Se encuentra localizado entre el COT (Central Outer Tracker) y el solenoide superconductor (ver figura 7.4)

El objetivo del TOF es asignar un tiempo de vuelo a las partículas cargadas desde el punto de interacción hasta el TOF por medio de la ayuda proporcionada por el *tracking* (principalmente del COT). Mediante este tiempo de vuelo es posible distinguir entre distintos tipos de partículas pesadas. Así se puede distinguir entre piones, protones y kaones para diversos rangos de momentos como se aprecia en la figura 7.5.

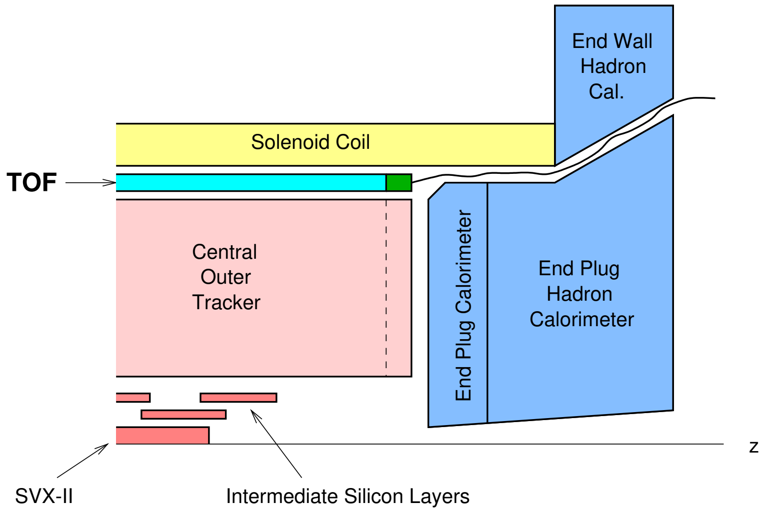


Figura 7.4: *Esquema de la situación del TOF en CDF.*

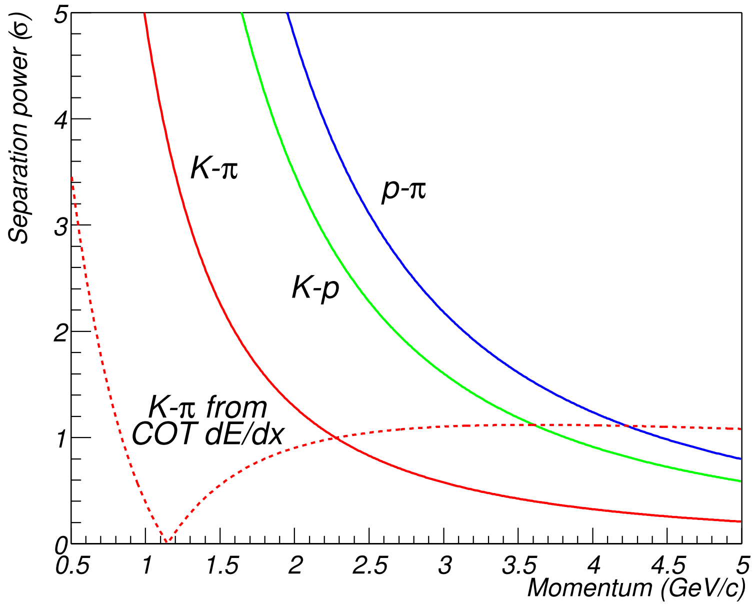


Figura 7.5: *Poder de separación de partículas del TOF.*

El sistema consta de 216 barras de centellador con 2974 mm de longitud y una sección de 40×40 mm (en azul claro en la figura 7.4), con fotomultiplicadores (en verde en la figura 7.4) acoplados en ambos extremos. Se espera poder alcanzar una resolución temporal de hasta 100 ps.

El trabajo realizado en este subdetector consistió de dos partes claramente diferenciadas:

- Participación en la calibración de los Tubos Fotomultiplicadores. Se midió su resolución temporal (<100 ps) y se realizó un test de ganancia dentro y fuera de un campo magnético de 1.4T: factor medio de reducción de ganancia del orden de 400. El trabajo esta descrito en la referencia [9]
- Participación en el desarrollo e integración del código (Lenguaje C++ Orientado a Objetos) dentro del entorno de trabajo de CdfSoft2 (en desarrollo) del software de reconstrucción offline del TOF. Se desarrollaron 3 algoritmos de asociación *hit*-traza para asignación tiempo de vuelo a partículas. Se hizo un test de eficiencias de asociación con MC y datos reales, resultando unas eficiencias de asociación de entre el 70 y el 80%, dependiendo del algoritmo empleado

7.4 Producción del Higgs neutro supersimétrico en el Tevatron

El mecanismo de producción dominante para los bosones de Higgs a las energías del Tevatron es, en todos los casos, la producción de Higgs individuales a través de fusión de gluones (gg $\rightarrow \Phi$, con $\Phi = h, H, A$). La sección eficaz de este proceso oscila entre 0.03 y 30 pb (creciente con $\tan\beta$). Pero la búsqueda en este canal se ve empañada por la gran cantidad de fondo presente en el modo de desintegración dominante de los bosones de Higgs neutros ($\Phi \rightarrow$ b$\bar{\text{b}}$).

Sólo en el caso del sector del MSSM, y para valores grandes de $\tan\beta$, las tasas para la producción asociada gg, q$\bar{\text{q}}\rightarrow$ b$\bar{\text{b}}\Phi$ aumenta de forma significativa debido al fuerte acoplamiento de Yukawa con los quarks de tipo b. La producción de los bosones de Higgs del MSSM neutros en el Tevatron [10], por tanto, tiene lugar como subproducto de la colisión hadrónica $p\bar{p}$ principalmente a través de los diagramas que se muestran en la figura 7.6.

Además, para valores grandes de $\tan\beta$, las desintegraciones a quarks b se ven favorecidos (proporcionales a $\tan\beta$ en el caso del bosón A) frente a los del quark t (inversamente proporcionales a $\tan\beta$ en el caso del bosón A).

La desintegración h,H$\rightarrow VV$, con V=W,Z, se ve atenuada por un factor $sin(\beta-\alpha)$ y $cos(\beta-\alpha)$ para h y H respectivamente. Por otro lado, la producción asociada $p\bar{p}\rightarrow Vh/VH$

se ve atenuada por factores $sin^2(\beta-\alpha)$ y $cos^2(\beta-\alpha)$ respecto a las tasas de producción del SM, y sólo en casos especiales del plano (m_A,$\tan\beta$) alcanzan los valores de secciones eficaces de dicho modelo.

De ahí que el canal de búsqueda más poderoso sea el $b\bar{b}\Phi \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, de igual signatura que la búsqueda desarrollada hasta ahora en esta tesis, pero ahora en un entorno no tan limpio como lo eran las colisiones e^+e^- de LEP, si no en una colisión $p\bar{p}$ del Tevatron.

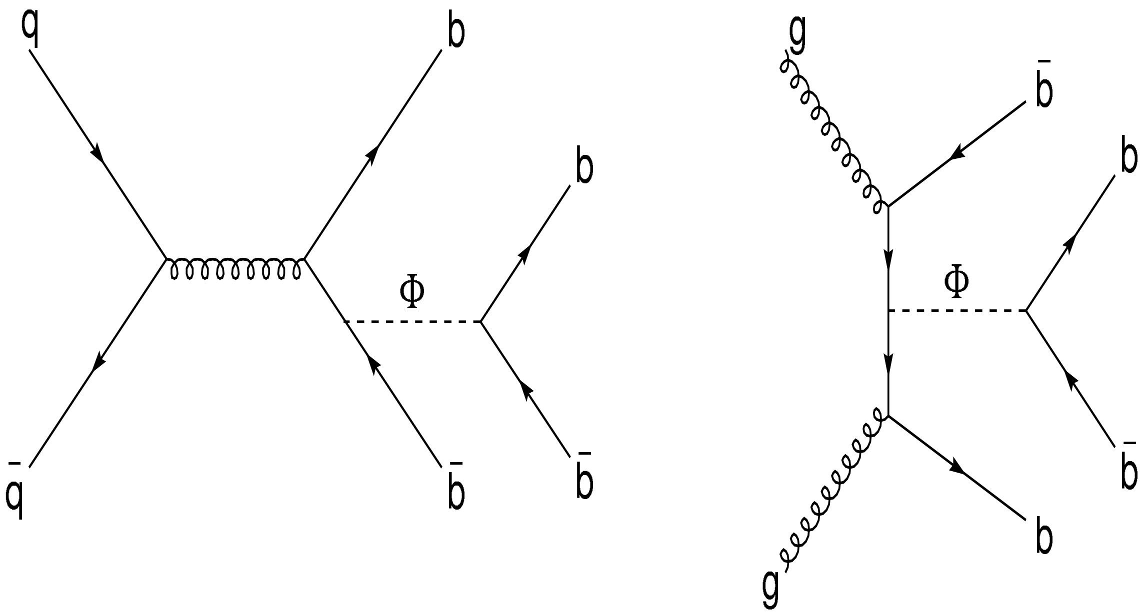


Figura 7.6: *Diagramas típicos de Feynman de orden más bajo del proceso* $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, *con* Φ= *A, h, H.*

La sección eficaz de los procesos de la figura 7.6 tiene valores superiores a 0.1 pb (creciente con $\tan^2\beta$) [11] tal y como se aprecia en la figura 7.7. En este régimen ($\tan\beta\geq 20$), uno de los bosones pares (h o H) posee acoplamientos similares y está siempre degenerado con el bosón A, tal y como se vio en la sección 1.4.4, de ahí que se esté representando $\sigma(b\bar{b}A + b\bar{b}h)$ o $\sigma(b\bar{b}A + b\bar{b}H)$.

Es más, en este caso se satisfacen las siguientes relaciones:

- $m_A > m_h^{max}$:$m_h \simeq m_h^{max}$, $m_H \simeq m_A$
- $m_A < m_h^{max}$:$m_h \simeq m_A$, $m_H \simeq m_h^{max}$

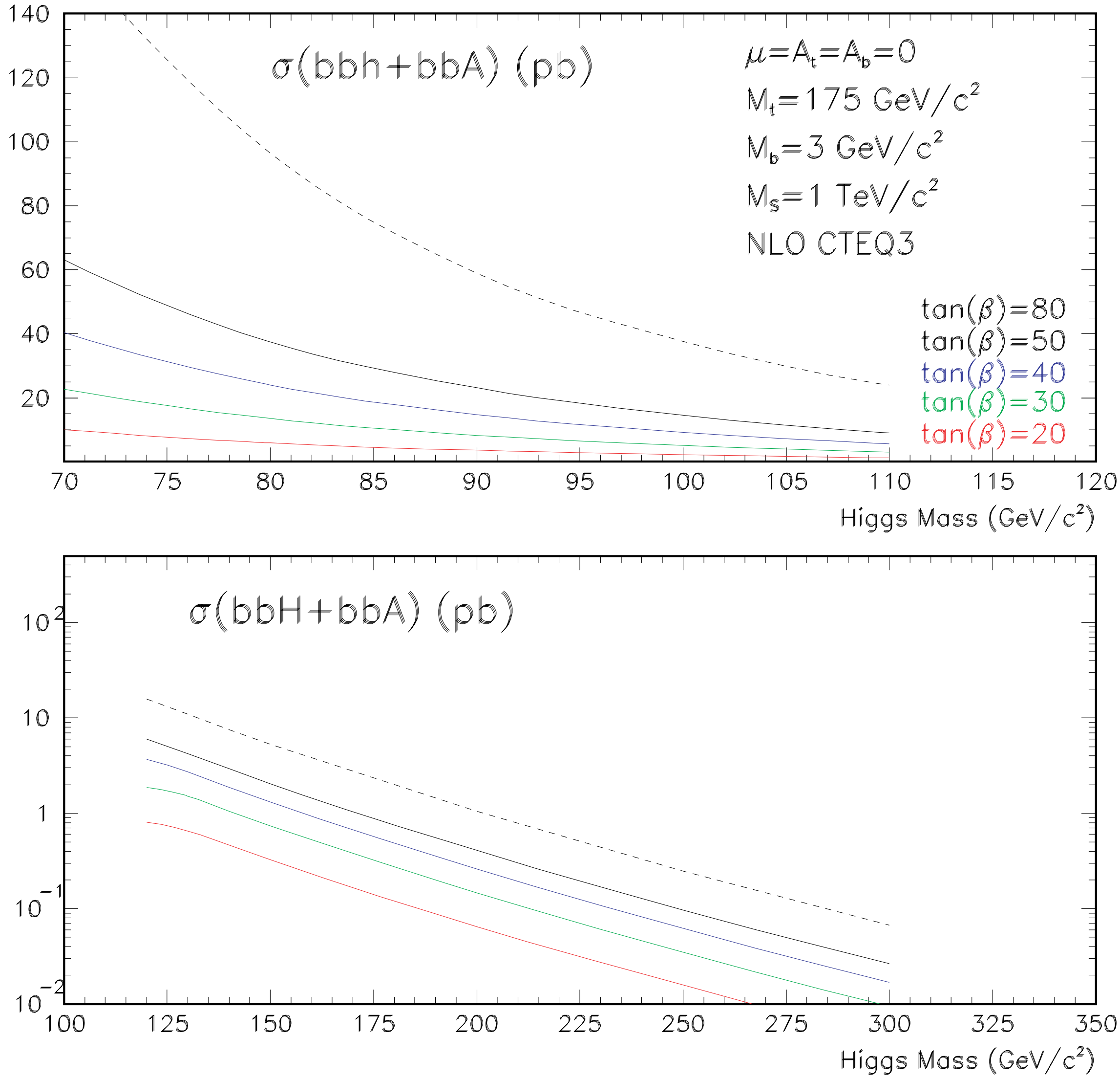


Figura 7.7: *Secciones eficaces del proceso* $b\bar{b}\Phi$.

7.5 Resultados del canal $b\bar{b}b\bar{b}$ en el Run1

Con los datos tomados por CDF durante el Run1 del Tevatron se lograron excluir zonas de alto $\tan\beta$ inalcanzables en LEP, a pesar de las limitaciones estadísticas, sólo 91 pb^{-1} fueron recogidos (véase figura 7.8).

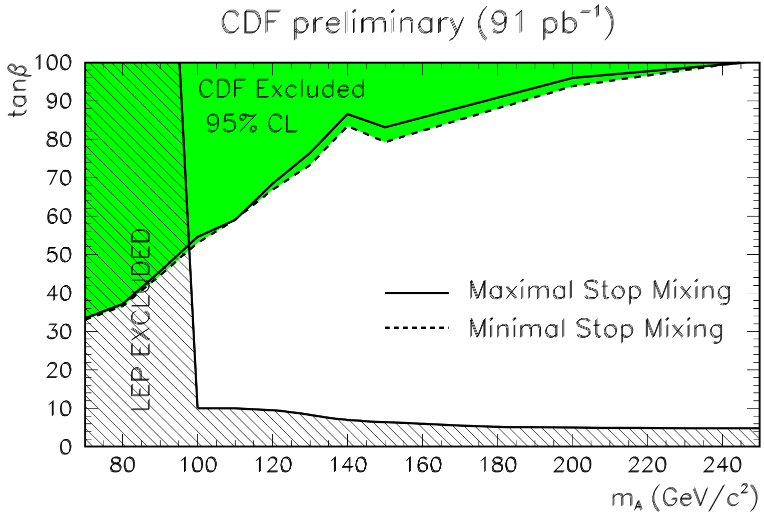


Figura 7.8: *Exclusión en el plano (*$\tan\beta$,m_A*) con los datos de CDF del Run1.*

El análisis desarrollado [11] en esta búsqueda puede resumirse en los siguientes pasos:

- Trigger de Multijets exigiendo 4 *jets*, todos ellos con una energía mínima de 15 GeV y situados en la zona $\mid \eta \mid < 2.1$
- Los dos *jets* más energéticos han de tener energías superiores a 40-75 GeV (dependiendo de la masa de la señal de búsqueda m_h=70-200 GeV/c^2)
- Se requieren que al menos 3 de los *jets* estén etiquetados como quarks b
- Se reconstruye la señal $\Phi \rightarrow b\bar{b}$

La principal fuente de fondo de este canal son los procesos de QCD $gg \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, cuya sección eficaz, por otro lado, es indeterminada.

7.6 Perspectivas del canal $b\bar{b}b\bar{b}$ en el Run2

Las zonas de exclusión o descubrimiento [12] dependen de la luminosidad acumulada durante el Run2 y se muestran en la figura 7.9. Si se cumplen las previsiones anunciadas (véase tabla 7.1) de unos 15 fb^{-1} para 2007, un cálculo reciente [13] prevé una total exclusión al 95%

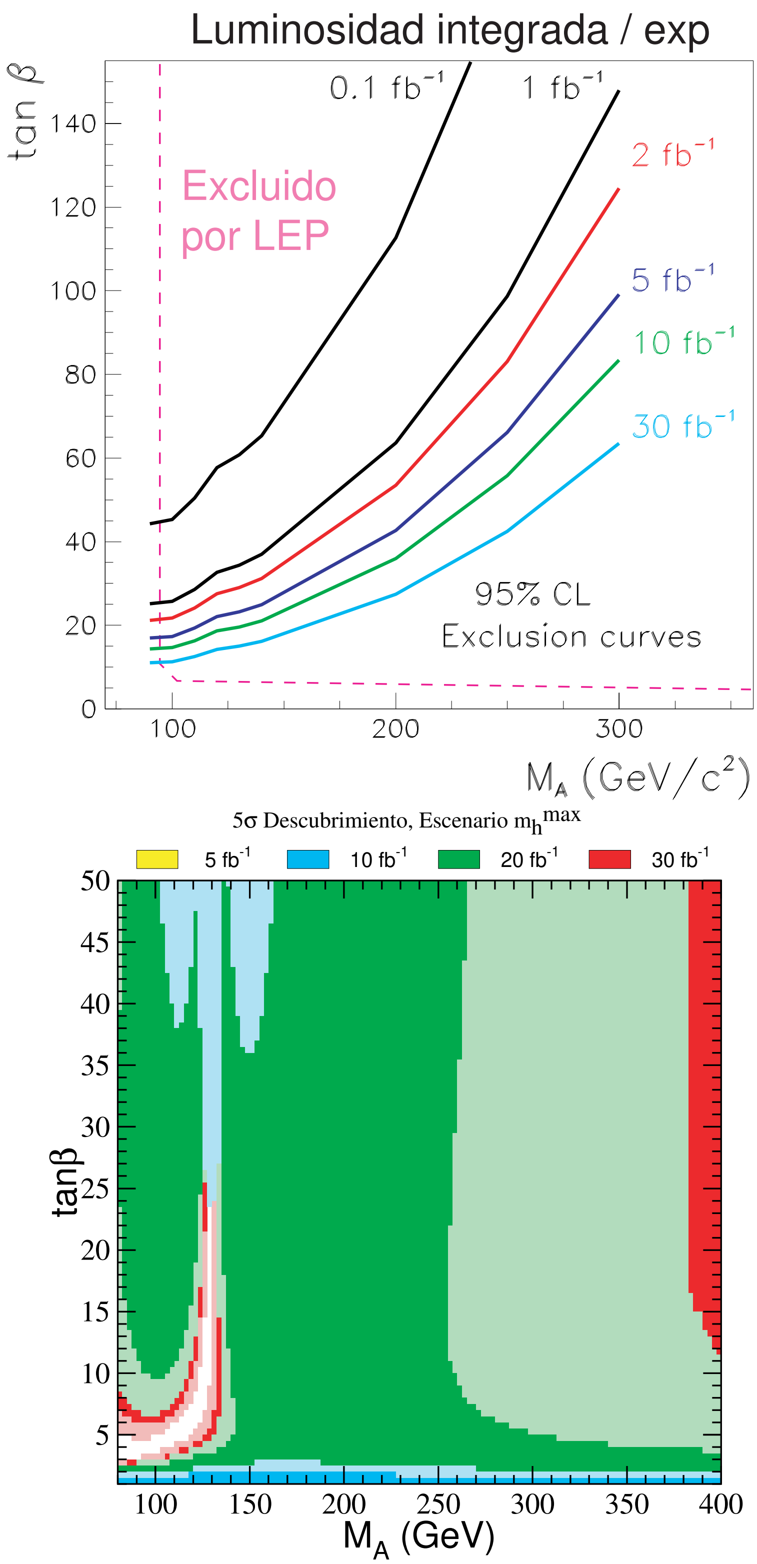


Figura 7.9: *Zonas de exclusión (arriba) y descubrimiento (abajo) en el plano ($\tan\beta$,m_A) con los datos del Run2 en función de la luminosidad acumulada por experimento.*

Bibliografía

[1] J. Mariiner *et al.*, "The Tevatron Run II Handbook", documento www `http://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html`

[2] `http://www-fmi.fnal.gov/`

[3] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, NIM A 271 (1988) 387

[4] F. Abe *et al.*, "The CDF II Detector Technical Design Report", FERMILAB-Pub-96/390-E

[5] P. Giromini *et al.*, "The Central Muon Extension Scintillators", Nota CDF 3989 (1996)

[6] J. Fernández *et al.*, "Test of the Central Muon Extension scintillators", Nota CDF 5006 (1999)

[7] L. Cerrito *et al.*, "Performance of the CMU and CMP Muon Chambers", Nota CDF 6055 (2002)

[8] The CDF Collaboration, "A Time Of Flight system for CDF", Nota CDF 2573 (1994)

[9] CDF TOF Group, "A Time-of-Flight Detector for CDF". Nota CDF 5499 (2000)

[10] M. Carena, S. Mrenna and C. E. Wagner, Phys. Rev. D 60 (1999) 075010

[11] Juan A. Valls, "Search for Neutral MSSM Higgs Bosons via $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$with Phi=h,H,A", Nota CDF 4641 (1998)

[12] Juan A. Valls, "CDF Run II Discovery Reach for Neutral MSSM Higgs Bosons via $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$", Nota CDF 4964 (1999)

[13] V. Drollinger *et al.*, "MSSM Higgs Discovery Potential at Tevatron with new Benchmark Scenarios for Hadron Colliders", Nota CDF 6030 (2002)

Conclusiones

En este trabajo se han analizado los datos medidos en el experimento DELPHI y producidos por el acelerador LEP durante los años 1999 y 2000 a energías de colisión de 192 a 209 GeV que corresponden a una luminosidad total de 452 pb^{-1}. El objetivo era buscar señales de partículas neutras de Higgs en el modelo MSSM en el canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ a 4 *jets* producidos por quarks b.

Debido a la presencia de cuatro quarks b en el estado final, la identificación de este tipo de partículas resulta. Por ello se ha desarrollado un etiquetado de quarks b optimizado para señal la $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ a partir del b-tagging desarrollado en la colaboración DELPHI para sucesos Z^0, mediante un método denominado ecualización al igual que se realizó en el análisis del Higgs del SM en el canal hadrónico. El b-tagging ecualizado desarrollado en esta tesis resulta ser óptimo en términos de rechazo de fondo fijada una eficiencia de señal logrando hasta un 40 % más de reducción de fondo. Este trabajo ha sido incluido en la publicación de DELPHI acerca de b-tagging [1].

Para la selección de sucesos se construyó una variable multidimensional de tipo Red Neuronal que combina un total de 12 variables que permiten discernir la señal del fondo de forma óptima. Entre ellas se encuentran 2 variables de suceso que emplean el b-tagging ecualizado (permitiendo suprimir por completo el fondo $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ para una eficiencia del orden del 40%), el ángulo de producción del bosón (para de forma teórica diferenciar el fondo irreducible $\mathrm{ZZ}\rightarrow\mathrm{b\bar{b}b\bar{b}}$ de la señal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$) y el resto son variables cinemáticas y de forma (que reducen el fondo QCD).

El resultado del análisis llevado a cabo en este trabajo muestra un buen acuerdo entre los datos y las predicciones del SM en todo el rango de eficiencias de la señal. El rango de masas analizado varía para m_h entre 12 y 103 GeV/c^2 y para m_A entre 12 y 194 GeV/c^2. En particular en la región de masa en torno a 180 GeV/c^2, la distribución de candidatos observados es compatible con los que se esperan debidos a la producción ZZ y en especial de $\mathrm{ZZ}\rightarrow 4\mathrm{b}$.

El test de compatibilidad usando sólo el canal 4b del $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ muestra que los datos se corresponden con la hipótesis de sólo fondo (figura de la página siguiente). De este modo se establece un límite inferior global en la masa de los bosones h y A en torno a

90 GeV/c^2 (89.1 y 90.0 GeV/c^2 respectivamente) al 95% de confianza, al mismo tiempo que se excluyen varias regiones del espacio de parámetros (m$_A$, $\tan\beta$) en los dos escenarios del MSSM considerados mediante la combinación con los análisis de búsqueda del canal h^0Z^0 del SM de DELPHI. Estos resultados se incluyen en la publicación DELPHI como análisis oficial de la colaboración [2]. El análisis desarrollado supone una mejora respecto al análisis previo de DELPHI del orden de 0.5 GeV/c^2 más en el límite final esperado. La combinación de los resultados con los de los otros 3 experimentos de LEP permite mejorar los límites finales en masa en torno a valores próximos a las masa del bosón Z.

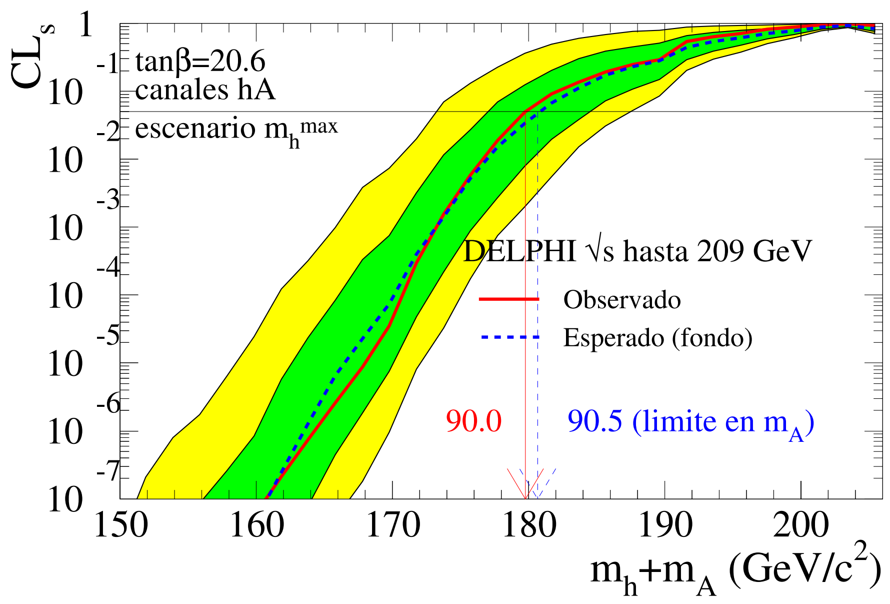


Figura 7.10: *Test de compatibilidad utilizando sólo el canal 4b*

Finalmente, se han expuesto las perspectivas de búsqueda de estas partículas en el detector CDF del Tevatron. La toma de datos del Tevatron comenzó en marzo de 2001 y espera acumular un total de 15 fb^{-1} para finales del 2007 lo que permitiría excluir regiones del plano (m$_A$, $\tan\beta$) para altos valores de $\tan\beta$ donde la producción del Higgs del MSSM se ve realzada, en el caso de que no haya descubrimiento.

Bibliografía

[1] CERN-EP Paper 294/Draft 2 , *b-tagging in DELPHI at LEP*, de próxima publicación en Nuclear Instrumental Methods.

[2] DELPHI Collaboration, CERN-EP/2002 (312), de próxima publicación en European Physics Journal

Apéndice A

Generadores de Monte Carlo para procesos de fondo

El objetivo de los programas denominados generadores de sucesos es proporcionar la información sobre las partículas producidas en la interacción necesaria para simular un suceso en el detector. Los generadores, por tanto, proporcionan mediante el método de Monte Carlo una colección de sucesos para los diferentes procesos estudiados, los cuales siguen las distribuciones cinemáticas correspondientes a dicho proceso.

Existe un formato estándar para guardar toda la información correspondiente a un suceso, que es el denominado `common` de `LUND`, y que es el empleado por DELPHI. Además, en el caso de estados finales con quarks, hace falta un modelo que describa la emisión de gluones, los procesos de fragmentación y las desintegraciones de los hadrones inestables. En DELPHI se usa para esto el programa `JETSET` [1], con el *tunning* para estos procesos realizado con los datos de desintegraciones del Z^0 acumulados en LEP1.

En DELPHI se utilizaron generadores que describían lo mejor posible los estados finales estudiados. En particular, el generador *KK2f* [2] se ha empleado para los procesos a dos fermiones del tipo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, comúnmente conocido como fondo QCD. Anteriormente en DELPHI se utilizaba el generador `PYTHIA` [3], ya que las mejoras introducidas en este generador en su evolución desde la versión 5.7 hasta la actual 6.156 incluían todos los efectos relevantes para este estudio, como un tratamiento más exacto de la radiación en estado inicial y final, *splitting* de gluones, efectos de masa de los quarks, etc. Sin embargo finalmente se optó por *KK2f* por incluir todas esas características y además poseer un mejor tratamiento del *splitting* de gluones sin tener que ser introducido *a posteriori* como sucedía con `PYTHIA`. Ambos generadores se comparan en la figura A.1 para dos variables relevantes: el ángulo polar θ del *jet* y una variable de *b*-tagging.

Para generar los procesos a cuatro fermiones se ha utilizado *WPHACT* [4] que reemplazaba al generador utilizado previamente en DELPHI para este tipo de procesos: `EXCALIBUR` [5]. *WPHACT* se caracteriza por la introducción de la contribución V_{cb} y de los efectos de masa de sucesos W^+W^- respecto a `EXCALIBUR`. Ambos generadores se comparan en la figura A.2 para cuatro variables: mínima masa de *dijet*, suma del segundo y cuarto momentos de Fox-Wolfram, ángulo polar θ del *jet* y una variable de b-tagging.

Con el cambio de generadores en el año 2001 la colaboración DELPHI hizo un gran esfuerzo de simulación aumentando el número de sucesos generados a casi el doble de la inicial con lo que se pasó de unos 9 a 16 millones de sucesos tal y como se expuso en la sección 3.2.3, con el consecuente volumen de computación que ello conlleva: tiempo de cálculo de procesador (CPU), almacenamiento informático de los sucesos simulados con su correspondiente información de variables (se pasó de los 31GB iniciales a 80GB en formato de *ntuplas*), etc., sin olvidar la repetición de toda esta secuencia para el procesado empleado en el análisis realizado de forma *online* durante la propia toma de datos (C+S) hasta alcanzar el procesado final (E+U) [6].

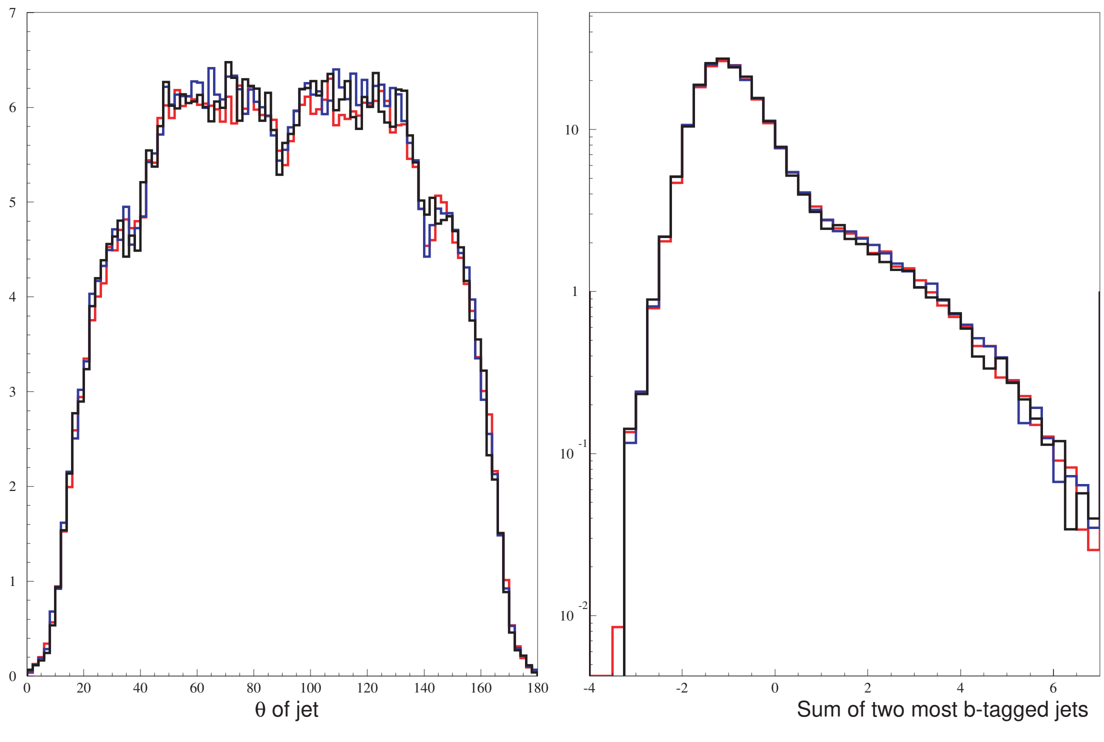


Figura A.1: Comparación del generador KK2F (en rojo) frente a PYTHIA (versión 6.156 en azul, versión 6.125 en negro) en sucesos a 2f para las variables: ángulo polar θ del *jet* (izquierda) y la variable de b-tagging para los dos *jets* más altos (derecha).

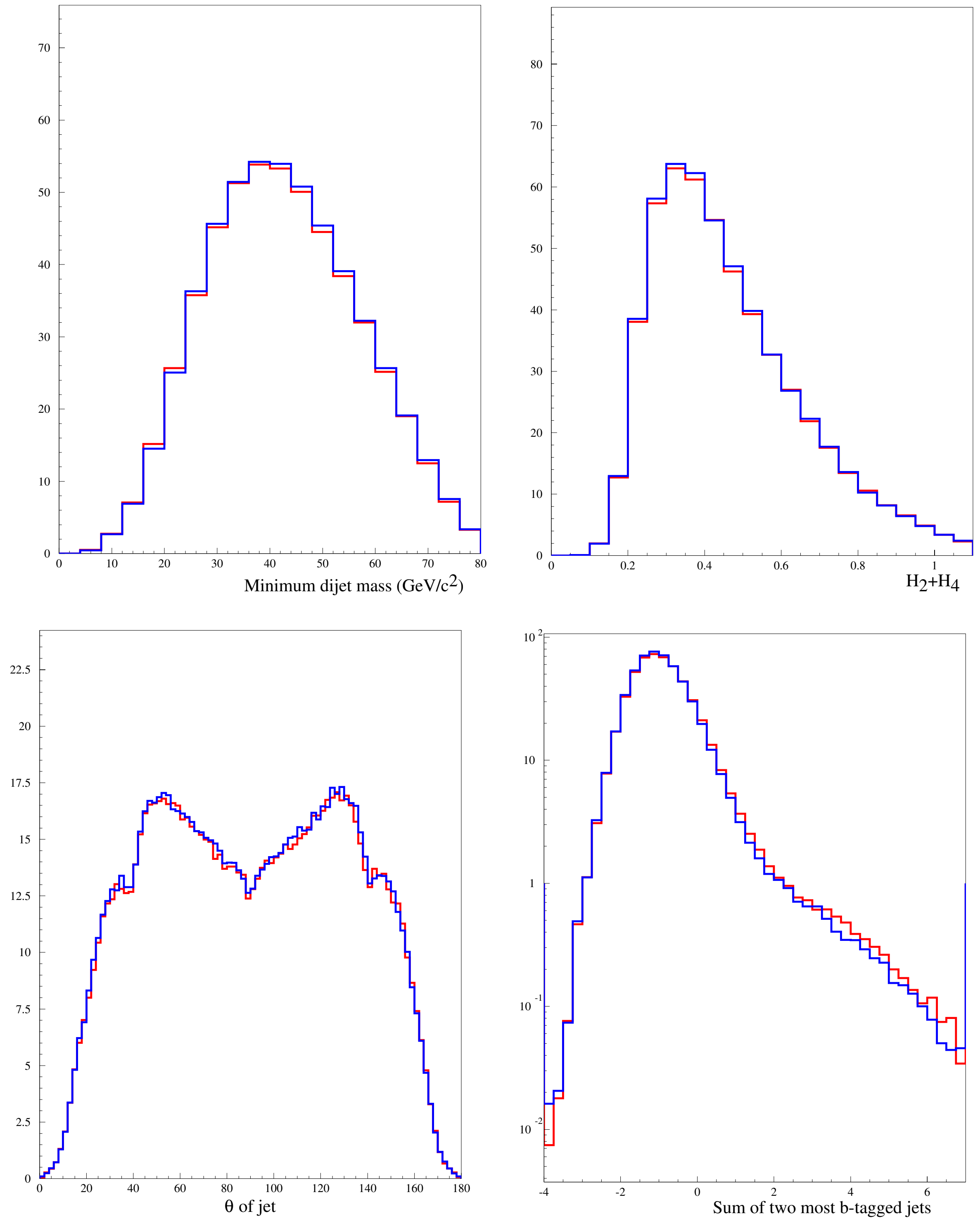


Figura A.2: Comparación del generador WPHACT (en rojo) frente a EXCALIBUR (en azul) en sucesos a 4f para cuatro variables: mínima masa de *dijet* (arriba izquierda), suma del segundo y cuarto momentos de Fox-Wolfram (arriba derecha), ángulo polar θ del *jet* (abajo izquierda) y la variable de b-tagging para los dos *jets* más altos (abajo derecha).

Bibliografía

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

[2] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Comp. Phys. Comm. 130 (2000) 260;
S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Phys. Rev. D 63 (2001) 113009

[3] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1997) 863

[4] E. Accomando y A. Ballestrero, Comp. Phys. Comm. 99 (1997) 270;
E.Accomando,A. Ballestrero y Ezio Maina hep-ph/0204052 (2002);
A.Ballestrero, R. Chierici, F.Cossutti,E. Migliore, CERN-EP/2002 (069)

[5] F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. 85 (1995) 437

[6] J. Fernández *et al.*, *Search for MSSM neutral Higgs bosons in the 4b channel at LEP200* , Nota DELPHI 2002-020 PHYS 920 (2002)

Apéndice B

Eficiencias de señal para $m_h \neq m_A$

m_h(GeV/c^2)	m_A	$\sqrt{s}$ = 199.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV	$\sqrt{s}$ = 206.5 GeV U1
12.0	70.0	24.6 ± 0.7	23.2 ± 0.7	21.8 ± 0.6
12.0	110.0	61.2 ± 1.1	59.6 ± 1.1	53.7 ± 1.0
12.0	150.0	51.4 ± 1.0	56.0 ± 1.1	53.9 ± 0.8
12.0	170.0	37.2 ± 0.9	43.4 ± 0.9	41.4 ± 0.9
12.0	194.0		12.9 ± 0.5	12.1 ± 0.4
30.0	50.0	20.3 ± 0.6	15.4 ± 0.6	15.2 ± 0.4
30.0	90.0	66.8 ± 1.2	67.5 ± 1.2	65.7 ± 1.1
30.0	110.0	71.9 ± 1.2	72.0 ± 1.2	68.5 ± 1.2
30.0	150.0	64.6 ± 1.3	69.4 ± 1.2	64.9 ± 1.1
30.0	176.0		29.6 ± 0.8	29.9 ± 0.6
40.0	50.0	51.6 ± 1.0	47.5 ± 0.9	46.2 ± 0.7
50.0	60.0	68.0 ± 1.2	66.8 ± 1.1	66.3 ± 1.0
50.0	90.0	79.0 ± 1.3	78.4 ± 1.3	76.3 ± 1.1
50.0	110.0	82.1 ± 1.3	81.2 ± 1.3	79.4 ± 1.0
50.0	130.0	78.2 ± 1.2	79.9 ± 1.3	78.3 ± 1.2
50.0	156.0		61.1 ± 1.1	59.4 ± 0.8
60.0	70.0	77.6 ± 1.3	75.1 ± 1.2	74.0 ± 1.0
60.0	80.0	79.5 ± 1.3	78.1 ± 1.2	77.9 ± 1.0
60.0	90.0	82.7 ± 1.3	82.1 ± 1.3	79.6 ± 1.0
60.0	100.0	81.9 ± 1.3	73.7 ± 1.2	80.5 ± 1.2
70.0	80.0	82.6 ± 1.4	80.9 ± 1.3	79.3 ± 1.1
70.0	90.0	86.1 ± 1.3	83.8 ± 1.3	82.0 ± 1.1
70.0	110.0	85.7 ± 1.3	85.3 ± 1.3	86.0 ± 1.0
70.0	130.0		83.3 ± 1.3	81.4 ± 1.0
70.0	136.0		77.5 ± 1.2	78.0 ± 0.9
80.0	85.0	86.5 ± 1.3	85.7 ± 1.4	85.4 ± 1.0
80.0	90.0	88.6 ± 1.3	89.4 ± 1.3	85.8 ± 1.0
80.0	100.0	88.8 ± 1.4	90.1 ± 1.3	86.8 ± 1.1
85.0	90.0	89.5 ± 1.3	88.8 ± 1.3	87.1 ± 1.0
85.0	95.0	89.0 ± 1.3	89.2 ± 1.3	88.5 ± 1.3
90.0	95.0	89.0 ± 1.3	89.0 ± 1.3	87.4 ± 1.0
90.0	100.0	87.8 ± 1.3	89.6 ± 1.3	87.5 ± 1.0
90.0	110.0		85.7 ± 1.3	84.7 ± 1.0
90.0	116.0		82.1 ± 1.3	80.8 ± 1.0

Tabla B.1: *Eficiencias de selección (en %) de señal* h^0A^0 *en función de las masas de los bosones h y A. Los errores mostrados son sólo estadísticos.*

Agradecimientos

En primer lugar quisiera agradecer al grupo de Altas Energías de la Universidad de Cantabria el haber aportado todos los medios y facilidades para la realización del doctorado y por haberme permitido trabajar entre ellos en un ambiente inmejorable haciendo que estos cuatro años pasasen como una exhalación.

La mayor parte de mis conocimientos en esto de las AAEE se lo debo a Javier Cuevas Maestro, profesor y amigo, sin el cual yo ahora no estaría escribiendo estas líneas. Sin su dedicación, su enorme espíritu crítico, su paciencia conmigo y su buen humor, este trabajo no hubiese sido posible.

Agradezco a Jesús Marco por, al igual que Javier, depositar su confianza en mi, su perseverancia, su buen humor y toda la ayuda prestada, en especial en temas burrocráticos.

No quiero olvidarme del resto de integrantes de este grupo familia con los que he convivido en Santander: Celso Martínez, Alberto Ruiz, Francisco Matorras, Rafael Marco, Isidro González, Guillelmo Gómez, Jónatan Piedra, Jose María López, Rocío Vilar, Gervasio Gómez, Teresa Rodrigo, Iván Vila, David Rodríguez y todos aquellos que probablemente me dejo en el tintero y que han sabido aguantarme durante este tiempo. Sin su ayuda esto tampoco hubiera sido lo mismo.

Por último agradecer a mi familia y amig@s por su constante apoyo y comprensión a lo largo de este periodo que se hizo más largo para ellos que para mí, haciéndome olvidar de la Física por un momento durante mis ratos de evasión de este mundillo.

A todos vosotros: gracias.

Índice de Figuras

Índice de Tablas