ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES DE LOS BOSONES *W* Y SU APLICACIÓN A BÚSQUEDAS DE NUEVAS PARTÍCULAS EN EL EXPERIMENTO DELPHI

Instituto de Física de Cantabria
(CSIC-Universidad de Cantabria)
y
Departamento de Física Moderna
(Universidad de Cantabria)

Memoria presentada por:
Guillelmo Gómez-Ceballos y Retuerto
para optar al grado de Doctor
en Ciencias Físicas

D. Francisco Matorras Weinig, doctor en Ciencias Físicas y Profesor Titular de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Cantabria,

Certifica:

Que la presente memoria: **'Estudio de las propiedades de los bosones W y su aplicación a búsquedas de nuevas partículas en el experimento DELPHI'**, ha sido realizada bajo mi dirección en el Departamento de Física Moderna de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Cantabria por *Guillelmo Gómez-Ceballos y Retuerto*, para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, presento ante la Universidad de Cantabria esta memoria, firmando el presente certificado:

Santander, a 25 de Junio de 2001

Índice General

Introducción.

Esta tesis resume una buena parte del trabajo realizado durante estos cuatro años dentro de la colaboración DELPHI del colisionador e^+e^- LEP. Se han estudiado diferentes procesos en los que al menos aparece un leptón. Se han desarrollado nuevos algoritmos que han mejorado los ya existentes en varios análisis, habiéndose dedicado una especial atención a sucesos con leptones τ.

En el **capítulo 1** se describirán los aspectos principales del Modelo Estándar y de modelos que van más alla de él. No se tratará de dar una explicación exhaustiva de todos estos modelos, sino de tan solo dar las ideas generales de todas estas teorías. Una sección de este capítulo estará especialmente dedicada al leptón τ, pues como ya he dicho, para una gran parte del análisis juega un importante papel.

Los aspectos generales del acelerador LEP, y especialmente del experimento DELPHI, serán detallados en el **capítulo 2**. Se explican las características más importantes de cada uno de los detectores que forman parte de dicho experimento.

En el **capítulo 3** se detallan las propiedades más importantes de todos los procesos que podemos encontrar, tanto de los que para nosotros serán *señal*, como de los que serán *fondo*. En este mismo capítulo se explican los criterios de identificación del leptón.

Se han medido las secciones eficaces de producción de los procesos $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ y $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\nu_l$, y las fracciones de desintegración del bosón W. Estos resultados, así como la selección aplicada para luego obtener estas medidas, se detallan en el **capítulo 4**.

Se ha buscado señales de nueva física en topologías similares a las de los bosones W estudiados. En particular se han buscado indicios de la producción de pares H^+H^- en los canales $\tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ y $c\overline{s}\tau^-\overline{\nu}_\tau$ (y su conjugado). Se ha utilizado por primera vez el ángulo polar del bosón y la polarización del τ para discriminar esta señal del fondo proveniente de pares de bosones W. Todo ello se describe en el **capítulo 5**.

El **capítulo 6** detalla la búsqueda de sucesos compatibles con la producción de un bosón de Higgs neutro H, acompañado de un bosón Z, donde el bosón H se desintegra a partículas *invisibles* y el bosón Z a un par de leptones.

Se han buscado señales de *Technicolor* en procesos $e^+e^- \rightarrow \rho_T^* \rightarrow \pi_T^+\pi_T^- \rightarrow bc\tau\nu$ y $e^+e^- \rightarrow \rho_T^* \rightarrow \pi_T^+W_L^- \rightarrow bcl\nu$. Estas topologías son similares a los sucesos $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\nu_l$, con el requerimiento además de que un quark b y un quark c estuvieran presentes en el estado final de la reacción. Todo ello se detalla en el **capítulo 7**.

Finalmente en el **capítulo 8** se presentan las conclusiones de esta tesis.

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría.

1.1 Introducción

En este capítulo se introduce brevemente el Modelo Estándar y alguno de los modelos que se extienden más alla de él. En particular se describirán los procesos que dan lugar a 4 fermiones que son objeto de análisis en este trabajo. Además se dedicará una sección especial al leptón τ, pues para una gran parte del análisis juega un importante papel.

1.2 El Modelo Estándar

La importancia del Modelo Estándar [1] radica en que proporciona una visión conjunta de las interacciones electromagnética, débil y fuerte como teorías *gauge*, unificando las dos primeras. Una teoría gauge viene definida por un grupo de simetría. Las partículas se agrupan en multipletes correspondientes a representaciones de ese grupo. Se exige que la densidad lagrangiana de esa teoría sea invariante frente a transformaciones globales de ese grupo. Hasta aquí se reproduce el comportamiento de partículas libres, sólo los términos cinéticos están en el lagrangiano. Cuando se requiere invariancia frente a transformaciones locales (gauge), dependientes de las coordenadas espacio temporales, hace falta incluir en el lagrangiano nuevos campos en términos que compensen la variación de la parte cinética. Dichos términos se interpretan como la interacción entre los campos libres y los campos de unas nuevas partículas que son los mediadores de dicha interacción. Son los bosones de intercambio, que tienen *spin* entero (0 o 1) y en principio no tienen masa.

Todo este proceso se aplica directamente a la interacción electromagnética, obteniéndose la teoría gauge llamada Electrodinámica Cuántica (QED) y resultando como bosón de intercambio el fotón (γ). Sin embargo en el caso de la interacción débil aparecen algunas inconsistencias, ya que numerosas medidas experimentales indican que esta interacción es de corto alcance, y de acuerdo con las teorías de Yukawa, si una interacción es de corto alcance y se produce por el intercambio de una partícula, ésta tiene que ser masiva, en contradicción con lo obtenido de aplicar la invariancia local. Para dar masa a los bosones sin perder la invariancia gauge, se propone el mecanismo de Higgs, que introduce un nuevo campo cuya interacción con los restantes, genera la masa de las partículas. Tiene la peculiaridad que interacciona consigo mismo y de esta forma se produce una rotura espontánea de la simetría, ya que aunque el lagrangiano sea invariante, el potencial creado por este campo es tal que el vacío, entendido como el estado de mínima energía de dicho potencial, no es invariante. Las masas de todas las partículas (incluidos los bosones) vienen dadas por términos de acoplamiento entre sus campos y el del Higgs.

El Modelo Estándar agrupa las partículas fundamentales en dos categorías de acuerdo con su *spin*:

- fermiones, de *spin* 1/2
  - **leptones**, no tienen interacción fuerte; habiéndolos cargados e, μ, τ y neutros, los neutrinos correspondientes ν_e, ν_μ, ν_τ.
  - **quarks**, tienen interacción fuerte; u, d, c, s, b, t.
- bosones, *spin* entero
  - de intercambio, W^+, W^-, Z° y γ; mediadores de la interacción electrodébil y 8 gluones, de la interacción fuerte.
  - bosón de Higgs, h, que supuestamente genera las masas de las partículas.

De una de estas partículas aún no se tiene evidencia experimental directa, el bosón de Higgs.

El modelo se divide en dos partes o sectores, por un lado la cromodinámica cuántica, QCD, que es la teoría gauge de la interacción fuerte, basada en el grupo de simetría SU(3) y por otro la teoría gauge de las interacciones débiles y electromagnéticas, conocido como el Modelo de Glashow, Weinberg y Salam (GWS), que se describe con algo más de detalle en la siguiente sección.

1.2.1 Sector electrodébil

El Modelo GWS, está basado en la simetría $SU(2)_L \times U(1)$. Las partículas fundamentales se agrupan formando dobletes de SU(2), para sus partes levógiras y en singletes para las dextrógiras.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \left(e \right)_R \left(\mu \right)_R \left(\tau \right)_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \left(u \right)_R \left(d \right)_R \left(c \right)_R \left(s \right)_R \left(t \right)_R \left(b \right)_R$$

Esta forma de agrupar las partículas se ha introducido para dar cuenta del hecho experimental de que sólo las partes levógiras interaccionan débilmente. Se da la particularidad de que los estados que representan los quarks, no son estados propios de la masa, sino que están relacionados con ellos a través de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, de manera que un estado quark para la interacción débil, es una mezcla cuántica de varios estados quarks reales (en el sentido de partículas con una masa determinada).

En este punto tendríamos que esta simetría produciría 4 bosones sin masa que serían los portadores de la interacción, W_1, W_2, W_3, B. Como se ha dicho, se introduce el bosón de Higgs y el concepto de rotura espontánea de la simetría para dotarlos de masa. Como estamos interesados en los campos físicos que representen partículas y por tanto tengan carga eléctrica definida, hay que realizar una transformación de los campos anteriores, obteniendo:

- $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2)$, bosones W
- $Z_\mu^\circ = W_\mu^3 \cos\theta_w + B_\mu \sin\theta_w$, bosón Z
- $A_\mu = -W_\mu^3 \sin\theta_w + B_\mu \cos\theta_w$, fotón

El parámetro θ_w, ángulo de Weinberg o ángulo de mezcla débil, es libre en el modelo y define el grado de mezcla entre los campos débil y electromagnético puros que hay en los campos físicos. Los resultados experimentales en las medidas de las fracciones de desintegración del bosón Z se muestran en la tabla 1.1 [2].

Modo	Fracción (%)
$Z \to q\bar{q}$	69.89 ± 0.07
$Z \to \mu\mu$	3.367 ± 0.008
$Z \to \tau\tau$	3.371 ± 0.009
$Z \to ee$	3.367 ± 0.005
$Z \to \nu\nu$	20.02 ± 0.06

Tabla 1.1: Resultados experimentales en las medidas de las fracciones de desintegración del bosón Z [2].

Al introducir la invariancia local, aparecen los distintos términos de interacción en el lagrangiano, por corrientes cargadas o neutras. Por ejemplo, el correspondiente a la interacción de un W con un par de fermiones $f\bar{f}$:

$$\mathcal{L}_{Wf\bar{f}} = \frac{-e}{\sin\theta_w 2\sqrt{2}} \bar{f}\gamma_\mu(\ 1 - \gamma_5\ )\ f\ W^\mu \tag{1.1}$$

A primer orden sabemos que:

$$sin^2\theta_w = 1 - \frac{{M_W}^2}{{M_Z}^2} \tag{1.2}$$

1.2.2 Producción de pares W^+W^- en colisionadores e^+e^-

A energías por encima de dos veces la masa del bosón W, $M_W = (80.419 \pm 0.056)\ GeV/c^2$ [2], se pueden producir pares W^+W^- reales. Los diagramas de Feynman a orden más bajo para este proceso se pueden ver en las figuras 1.1 y 1.2. El primero, llamado canal s, corresponde a la aniquilación del par inicial dando un fotón o un Z que a su vez produce el par de bosones W. El segundo, denominado canal t, corresponde al intercambio de un neutrino. Estos diagramas se conocen comúnmente como diagramas 'CC03'. Este nombre viene del hecho de ser los 3 diagramas al orden más bajo de este proceso.

La presencia de los acoplamientos *gauge* γW^+W^- y $Z^\circ W^+W^-$ hace este proceso particularmente interesante por el hecho de ser un test directo de la naturaleza no abeliana de las interacciones débiles. La sección eficaz al orden más bajo viene dada por [3]:

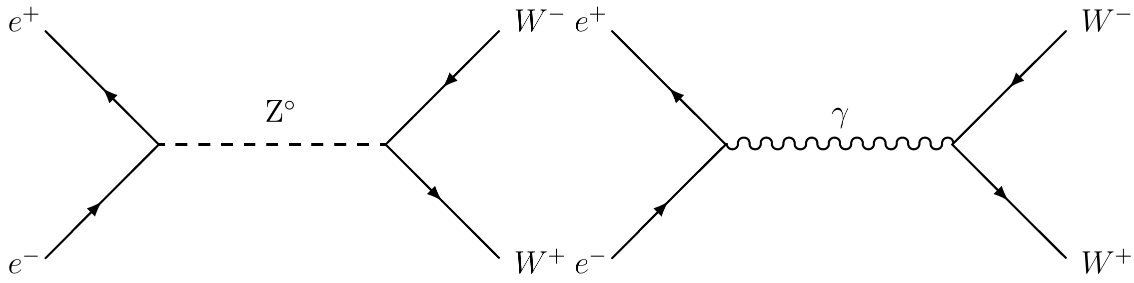


Figura 1.1: Diagramas en orden más bajo del canal s del proceso W^+W^-.

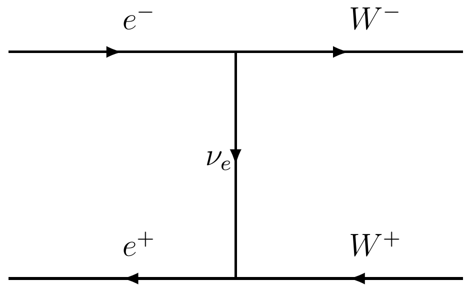


Figura 1.2: Diagrama en orden más bajo del canal t del proceso W^+W^-

$$\sigma_{W^+W^-} = \frac{\pi\alpha^2\beta}{2sin^4\theta_W s}\Bigg[\big[1+\frac{2M_W^2}{s}+\frac{2M_W^4}{s^2}\big]\frac{1}{\beta}ln\frac{1+\beta}{1-\beta}-\frac{5}{4}+ \frac{M_Z^2(1-2sin^2\theta_W)}{(s-M_Z^2)}\big[2(\frac{M_W^4}{s}+\frac{2M_W^2}{s^2})\frac{1}{\beta}ln\frac{1+\beta}{1-\beta}-\frac{s}{12M_W^2}-\frac{5}{3}-\frac{M_W^2}{s}\big]+ \frac{M_Z^4(8sin^4\theta_W-4sin^2\theta_W+1)\beta^2}{48(s-M_Z^2)^2}\big[\frac{s^2}{M_W^4}+20\frac{s}{M_W^2}+12\big]\Bigg]$$

donde $s = (2 * E_{haz})^2$ es el cuadrado de la energía centro de masas y $\beta = \sqrt{1-\frac{4M_W^2}{s}}$.

Las correcciones radiativas a esta fórmula fueron calculadas por Lemoine, Veltman y Phillippe [4], obteniéndose una sección eficaz total de unos 17 *pb* para energías del orden de los 200 GeV.

Las distribuciones angulares tienen un pico a ángulos de producción bajos, esto es, son tales que el $W^\pm$ es emitido preferentemente a lo largo de la dirección inicial del $e^\pm$. Este efecto aumenta a medida que lo hace la energía disponible.

Los modos de desintegración del bosón W dentro del Modelo Estándar se pueden agrupar en dos categorías: los leptónicos y los hadrónicos . El primero engloba a desintegraciones del W que dan lugar a un par leptón cargado-neutrino con el mismo sabor ($e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$ y $\tau\nu_\tau$) con una fracción de desintegración de cada uno de ellos de aproximadamente 1/9. Por su parte las desintegraciones hadrónicas son aquellas que dan lugar a un par quark-antiquark, con una fracción de desintegración total próxima a 2/3. Esto se puede entender fácilmente por el hecho de que los acoplamientos son los mismos para los leptones y los quarks. En el caso de los quarks existen dos posibles parejas de quarks (ya que las demás posibilidades o están cinemáticamente excluidas o tienen una probabilidad muy baja) con tres colores diferentes, es decir, seis combinaciones en total, frente a las tres familias leptónicas. Suponer que los acoplamientos de los leptones son exactamente los mismos se conoce como 'universalidad leptónica' (tabla 1.2).

Modo	Fracción (%)
$W \to e\nu_e$	10.83
$W \to \mu\nu_\mu$	10.83
$W \to \tau\nu_\tau$	10.83
$W \to q\overline{q}'$	67.51

Tabla 1.2: Fracciones de desintegración del bosón W predichas por el Módelo Estándar, suponiendo 'universalidad leptónica'.

Dado que estos parámetros tienen una predicción clara dentro del Modelo Estándar, su medida es un ingrediente más en los llamados "test de precisión" [5]. En ellas se comprueba su validez y se utilizan todas las medidas existentes para inferir de forma indirecta parámetros desconocidos del modelo, fundamentalmente la masa del bosón de Higgs. Desviaciones del modelo podrían indicar la existencia de nueva física, o en caso contrario, el acuerdo entre las predicciones y las medidas, establecer limitaciones a muchos modelos. Por ejemplo, el acuerdo en la sección eficaz de producción W^+W^- limita fuertemente los modelos de *Technicolor* que se discutirán más adelante. De igual forma, el acuerdo en las fracciones de desintegración del W pone límites a la existencia de un bosón de Higgs cargado ligero en muchas extensiones del Modelo Estándar.

1.3 Supersimetría

En este apartado no se pretende dar una explicación exhaustiva de lo que es la Supersimetría, sino sólo dar una visión general, y discutir aspectos concretos relacionados con este trabajo. Hasta donde el límite experimental nos ha permitido conocer, el Modelo Estándar (SM) tiene un enorme éxito, sin embargo resulta incierto el mecanismo responsable de la generación de masa (rotura de simetría electrodébil) [6]. Existen por una parte los problemas de naturalidad [1] y jerarquía del sector de Higgs del Modelo Estándar mínimo. Si el SM estuviese incluido en una estructura más fundamental caracterizada por una escala de energías mucho mayor (por ejemplo la escala de Planck, la cual debe aparecer en cualquier teoría que incluya la gravedad), el bosón de Higgs tendería a adquirir una masa de orden de magnitud la mayor escala de energía debido a correcciones radiativas. Sólo por medio de un ajuste fino de los parámetros del potencial de Higgs se puede lograr una jerarquía entre la escala de Planck y la escala de la rotura espontánea de simetría.

El SM no proporciona un mecanismo para esto, teniendo sin embargo las teorías supersimétricas (abreviadas comúnmente como teorías SUSY) el potencial para hacerlo. En una teoría supersimétrica el tamaño de las correcciones radiativas a las masas de las

[1] problema de correcciones radiativas a la masa del Higgs cuadráticamente divergentes.

partículas escalares se controla por medio de las cancelaciones de las contribuciones de las partículas y sus compañeras supersimétricas. Dado que la supersimetría no es una simetría exacta de la naturaleza, la cancelación es incompleta, y la masa del Higgs recibe contribuciones que están limitadas por la extensión de la rotura de la supersimetría.

Para que puedan ser resueltos los problemas de jerarquía y naturaleza, es necesario que la escala de rotura de supersimetría no exceda $\mathcal{O}$ (1 TeV). Estas teorías supersimétricas de "baja energía" son especialmente interesantes, pues proveen un marco teórico en el cual los problemas de jerarquía y naturaleza se pueden resolver mientras que mantienen a los bosones de Higgs como verdaderas partículas débilmente acopladas y de *spin* cero.

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 [7]. 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:

$$\alpha_1 = \frac{5}{3}\frac{g'^2}{4\pi} \tag{1.3}$$

$$\alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi} \tag{1.4}$$

$$\alpha_3 = \frac{\mathrm{g_s^2}}{4\pi} \tag{1.5}$$

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 solo lazo se expresa como:

$$\frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{1}{\alpha_i(M_Z)} - \frac{b_i}{2\pi}\ln\left(\frac{\mu}{M_Z}\right) \qquad i = 1,2,3 \tag{1.6}$$

donde μ es la energía a la que se evalúan los acoplamientos. Dentro del SM los coeficientes toman los siguientes valores:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -22/3 \\ -11 \end{pmatrix} + N_{fam}\begin{pmatrix} 4/3 \\ 4/3 \\ 4/3 \end{pmatrix} + N_{Higgs}\begin{pmatrix} 1/10 \\ 1/6 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

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 (en el caso del SM mínimo $N_{Higgs} = 1$).

Sin embargo los correspondientes coeficientes b_i para la extensión supersimétrica toman la forma:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -6 \\ -9 \end{pmatrix} + N_{fam}\begin{pmatrix} 2 \\ 2 \\ 2 \end{pmatrix} + N_{Higgs}\begin{pmatrix} 3/10 \\ 1/2 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

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 [7]. La extrapolación de las medidas experimentales de cada α_i en el caso del SM puede verse en la parte superior de la figura 1.3. Se observa claramente que 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 1.3) puede converger a escalas de M_{GUT}.

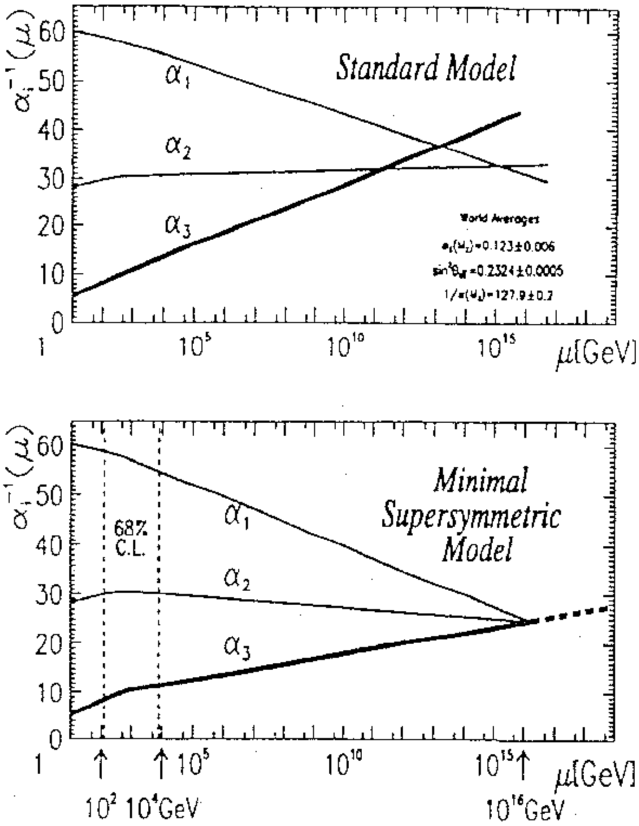


Figura 1.3: *Evolución de las constantes de acoplamiento para el SM (arriba) y para SUSY (abajo) [7].*

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 de cada una de las partículas conocidas, más una simetría que relaciona ambas. 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 la teoría apropiada para describir la física entre la escala electrodébil y la escala de gran unificación.

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

1.3.1 Modelo de dos dobletes de Higgses

La extensión más general del SM a dos dobletes de Higgses consta de dos dobletes escalares complejos Φ_1 y Φ_2:

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

Campo	*spin* 1	*spin* $\frac{1}{2}$	*spin* 0
Materia		Leptones,quarks	sleptones, squarks
Campo de gauge de masa nula	γ,g	photino, gluino	
Campo de gauge masivo	$W^{\pm}, Z$	fermiones masivos (winos,zinos,...)	bosones de Higgs

Tabla 1.3: La estructura de campos después de la rotura de simetría.

siendo v_1 y v_2 sus valores medios en el vacío.

El potencial de Higgs más general renormalizable e invariante bajo simetría $SU(2)XSU(1)$ construido a partir de los campos Φ_1 y Φ_2 se escribe como [8]:

$$\begin{aligned} V &= \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2)^2 \\ &+ \lambda_3[(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2) + (\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2)]^2 \\ &+ \lambda_4[(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - (\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\ &+ \lambda_5[Re(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2 \cos\xi]^2 \\ &+ \lambda_6[Im(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2 \sin\xi]^2 \end{aligned}$$

Imponiendo simetría gauge $U(1)_{EM}$, el mínimo de este potencial es:

$$\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \qquad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}$$

donde los v_i se pueden elegir reales. Imponiendo ahora invarianza CP, $\sin\xi = 0$ por lo que desaparece el término exponencial.

Por sencillez se introduce la siguiente notación:

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{4M_W^2}{g^2} \qquad tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$$

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

Se define el ángulo α como el ángulo de mezcla entre los dos bosones neutros pares-CP; en más detalle, escribiendo la matriz de masas en el sector escalar neutro como:

$$M = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 4(\lambda_1+\lambda_3)v_1^2+\lambda_5 v_2^2 & (4\lambda_3+\lambda_5)v_1v_2 \\ \\ (4\lambda_3+\lambda_5)v_1v_2 & 4(\lambda_2+\lambda_3)v_2^2+\lambda_5 v_1^2 \end{pmatrix}$$

obteniéndose la expresión del ángulo α,

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

La invarianza gauge determina la fuerza del acoplamiento trilineal de un bosón *gauge* a dos higgses.

Algunos acoplamientos se pueden suprimir si $\sin(\beta-\alpha)$ o bien $\cos(\beta-\alpha)$ es muy pequeño, es decir, no todos los acoplamientos del Higgs pueden desaparecer simultáneamente. Por ello que el acoplamiento de los higgses a pares de bosones es proporcional o bien al $\sin(\beta-\alpha)$ o bien al $\cos(\beta-\alpha)$ como se indica a continuación:

$\cos(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$
$H^0W^+W^-$	$h^0W^+W^-$
H^0ZZ	h^0ZZ
ZA^0h^0	ZA^0H^0
$W^\pm H^\mp h^0$	$W^\pm H^\mp H^0$

Los acoplamientos de los higgses a los fermiones dependen del modelo considerado, aunque su forma suele estar constreñida por simetrías discretas que se imponen para evitar el cambio de sabor debido a corrientes neutras (FCNC) (así por ejemplo, la existencia de corrientes neutras que cambien la extrañeza está fuertemente limitada debida a la muy pequeña diferencia de masas de los kaones $K_1^0 - K_2^0$ [2]). Un ejemplo de modelo que sigue estas pautas es aquel en el que un doblete de Higgs (antes de la rotura de simetría) se acopla exclusivamente a fermiones tipo quark "down" mientras que el otro doblete lo hace a los fermiones tipo quark "u". Este es el tipo de acoplamientos que se encuentran en el MSSM.

A nivel árbol, el sector de Higgs viene completamente determinado por dos parámetros básicos: $tan\beta$ y la masa del bosón A^0:

$$M_{H^\pm}^2 = M_{A^0}^2 + M_W^2$$
$$2M_{h^0}^2 = M_{A^0}^2 + M_Z^2 - \Delta$$
$$2M_{H^0}^2 = M_{A^0}^2 + M_Z^2 + \Delta$$

con:

$$\Delta = \sqrt{(M_{A^0}^2+M_Z^2)^2 - 4M_Z^2M_{A^0}^2\cos^2 2\beta}$$

y por tanto se cumplen, siempre al nivel árbol, las siguientes desigualdades:

$$M_{h^0} \leq M_{A^0} \qquad M_Z \leq M_{H^0} \qquad M_W \leq M_{H^\pm}$$

$$M_{h^0} \leq M|\cos 2\beta| \leq M_Z \qquad\qquad M \equiv min(M_Z, M_{A^0})$$

Las relaciones arriba mencionadas dejan de ser válidas al introducir correcciones radiativas, pues tanto las masas como los acoplamientos de los bosones de Higgs están fuertemente influenciados por estas correcciones. En general las correcciones radiativas tienden a hacer menos estrictas las cotas de masa de estos bosones.

1.3.2 Producción de pares H^+H^- en colisionadores e^+e^-

La producción de pares de bosones de Higgs cargados ($H^{\pm}$) ocurre vía canal s de intercambio de un fotón o un $Z°$ de forma similar a como lo hace el bosón W (figura 1.1), no existiendo en este caso canal t de producción. En el modelo de los dos dobletes los acoplamientos están completamente definidos en términos de la carga eléctrica y del ángulo de Weinberg, de forma que la sección eficaz depende sólo de un parámetro adicional, la masa $M_{H^{\pm}}$ (figura 1.4).

$$\sigma_{H^+H^-} = \frac{2G_F M_W^4 sin^4\theta_W}{3\pi s}\Big(1 + \frac{2v_e v_H}{1 - M_Z^2/s} + \frac{(a_e^2 + v_e^2)v_H^2}{(1 - M_Z^2/s)^2}\Big)\beta_H^3$$

donde $a_e = \frac{-1}{4cos\theta_W sin\theta_W}$, $v_e = \frac{-1+4sin^2\theta_W}{4cos\theta_W sin\theta_W}$, $v_H = \frac{-1+2sin^2\theta_W}{2cos\theta_W sin\theta_W}$ y $\beta_H = \sqrt{1 - \frac{4M_H^2}{s}}$.

En la mayoría de los modelos multidobletes [13] los modos de desintegración del Higgs cargado son esencialmente a un par $c\overline{s}$ o a un par $\tau\nu_\tau$, para las masas que se están estudiando, ya que los acoplamientos dan preferencia a los pares de fermiones con mayor masa cinemáticamente accesibles. El peso relativo de estos dos canales depende de la descripción detallada del modelo, por ello en la búsqueda de estas partículas se deja como parámetro libre la fracción de desintegración estudiando los tres posibles canales $c\overline{s}$ $\overline{c}s$, $c\overline{s}$ $\tau^-\overline{\nu}_\tau$ (y su conjugado) y $\tau^+\nu_\tau$ $\tau^-\overline{\nu}_\tau$. De todas formas en la mayoría de los modelos las fracciones de desintegración sólo dependen de $tan\beta$ [12]:

$$\Gamma[H^{\pm} \to \tau\nu_\tau] = \frac{g^2 M_{H^{\pm}}}{32\pi M_{W^{\pm}}} M_\tau^2 tan^2\beta$$
$$\Gamma[H^{\pm} \to c\overline{s}] = \frac{3g^2 M_{H^{\pm}}}{32\pi M_{W^{\pm}}}(M_c^2 cot^2\beta + M_s^2 tan^2\beta)$$

1.3.3 Producción HZ en colisionadores e^+e^-

Desintegraciones de bosones de Higgs a estados finales *invisibles* (esto es, estados que dan lugar a partículas que no son detectadas por el experimento) son predichas en varias extensiones del Modelo Estándar [14, 15, 16, 17]. En estos modelos, la reacción $e^+e^- \to HZ$ puede conducir a topologías implicando un par de fermiones acoplanares más energía perdida. En general, la sección eficaz de producción de esta reacción puede ser expresada como $\xi^2\sigma_{SM}(e^+e^- \to HZ)$, donde ξ^2 representa una constante dependiente del modelo, que reduce la sección eficaz con respecto a la que se produce en el caso del bosón de Higgs en el modelo Estándar.

En particular, dentro del $MSSM$, el bosón de Higgs más ligero puede desintegrarse a un par de neutralinos ligeros $h \to \chi\chi$, cuando el neutralino es suficientemente ligero. Esta desintegración conduce a un estado final invisible bajo la hipótesis de conservación de paridad R [2] (R-parity).

La figura 1.5 muestra el diagrama de Feynman de producción de un par HZ.

[2] la paridad R es un número cuántico que se define como, $R_P = -1^{3B+L+2S}$, donde B es el número bariónico, L es el número leptónico y S es el espín

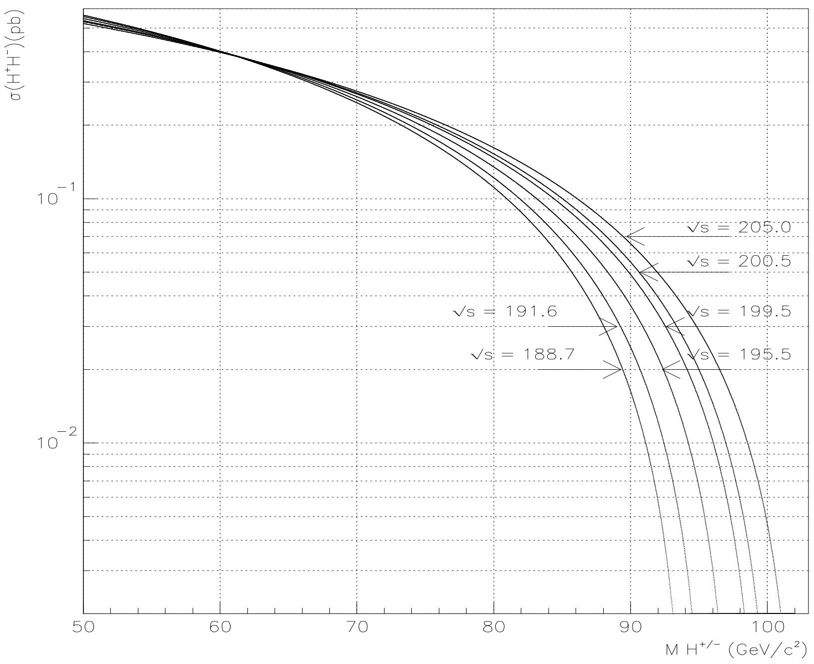


Figura 1.4: Sección eficaz de producción de $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ para diferentes energías centro de masas en función de su masa.

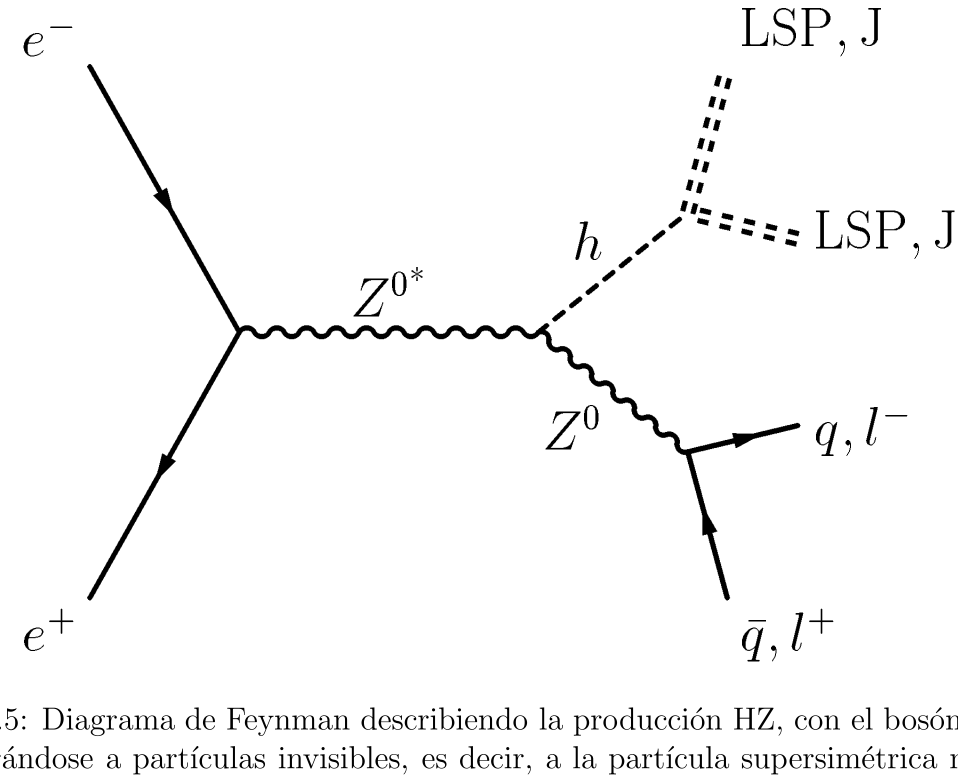


Figura 1.5: Diagrama de Feynman describiendo la producción HZ, con el bosón de Higgs desintegrándose a partículas invisibles, es decir, a la partícula supersimétrica más ligera (LSP) o un Majorana (J) en modelos con un sector de Higgs extendido.

1.4 Ruptura dinámica de simetría: *Technicolor*

Nuevamente aquí no pretendemos dar una explicación exhaustiva de lo que son estos modelos, sino sólo dar una visión general. Una entre las posibles alternativas al mecanismo de Higgs del SM surge de la observación de que la dinámica de la fuerza fuerte es todo lo que se necesita para romper la simetría y dar masa a los bosones *gauge* (ruptura dinámica de la simetría). Este es el caso del familiar ejemplo del fenómeno de la ruptura de la simetría quiral en QCD.

Supongamos que tenemos una fuerza fundamental [18] incluyendo una nueva interacción *gauge* que es casi idéntica a QCD con dos sabores de quarks. La nueva interacción difiere de QCD sólo en dos aspectos: los quarks no tienen masa y las escalas no perturbativas Λ y M_ρ son mucho más grandes. Los dos sabores de quarks estarán acoplados a $SU(2)_L \otimes U(1)$, de la misma manera que los quarks u y d, y se llamarán (U, D).

En QCD, la interacción fuerte entre quarks y antiquarks lleva a la generación de grandes masas efectivas para los quarks u y d. Esta generación de masa se asocia con la ruptura espontánea de la simetría. La interacción fuerte entre quarks y antiquarks muy ligeros hace que se favorezca la producción de pares quark-antiquark en el vacío. Esto da valores esperados del vacío distintos de cero para los operadores construidos con los pares de quarks-antiquarks, $\langle \bar{q}q \rangle$.

Un fenómeno análogo debe ocurrir en esa teoría con una nueva interacción, entonces deberíamos encontrar:

$$
\begin{aligned}
\langle \bar{U}U \rangle &= \langle \bar{D}D \rangle = -\Delta \neq 0 \\
\bar{U}U &= \bar{U}_L U_R + \bar{U}_R U_L \\
\bar{D}D &= \bar{D}_L D_R + \bar{D}_R D_L
\end{aligned}
\tag{1.9}
$$

Bajo la simetría $SU(2) \otimes U(1)$, el operador $\bar{Q}_L Q_R$ tiene los mismos números cuánticos que el bosón de *Higgs*, el valor esperado del vacío de este operador tiene el mismo efecto: romper $SU(2) \otimes U(1)$ a la simetría $U(1)$ del electromagnetismo y dar masa a los bosones de la interacción débil.

1.4.1 Modelos de *Technicolor*

En estos modelos se supone que existe una nueva interacción *gauge* de un grupo de simetría $SU(N_{TC})$, *Technicolor*, que está confinada a grandes distancias y tiene una interacción fuerte similar a $SU(3)_C$ de QCD. Debido a su analogía con QCD, estos modelos reciben el nombre de *Technicolor*. Suponemos que existe una nueva interacción *gauge* asintóticamente libre, llamada *Technicolor*, con un grupo *gauge* G_{TC}, y una constante de acoplamiento, α_{TC}, que se hace muy fuerte en las cercanías de los cientos de GeV. En los modelos más sencillos de *Technicolor*, $G_{TC} = SU(N_{TC})$, donde N_{TC} es el número de *Technicolor*, es la representación fundamental del grupo, a la que se asignan los *Technifermiones*, y existen N_D dobletes con helicidad negativa y singletes con helicidad positiva de *Technifermiones*, $T_{iL,R} = (U_i, D_i)_{L,R}$, equivalentes a representaciones irreducibles de G_{TC}.

Al igual que en el SM esta teoría tiene una simetría global adicional, $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$, que contiene la parte fermiónica de la teoría electrodébil. Por QCD sabemos que cuando

α_{TC} se hace fuerte esta simetría quiral se rompe espontáneamente al subgrupo diagonal $SU(2)_{L+R}$. Esto da como resultado $4N_D^2 - 1$ bosones de Goldstone sin masa. Tres de ellos, los análogos a los piones de QCD, son absorbidos por las componentes longitudinales del $W^\pm$ y Z y estos bosones adquieren masa:

$$M_W = \frac{gF_{TC}}{2}, \; M_Z = (\sqrt{g^2 + g'^2})F_\pi = M_W/cos\theta_W \tag{1.10}$$

donde F_{TC} es análogo a f_π en QCD, g y g' son los acoplamientos a $SU(2)$ y $U(1)$ respectivamente. La relación $M_W = cos\theta_W M_Z$ es consecuencia del remanente de simetría del grupo $SU(2)_{L+R}$. Con el fin de obtener las masas experimentalmente observadas, F_{TC} debe tomar el valor $\sim$ 246 GeV y por lo tanto este modelo es como QCD escalado por un factor:

$$\frac{F_{TC}}{f_\pi} \sim 2500. \tag{1.11}$$

Los modelos de *Technicolor* basados en QCD tienen un espectro de partículas similar al observado en QCD: *Technipiones* ($\pi_T^\pm$, π_T^0), *Technirhos* (ρ_T^0, $\rho_T^\pm$), etc. La masa y anchura de estas partículas puede ser calculada reescalando los correspondientes valores de QCD por el factor descrito arriba más una función dependiente de N_{TC} y N_D. La aparición de alguno de estos *Technimesones* sería una señal experimental directa de la ruptura dinámica de la simetría. Este modo de romper la simetría provee de una manera natural y atractiva un mecanismo para producir las masas de los bosones W y Z, pero no explica la masa de los fermiones.

Sin embargo, los modelos basados en QCD han sido excluidos por las medidas de precisión de la teoría electrodébil (excepto, quizás, los modelos basados en $SU(2)_C$, modelos con un sólo doblete), ya que tienen una contribución muy grande[3] al parámetro S.

1.4.2 *Technicolor* Extendido

Con el fin de dar masa a los fermiones, se debe introducir una interacción que conecte la simetría quiral de los *Technifermiones* con los fermiones ordinarios. La teoría más popular es la que acopla los *Technifermiones* a los fermiones normales a través de la interacción de *Technicolor* y se conoce como el *Extended Technicolor* (ETC) [20]. A escalas de energía bajas comparada con la masa de los bosones *gauge*, M_{ETC} en ETC, estos efectos se pueden tratar como interacciones locales de cuatro fermiones.

Después de la ruptura de la simetría quiral de *Technicolor* y de la formación de estados $\langle \bar{U}U \rangle$, tal interacción da masa a los fermiones ordinarios.

Para cualquier teoría de *Technicolor* basada en QCD (o cualquier teoría que es precozmente asintóticamente libre), la dimensión anómala del operador de masa del fermión,

[3] Este es un parámetro conocido como *oblique parameter* $S \equiv 16\pi[\Pi'_{33}(0) - \Pi'_{3Q}(0)]$, el cual contiene sólo las contribuciones de nueva física. Escalando de QCD, esperamos una contribución a este parámetro del orden de $S \sim 0.28N_D(N_{TC}/3)$ para una teoría $SU(N_{TC})$ con N_D Technidobletes. Las medidas de experimentos actuales [19] implican que $S = -0.26 \pm 0.16$. Se observa que, excepto quizás para los valores de $N_D = 1$ y $N_{TC} = 2$ ó 3, existe una inconsistencia de 3σ entre el valor predicho para *Technicolor* y el valor obtenido experimentalmente.

γ_m, es pequeña en el rango entre Λ_{TC} y M_{ETC}. El rasgo más interesante de las teorías ETC es que proveen una teoría dinámica de sabores. Las masas de los fermiones ordinarios están relacionadas con las masas y acoplamientos de los bosones *gauge* de ETC. La teoría debería ser capaz de predecir estas cantidades y consiguientemente la masa de los fermiones. El mayor obstáculo para construir una teoría ETC es el potencial para tener corrientes neutras de cambio de sabor. La mezcla de los quarks implica transiciones entre las diferentes generaciones: $q \rightarrow \Psi\, q'$, donde q y q' son quarks con la misma carga de diferente generación y Ψ es un *Technifermion* [21]. Por lo tanto, las interacciones ETC deben distinguir entre las diferentes generaciones con el fin de dar masa a todos los femiones, con lo que las interacciones de corrientes neutras de cambio de sabor son inevitables.

1.4.3 *Walking Technicolor*

Los problemas que hemos encontrado hasta ahora en estos modelos de *Technicolor* vienen de la suposición de que *Technicolor* esté basado en QCD; asintóticamente libre y con $\gamma_m(\mu)$ pequeña para $\Lambda_{TC} \leq \mu \leq M_{ETC}$. Sería posible encontrar una solución a estos problemas si hacemos una teoría cuya dinámica sea distinta de QCD. Si la función β del *Technicolor*, $\beta(\alpha_{TC}) = \mu\frac{d\alpha_{TC}(\mu)}{d\mu}$, es pequeña, la constante de acoplamiento, α_{TC}, permanece grande por encima de la escala Λ_{TC}, esto implicaría que α_{TC} "camina" en lugar de correr. En este mismo rango de momento, γ_m es grande y esto favorece la aparición de los estados condensados de *Technifermiones*, $\langle\bar{T}T\rangle_{ETC}$, y la masa de los fermiones. Los modelos de *Walking Technicolor* requieren un gran número de *Technifermiones* con el fin de que α_{TC} varíe lentamente. Estos fermiones pueden pertenecer a muchas copias de una representación del grupo *gauge* de *Technicolor* ($SU(N_{TC})$), o a unas pocas representaciones en una dimensión más alta, o a ambas, esto se conoce como modelos de multiescala. Esto lleva a la discusión de que ambas representaciones participan en la ruptura de la simetría. La escala superior está marcada por la constante de desintegración débil, $F_\pi = 246$ GeV.

Para estos modelos es pues importante comprender cómo de grande puede ser γ_m y cómo su valor afecta a la ruptura quiral de la simetría. Los cálculos indican que la ruptura de la simetría quiral se produce cuando α_{TC} alcanza el valor del *acoplamiento crítico*, $\alpha_{TC} = \pi/3C_2(R)$, [22].

Además de modificar la relación entre la escala de ETC y las masas de los fermiones ordinarios, el *Walking Technicolor* influencia la magnitud de las masas de los bosones pseudo-Goldstone.

En este modelo es posible acomodar la masa de la primera y segunda generación sin necesidad de una gran cantidad de corrientes neutras de cambio de sabor. Acomodar la masa de la tercera generación exige una serie de refinamientos del modelo para incorporar una ruptura dinámica de la simetría viable. Para ello se ha propuesto una teoría que combina el *Technicolor* y la condensación del top. Este modelo usa la dinámica del *Technicolor* a 1 TeV, que genera la mayoría de la ruptura de simetría de la teoría electrodébil, y extiende la escala del ETC a escalas mucho más altas que 1 TeV, para generar la masa de los fermiones [23]. Este modelo se conoce como *Multiscale and Topcolor-Assisted Walking Technicolor*.

1.4.4 Producción y desintegración de *Technimesones*

Los principales modos de desintegración del ρ_T son los procesos $\rho_T \to \pi_T\pi_T$, $W_L\pi_T$, W_LW_L, $f_i\bar{f}_i$ y $\pi_T^0\gamma$. Para $M_{\rho_T} > 2M_{\pi_T}$ la desintegración $\rho_T \to \pi_T\pi_T$ es dominante, mientras que para $M_{\rho_T} < 2M_{\pi_T}$ las fracciones de desintegración dependen mucho del modelo. En todos los casos la anchura total del ρ_T para $M_{\rho_T} < 200$ GeV es del orden de los 10 GeV, si el canal $\rho_T \to \pi_T\pi_T$ es posible, y por debajo de 1 GeV en caso contrario. Para ω_T los principales modos de desintegración son $\omega_T \to \pi_T\pi_T\pi_T$, $\pi_T\pi_TW_L$ etc. Si estos modos de desintegración están prohibidos cinemáticamente, entonces el canal predominante es $\omega_T \to \pi_T^0\gamma$.

En el rango de masas que se esta estudiando los principales modos de desintegración para π_T son $\pi_T^+ \to c\bar{b}$, $c\bar{s}$ y $\tau^+\nu_\tau$; y $\pi_T^0 \to b\bar{b}$, $c\bar{c}$ y $\tau^+\tau^-$. La anchura $\Gamma(\pi_T \to \bar{f}'f)$ es proporcional a $(m_f + m_{f'})^2$, por lo que el quark b es producido en aproximadamente el 90% de las desintegraciones del π_T. La anchura total es menor de 1 GeV.

El ρ_T se acopla al γ o al Z con un acoplamiento proporcional a $Q_U - Q_D$, donde Q_U y Q_D son las cargas de los *techniquarks* U y D. Por tanto puede ser producido en colisiones e^+e^- con la masa real a través de un proceso de retorno radiativo para $M_{\rho_T} < \sqrt{s}$ y su sección eficaz de producción es independiente de los valores elegidos para Q_U y Q_D. Por tanto se podría observar una resonancia estrecha correspondiente a su distribución en masa. Además, ω_T se puede acoplar a e^+e^- si $Q_U + Q_D$ es distinto de cero. La razón de producción normalizada a una sección eficaz puntual viene dada por:

$$R(e^+e^- \to \rho_T(\gamma)) \simeq \ln(s/m_e^2)\frac{\Gamma_{\rho_T}^{e^+e^-}/M_{\rho_T}}{\Gamma_Z^{e^+e^-}/M_Z}\frac{1}{1 - M_{\rho_T}^2/s} \tag{1.12}$$

El ρ_T puede también producirse *off-shell* cuando $M_{\rho_T} > \sqrt{s}$. Nuestro análisis se ha centrado precisamente en procesos $e^+e^- \to \rho_T^* \to (\pi_T^+\pi_T^-,\ \pi_T^+W_L^-)$, buscando π_T. Las razones de producción normalizadas a una sección eficaz puntual vienen dadas por [24]:

$$R(e^+e^- \to \rho_T^* \to a^+b^-) = \frac{[|A_{eL}(s)|^2 + |A_{eR}(s)|^2]\ \lambda(M_a, M_b)^{3/2}\ C_{ab}}{8(1 - s/M_{\rho_T}^2)^2}, \tag{1.13}$$

en esta ecuación $a, b = \pi_T, W_L$; $C_{ab} = \cos^4\chi$ para $\pi_T^+\pi_T^-$, $2\cos^2\chi\sin^2\chi$ para $\pi_T^+W_L^-$, y $\sin^4\chi$ para $W_L^+W_L^-$; y el ángulo χ refleja la mezcla entre π_T y W_L con $\sin^2\chi = 1/N_D$. Los valores $A_{eL,R}$ de (1.13) vienen dados por:

$$A_{eL,R}(s) = Q_e + \frac{2\cos 2\theta_W}{\sin^2 2\theta_W}(T_{3e} - Q_e\sin^2\theta_W)BW_Z, \tag{1.14}$$

$$BW_Z = \frac{s}{s - M_Z^2 + i\sqrt{s}\Gamma_Z}, \tag{1.15}$$

y el factor de supresión de fase $\lambda(M_a, M_b)$ es:

$$\lambda(M_a, M_b) = (1 - M_a^2/s - M_b^2/s)^2 - 4M_a^2M_b^2/s^2. \tag{1.16}$$

Es importante destacar que incluso para $M_{\rho_T}^2 \to \infty$ el valor de $R(e^+e^- \to \rho_T \to a^+b^-)$ permanece finito. Si las contribuciones del Z son ignoradas, las expresiones anteriores conducen a $R(e^+e^- \to \rho_T \to a^+b^-) \sim \lambda(M_a, M_b)^{3/2}C_{ab}/4$, como se espera de un acoplamiento puntual de un fotón a $\pi_T^+\pi_T^-$. Este hecho es importante, ya que permite que pueda haber sensibilidad a π_T, incluso si ρ_T es muy pesado.

Los procesos $e^+e^- \longrightarrow \rho_T^* \rightarrow (\pi_T^+\pi_T^-,\ \pi_T^+W_L^-)$ dependen de tres cantidades: M_{π_T}, M_{ρ_T} y N_D. Para describir $e^+e^- \longrightarrow (\rho_T^*, \omega_T^*) \longrightarrow \pi_T^0\gamma$ se introducen 3 parámetros adicionales, la constante de acoplamiento de *Technicolor* α_{ρ_T}, la suma de las cargas del doblete de *Technicolor* $Q_U + Q_D$, y la escala de masa M_V.

La figura 1.6 muestra la sección eficaz para distintos procesos para valores típicos de los parámetros (propuesto en [24]): $M_{\pi_T} = 90$ GeV, $M_V = 200$ GeV, $N_D = 9$, $(Q_U + Q_D) = 4/3$, y $\alpha_{\rho_T} = 2.91(3/N_{TC})$ con $N_{TC} = 4$.

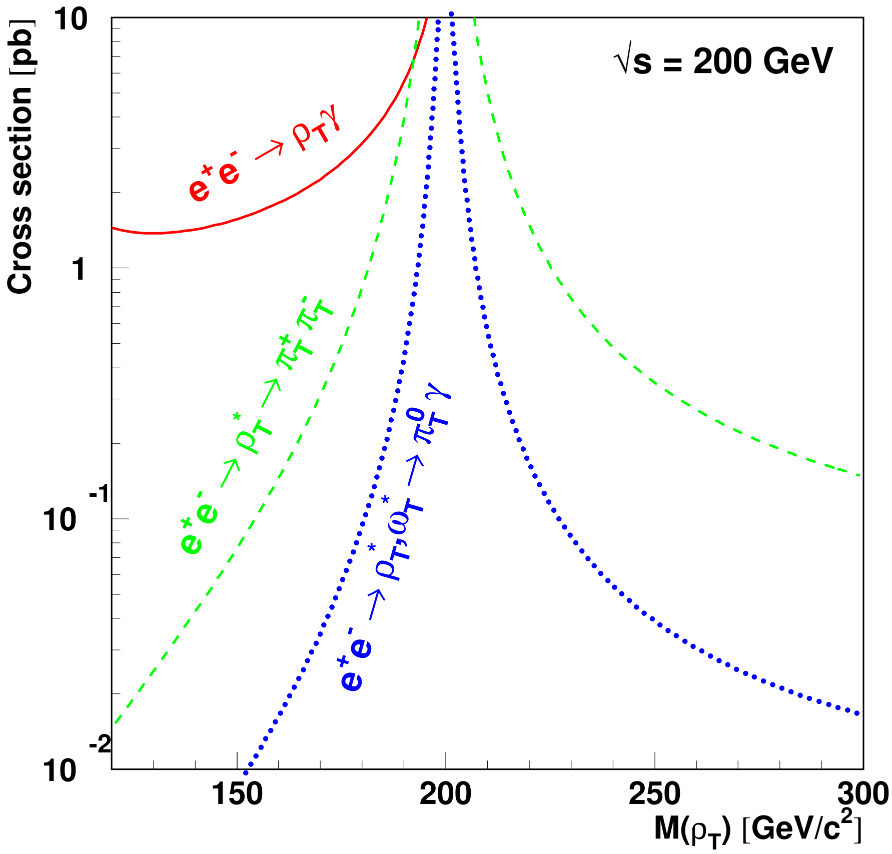


Figura 1.6: Secciones eficaces de producción de *Technicolor* en colisiones e^+e^-. Los valores de los parámetros elegidos para realizar esta figura son: $M_{\pi_T} = 90$ GeV, $M_V = 200$ GeV, $N_D = 9$, $(Q_U + Q_D) = 4/3$, y $\alpha_{\rho_T} = 2.91(3/N_{TC})$ con $N_{TC} = 4$ [25].

1.5 Física del leptón τ

El leptón τ es uno de los tres leptones cargados que se observan en la naturaleza. Fue descubierto en 1975 en el detector MARK I del acelerador SPEAR en SLAC [26].

El τ juega un importante papel en la física de partículas, pues por un lado su masa ($M_\tau = 1777.03^{+0.30}_{-0.26}\ MeV$ [2]) le permite desintegrarse en hadrones, y por otro sus desintegraciones son relativamente claras (pocas partículas presentes en el estado final). El τ puede servir de ayuda tanto para testear el Modelo Estándar como para buscar nueva física. Su vida media es de $\tau_\tau = (290.6 \pm 1.1) fs$ [2].

La desintegración del τ, dentro del Modelo Estándar, se explica como una interacción débil por medio de una corriente cargada. En este proceso (figura 1.7) el τ se desintegra a un neutrino y un W (virtual), que a su vez produce dos fermiones. Cuando el estado final es $e\nu$ o $\mu\nu$, tenemos desintegraciones leptónicas puras.

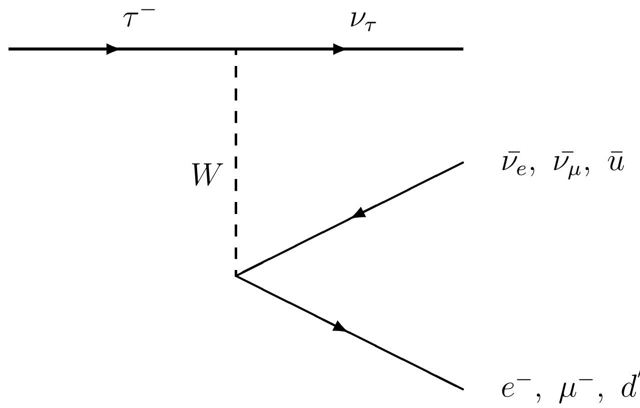


Figura 1.7: Diagrama de desintegración del τ a orden más bajo.

Sin embargo, gracias a tener una masa lo suficientemente grande puede producir, como ya se ha comentado, estados finales hadrónicos a quarks u y d y, por el proceso de mezcla de Cabbibo, a quark s. Debido a la naturaleza V-A de la interacción y a la conservación momento angular, no todos los estados hadrónicos en principio accesibles por su masa están permitidos, sino sólo aquellos con $J^P =$

- 0^-, pseudoescalares; π y k
- 1^-; vectores, ρ, K^* y estados no resonantes a número par de π
- 1^+, vectores axiales; a_1 y estados no resonantes a número impar de π

En estos casos, el proceso de desintegración es más complicado debido a la hadronización de los quarks, siendo más correcto utilizar el diagrama de Feynman de la figura 1.8.

Las fracciones de desintegración del τ [2] son las siguientes:

- $\tau^- \to e^- \overline{\nu}_e\ \nu_\tau$

  Su fracción de desintegración es del $(17.83 \pm 0.06)\%$.

- $\tau^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu\ \nu_\tau$

  Su fracción de desintegración es del $(17.37 \pm 0.07)\%$.

- $\tau^- \to h^-\ \nu_\tau$

  h quiere decir π o K, y la fracción de desintegración global es del $(11.79 \pm 0.12)\%$.

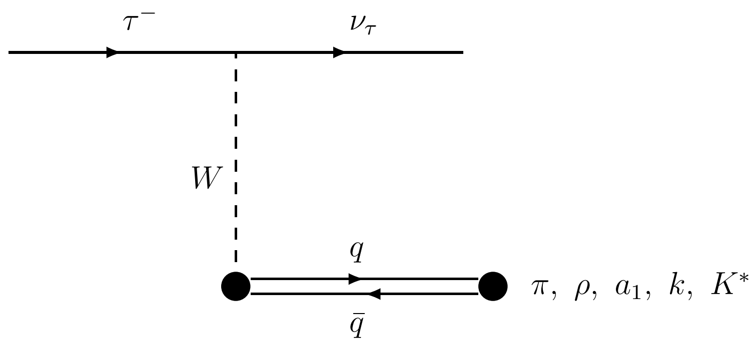


Figura 1.8: Diagrama de desintegración del τ a orden más bajo a estados hadrónicos.

$BR(\tau^- \to \pi^-\ \nu_\tau) = (11.09 \pm 0.12)\%$

$BR(\tau^- \to K^-\ \nu_\tau) = (0.699 \pm 0.027)\%$

- $\tau^- \to h^- \geq 1\gamma\nu_\tau$

  Este canal es el más probable, englobando los canales: ρ^- (se desintegra a $\pi^-\pi^0$), K^{*-} (se desintegra a π^-K^0 o a $K^-\pi^0$), $a_1^- \to \pi^-2\pi^0$, $\pi3\pi^0$..., con una fracción de desintegración conjunta del $(36.88 \pm 0.17)\%$.

  $BR(\tau^- \to \pi^-\pi^0\ \nu_\tau) = (25.40 \pm 0.14)\%$

  $BR(\tau^- \to \pi^-2\pi^0\ \nu_\tau) = (9.13 \pm 0.14)\%$

  $BR(\tau^- \to \pi^-3\pi^0\ \nu_\tau) = (1.08 \pm 0.10)\%$

  $BR(\tau^- \to K^-\pi^0\ \nu_\tau) = (0.454 \pm 0.033)\%$

  $BR(\tau^- \to K^-2\pi^0\ \nu_\tau) = (0.060 \pm 0.024)\%$

- $\tau^- \to h^-h^-h^+\ \nu_\tau$

  Este canal engloba el $a_1^- \to 2\pi^-\pi^+$, el $\pi^-\pi^+K^-$ y el $K^-K^+\pi^-$ siendo la fracción de desintegración global del $(9.97 \pm 0.10)\%$.

  $BR(\tau^- \to a_1^-\ \nu_\tau \to 2\pi^-\pi^+) = (9.49 \pm 0.11)\%$

- $\tau^- \to h^-h^-h^+ \geq 1\gamma\nu_\tau$

  Este canal incluye el $2\pi^-\pi^+ \geq 1\pi^0$ y otros canales con kaones, con una fracción de desintegración del $(4.97 \pm 0.11)\%$.

  $BR(\tau^- \to 2\pi^-\pi^+\pi^0) = (4.20 \pm 0.08)\%$

- $\tau^- \to 3h^-2h^+ \geq 0\gamma\nu_\tau$

  El valor de la fracción de desintegración en este caso es del $(0.099 \pm 0.007)\%$

  $BR(\tau^- \to 3h^-2h^+) = (0.078 \pm 0.006)\%$

  $BR(\tau^- \to 3h^-2h^+\pi^0) = (0.022 \pm 0.005)\%$

Una importante característica del τ, que nos será útil en la búsqueda del $H^\pm$, es su polarización (helicidad promedio). Por tanto se describirá en mayor detalle en el apartado siguiente.

1.5.1 Polarización del τ

La polarización del τ se define como la asimetría de las secciones eficaces levógiras y dextrógiras. Por convenio, $P_\tau \equiv P_{\tau^-} \equiv -P_{\tau^+}$

$$P_\tau^{\pm} = \frac{N_{\tau_R^{\pm}} - N_{\tau_L^{\pm}}}{N_{\tau_R^{\pm}} + N_{\tau_L^{\pm}}}$$

L y R se entienden como las helicidades levógiras y dextrógiras del τ. Está directamente relacionado con parámetros fundamentales del modelo estándar, proveyendo una poderosa medida de precisión en LEP1 [27].

Dado que ν_τ tiene una helicidad definida, la polarización de los leptones τ originados de desintegraciones de bosones pesados está enteramente determinada por las propiedades de las interacciones débiles y la naturaleza del bosón padre. La configuración de helicidad para el $H^\pm$ es $H^- \to \tau^-{}_R \nu_{\tau R}$ ($H^+ \to \tau^+{}_L \overline{\nu}_{\tau L}$) y en el caso de bosones $W^\pm$ es $W^- \to \tau^-{}_L \nu_{\tau R}$ ($W^+ \to \tau^+{}_R \overline{\nu}_{\tau L}$). Consecuentemente, utilizando la definición de la polarización del τ,

$$P_\tau{}^H = +1 \qquad P_\tau{}^W = -1$$

El τ se desintegra débilmente dentro del detector, y por tanto la información de la polarización del τ se puede extraer de las distribuciones cinemáticas observadas de sus productos de desintegración (ángulos, momento...), por lo que puede servir de ayuda para discriminar los bosones $H^\pm$ y los $W^\pm$.

En general la extracción de la polarización del τ envuelve una distribución multidimensional, que puede ser escrita de la forma

$$\Upsilon(\overrightarrow{\xi}) = f(\overrightarrow{\xi}) + g(\overrightarrow{\xi})P_\tau$$

donde $\overrightarrow{\xi}$ es el conjunto de variables sensibles. Es posible usar una distribución unidimensional

$$\hat{\Upsilon}(\overrightarrow{\xi}) = \hat{f}(\overrightarrow{\xi})(1 + \omega P_\tau)$$

ω es la diferencia fraccional entre las densidades de probabilidad de la desintegración del τ.

$$\omega(\overrightarrow{\xi}) = \frac{W^+(\overrightarrow{\xi}) - W^-(\overrightarrow{\xi})}{W^+(\overrightarrow{\xi}) + W^-(\overrightarrow{\xi})} = \frac{f(\overrightarrow{\xi})}{g(\overrightarrow{\xi})}$$

$W^\pm(\overrightarrow{\xi})$ representa la expresión teórica para un τ de helicidad $\pm 1/2$. Ha sido probado [28] que es el óptimo en el sentido de que llevan la máxima información posible.

Canal $\tau^- \to \pi^- \nu_\tau (h^- \nu_\tau)$

Éste es el canal más simple y sencillo pues es una desintegración a dos cuerpos (figura 1.9). En este canal J=0, por lo que sólo hay una posibilidad para la helicidad del pión, h=0. Entonces la amplitud para la desintegración del τ con helicidad positiva es,

$$A_{\frac{1}{2}} \propto d^{\frac{1}{2}}{}_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \propto \cos\frac{\theta}{2}$$

Si la helicidad es negativa,

$$A_{-\frac{1}{2}} \propto d^{\frac{1}{2}}{}_{-\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \propto \sin\frac{\theta}{2}$$

siendo θ el ángulo formado entre el τ y el pión en el sistema en reposo del τ. Por tanto la distribución final es,

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{1+P_\tau}{2} \mid A_{\frac{1}{2}} \mid^2 + \frac{1-P_\tau}{2} \mid A_{-\frac{1}{2}} \mid^2 = \frac{1}{2}(1 + P_\tau \cos\theta)$$

y el estimador usado,

$$\omega = 2x_\pi - 1 = \cos\theta$$

donde $x = \frac{E_\pi}{E_\tau}$.

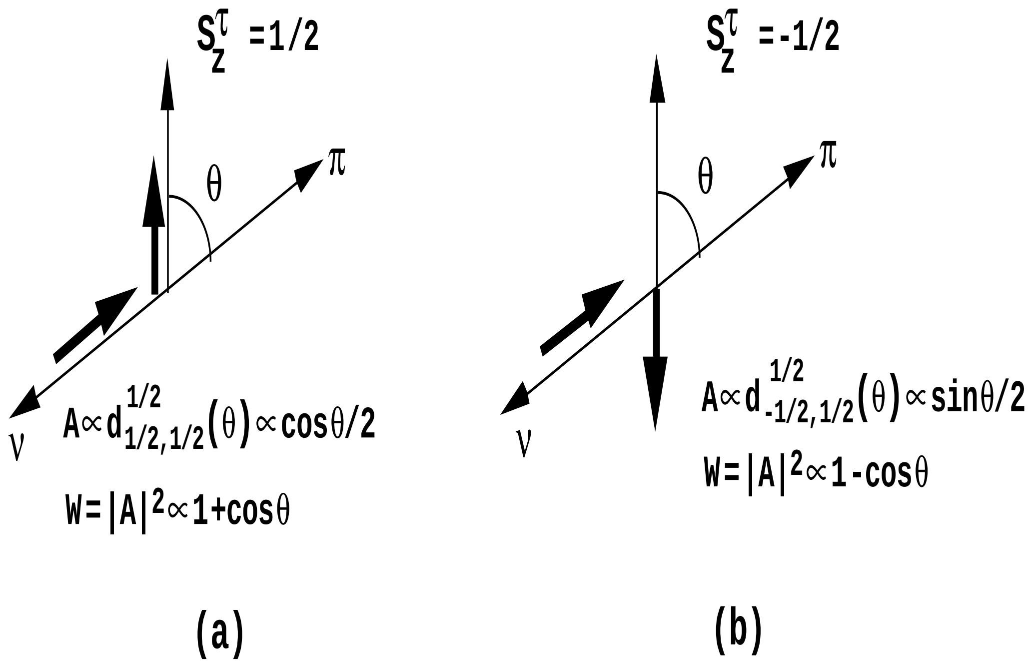


Figura 1.9: Desintegración $\tau \to \pi\nu_\tau$ en el sistema en reposo del τ. La línea delgada representa el momento de las partículas y la gruesa su *spin*. Las figuras (a) y (b) son los casos de helicidad positiva y negativa respectivamente.

Canal $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau(h^- \geq 1\gamma\nu_\tau)$

Esta desintegración del τ se complica por el *spin* 1 del ρ, el cual permite dos amplitudes de helicidad para un *spin* del τ [29]. La distribución angular en los canales hadrónicos en el sistema del laboratorio viene dada por la relación:

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha P_\tau \cos\theta)$$

$$\cos\theta = \frac{2\frac{E_\rho}{E_\tau} - 1 - \frac{m^2}{m_\tau^2}}{(1-\frac{m^2}{m_\tau^2})(1-\frac{4m_\tau^2}{E_\tau^2})^{\frac{1}{2}}}$$

donde α es $\frac{1-2(\frac{m}{m_\tau})^2}{1+2(\frac{m}{m_\tau})^2}$ (m es la masa invariante hadrónica). El ángulo θ mide la dirección del mesón en el sistema en reposo relativo al τ, el cual define su eje de polarización.

Es posible mejorar la sensibilidad calculando la helicidad del ρ. Utilizando la masa del sistema $\pi^\pm\pi^0$ y sus respectivas energías, $E_\pm$ y $E_\circ$, se puede construir un ángulo ψ. Este es el ángulo entre la dirección del pión cargado y el eje definido por la dirección en el laboratorio en el sistema en reposo del ρ.

$$\cos\psi = \frac{m}{(m^2-4m_\pi^2)^{\frac{1}{2}}}\frac{E_\pm - E_\circ}{|\overrightarrow{P_\rho}|}$$

m es la masa invariante y P_ρ es el momento del sistema $\pi^\pm\pi^0$.

Canal $\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau(2h^-h^+\nu_\tau)$

La desintegración del τ a $a_1\nu_\tau$ es incluso más compleja porque el a_1 se desintegra a 3 piones. El a_1 se desintegra a $\rho\pi$ y el ρ se desintegra a $\pi\pi$. Para recuperar la pérdida de sensibilidad debida al *spin* no nulo del a_1, es necesario estudiar la dinámica de la desintegración, la cual introduce una dependencia del modelo. En este caso seis cantidades son las que describen la desintegración: la masa invariante hadrónica, las dos combinaciones de las masas de los 2 piones y los tres ángulos θ, ψ_{a_1} and γ. θ es el ángulo del sistema de los tres piones con respecto a la línea de vuelo del τ en el sistema en reposo del τ, ψ_{a_1} se define como el ángulo de la normal a los 3 piones con respecto a la línea de vuelo del a_1 en el sistema en reposo del a_1, y γ corresponde a una rotación alrededor de la normal al plano de desintegración y determina la orientación de los piones dentro de su plano de producción. El ángulo θ se define como en el caso anterior, y los demás ángulos,

$$\cos\psi_{a_1} = \overrightarrow{n}_L\overrightarrow{n}_\perp$$

$$\cos\gamma = -\frac{\overrightarrow{n}_L\overrightarrow{u}_3}{|\overrightarrow{n}_L\times\overrightarrow{n}_\perp|}$$

donde $\overrightarrow{n}_L$ es la dirección de los piones en el sistema del laboratorio, $\overrightarrow{n}_\perp$ es la normal al plano hadrónico y $\overrightarrow{u}_3 = \frac{\overrightarrow{p}_3}{|\overrightarrow{p}_3|}$ es el momento normalizado del pión con signo distinto. Además es necesario usar las funciones de estructura (W_A, W_C, W_D y W_E). Se pueden encontrar más detalles en la referencia [30].

Canales $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ y $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$

En el caso de los canales leptónicos la única información disponible para determinar la polarización del τ es la forma del espectro de momento. Si llamamos $x = \frac{E_{lepton}}{E_\tau}$, el espectro de momento tiene la forma [31],

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx} = \frac{1}{3}[(5-9x^2+4x^3)+P_\tau(1-9x^2+8x^3)]$$

por tanto usamos como estimador,

$$\omega = \frac{\chi^+ - \chi^-}{\chi^+ + \chi^-}$$

siendo $\chi^\pm = \frac{1}{N}\frac{dN}{dx}(P_\tau = \pm 1)$. Este canal es menos sensible debido a la presencia de dos neutrinos no medidos.

Bibliografía

[1] Introduction to high energy physics, D.H. Perkins, Third Edition (1982), Addison-Wesley Publishing Company Inc;
Quarks & Leptons: an introduction course in Modern Particle Physics, F. Halzen and A.D. Martin (1984) John Wiley & sons, Inc, Singapore;
S.L Glashow, Nucl. Phys 22 (1961) 579.

[2] Particle Data Group, The European Physical Journal, Review of Particle Physics (2000).

[3] W. Alles, Ch. Boyer and A.J.Buras, Nucl. Phys. B119 (1977) 125;
O.P.Sushkov, V.V.Flambaum and I.B.Khriplovich, Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 537.

[4] M.Lemoine and M.Veltman, Nucl. Phys. B164 (1980) 445; R. Philippe, Phys. Rev. D26 (1982) 1588.

[5] A combination of preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, The LEP collaborations, CERN EP/2001-021.

[6] P.W.Higgs, Phys. Lett. 12(1964) 132.

[7] U. Amaldi et al.,PL B260, 447(1991).

[8] Howard Georgi, Hadronic Journal 1 (1978) 155.

[9] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B78(1974) 1;
S. Ferrara, B. Zumino, Nucl. Phys. B79(1974) 413.

[10] H.P. Nilles, Phys. Rep. 110(1984) 11.

[11] M. Sher, Phys. Rep. 179(1989) 273.

[12] Sreerup Raychaudhuri and D. P. Roy, Charged Higgs boson search at the Tevatron upgrade using tau polarization, HEP-PH-9503251 (1995).

[13] J. F. Gunion,H. E. Haber, G. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide, Frontiers in Physics, Lecture Notes Series, Addison Wesley, 1990.

[14] A. Djouadi, P. Janot, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B376** (1996) 220.

[15] Y. Chikashige, R.N. Mohapatra, R.D. Peccei, *Phys. Lett.* **B98** (1981) 265;
R.E. Shrock, M. Suzuki, *Phys. Lett.* **B110** (1982) 250;
R. Mohapatra, J.W.F. Valle, *Phys. Rev.* **D34** (1986) 1642;

M.C. Gonzalez-Garcia, J.W.F. Valle, *Phys. Lett.* **B216** (1989) 360;
E.D Carlson, L.J. Hall, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 3187;
L.F. Li,Y. Liu, L. Wolfenstein, *Phys. Lett.* **BB159** (1985) 45;
A. Zee, *Phys. Lett.* **B93** (1980) 389.

[16] F. de Campos et al.,*Phys. Rev.* **D55** (1997) 1316.

[17] S.P. Martin and J.D. Wells, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 035006.

[18] S.Weimberg, Phys. Rev. **D19**(1979) 1277;
L.Susskind, Phys.Rev.**D20**(1979) 2619.

[19] M.E. Peskin, *Models of Electroweak symmetry Breaking.*

[20] E.Eichten and K.Lane,Phys. Lett. 90 **B** (1980) 125;
S.Dimopoulus and L.Susskind, Nucl. Phys.Rev D15(1979)237.

[21] *Models of Electroweak symmetry Breaking* hep-ph/9803219, (1998) y la referencias que en él contiene.

[22] K.Lane *Introduction to Technicolor* hep-ph/9401324 v2.

[23] C.T. Hill. *Topcolor Assisted Technicolor.* Phys. Lett. **B, 345**:483, 1995.

[24] K.Lane, Phys. Rev. **D60** (1999) 075007, e-Print Archive: hep-ph/9903369;
K.Lane, preprint BUHEP-99-5 (1999), e-Print Archive: hep-ph/9903372.

[25] DELPHI Collaboration, Search for Technicolor with DELPHI, artículo en preparación, EP Paper 289, 30 de Mayo de 2001.

[26] M.Perl et al., Phys. ReV. Lett. 35 (1975) 1489.

[27] A Precise Measurement of the τ Polarisation at LEP-1, P. Abreu et al., DELPHI Colloboration, E. Phys. J. C14 (2000) 585.

[28] M. Davier et al. Phys. Lett. B306 (1993) 411.

[29] J.H. Kühn and E. Mirkes, Phys. Lett. B281 (1992) 381; Z. Phys. C56 (1992) 661.

[30] P. Privitera, Study of the decay $\tau \to 3\pi(n\gamma)\nu_\tau$ with the DELPHI Dectector at LEP, Ph. D. Thesis (1993).

[31] Z Physics at LEP1, edited by G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (1989).

Capítulo 2

El experimento: LEP, DELPHI.

En este capítulo se describen las características más importantes del acelerador LEP y del detector **DELPHI** (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification), que son los encargados de la producción y detección de las partículas que se estudian aquí. El experimento es de gran complejidad por lo que aquí sólo se describirán las ideas básicas. Las referencias fundamentales podemos encontrarlas en [1, 2, 3, 4].

2.1 El acelerador: LEP

El **L**arge **E**lectron-**P**ositron (**LEP**) fue propuesto en 1976 por una comisión de estudio encargada por el laboratorio europeo (CERN) [3]. La idea subyacente a está propuesta era utilizar los aceleradores ya existentes en el CERN, construir uno mayor con un mínimo coste, y con el cual se pudieran estudiar los bosones intermediarios asociados a la interacción electrodébil: Z°, $W^{\pm}$, así como otros numerosas aspectos de las altas energías. Por esta razón y para abarcar el rango más amplio de actividades se decidió realizar el proyecto en dos fases, una primera etapa (**LEP1**) donde se alcanzó una energía en el centro de masas de la colisión $e^{+}e^{-}$, entorno a 91 GeV, consiguiendo así realizar un estudio del Z°; y una segunda etapa, con unas energías próximas a los 200 GeV (**LEP2**) y llevar a cabo investigaciones sobre el $W^{\pm}$ y búsqueda de nuevas partículas tales como los bosones de Higgs. A principios de noviembre del año 2000 se dió por concluida la toma de datos, después de 11 años de funcionamiento.

LEP está instalado en un túnel circular de 27 Km de longitud a una profundidad media de unos 100 metros en la frontera franco-suiza, cerca de Ginebra.

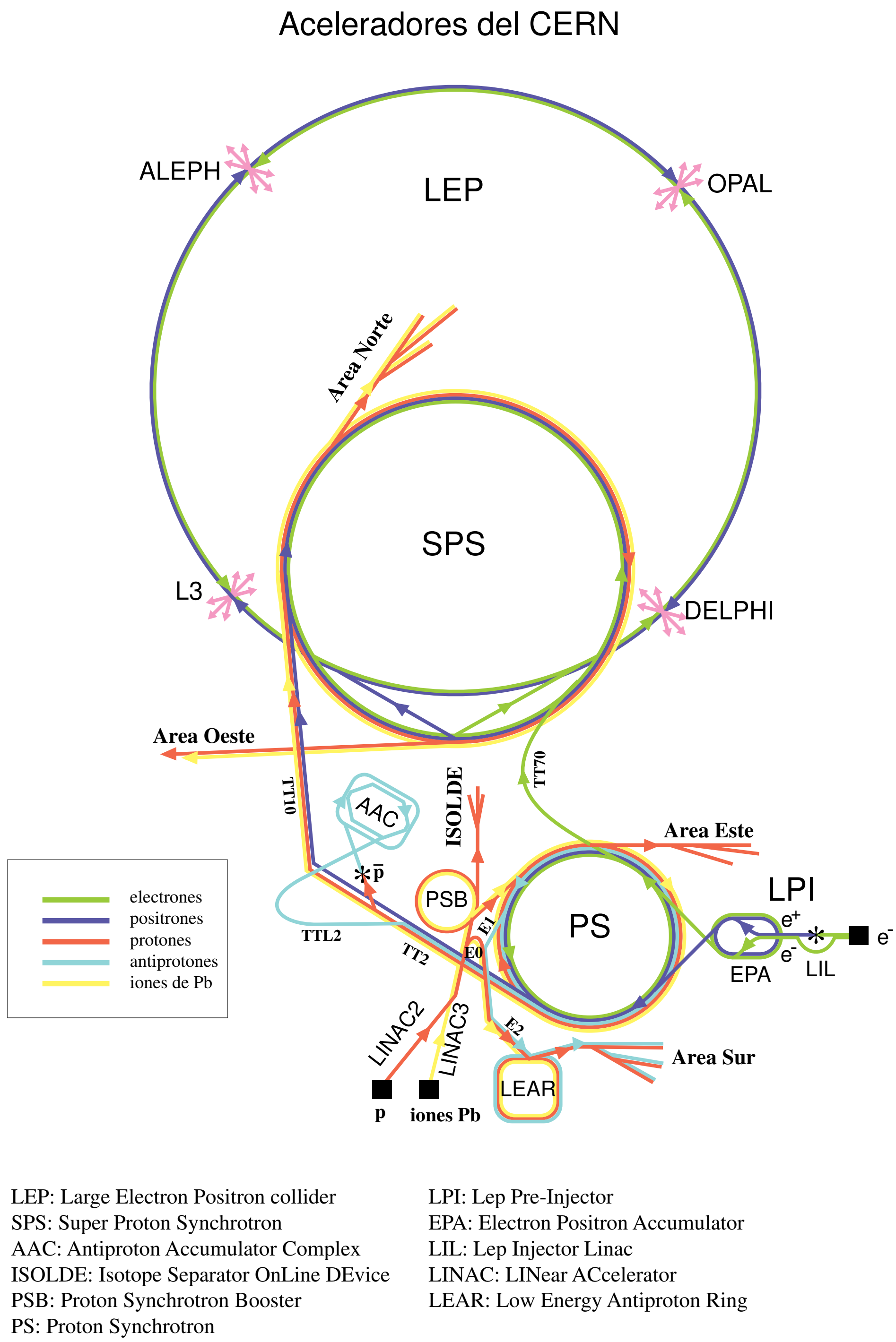


Figura 2.1: Proceso de inyección de e^+e^- en LEP.

El acelerador [4] está formado por 16 partes claramente diferenciables: 8 tramos en forma de arcos de circunferencia, con una longitud de 2800 m y 8 tramos rectos de 500 m. Para mantener los electrones y positrones en una órbita circular, se utilizan 3368 dipolos magnéticos en cada arco; y para focalizarlos, se necesitan 808 cuadrupolos magnéticos sumados entre los tramos rectos y los arcos. La disposición de los tramos es alternativamente, recto-curvo, para conseguir la mínima pérdida de la energía por emisión de radiación sincrotrón.

El acelerador tiene ocho puntos de colisión y en cuatro de ellos se encuentran los experimentos: ALEPH (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics), DELPHI, L3 (**L**EP-**3**) y OPAL (**O**mni **P**urpose **A**pparatus for **L**EP).

Para conseguir las energías citadas, los e^+e^- sufren una aceleración gradual en diversos aceleradores (ver figura 2.1). Los electrones son producidos termoiónicamente y pasan a un acelerador lineal (**LIL**), el cual, los acelera hasta 600 MeV; durante esta primera aceleración, y cuando llevan una energía de 200 MeV, se les hace colisionar con material (colocado en el **LIL**) para producir positrones, los cuales son acelerados inmediatamente por el **LIL**. Al final del acelerador lineal hay un acumulador de e^+e^- (**EPA**) para compensar la menor producción de positrones. Una vez hecho ésto, son introducidos en el sincrotrón de protones (**PS**) hasta que alcanzan una energía de 3.5 GeV y posteriormente pasan al Super Sincrotrón de protones (**SPS**) que les acelera hasta una energía de 20 GeV, momento en el cual se inyectan en el **LEP** en direcciones opuestas. Las características típicas del acelerador vienen dadas en la tabla 2.1. Los electrones y positrones circulan en 8 *bunches* de 4×10^{11} partículas cada uno, y con unas dimensiones de 1.6 cm de longitud, y $0.3 \times 0.01\ mm^2$ de sección.

Parámetros de LEP	Valor
Energía máxima por haz	$204.5\ GeV$
Luminosidad	$1.7 \times 10^{-31}\ cm^{-2}\ s^{-1}$
Longitud	$26.7\ km$
Dispersión en energía (σ_E/E)	10^{-3}
Tiempo entre colisiones	$11\ \mu s$
Tiempo de revolución	$88.9\ \mu s$
Número de paquetes	8
Longitud del paquete	$1.6\ cm$
Número de partículas por paquete	4×10^{11}
Intensidad de corriente promedio	$3mA$
Radiofrecuencia	$352\ MHz$
Campo magnético máximo	$0.135\ T$

Tabla 2.1: Parámetros del colisionador LEP en esquema de funcionamiento con 8 paquetes.

2.2 El detector: DELPHI

DELPHI (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification) es uno de los cuatro experimentos [2] que se llevan a cabo en el LEP. El conjunto consiste en una sección cilíndrica, el *barrel*, de radio 5 m y longitud 10 m; y dos "tapas", *endcaps* o *forward*, para poder cubrir así los 4π de ángulo sólido alrededor del punto de interacción e^+e^-. El sistema de coordenadas utilizado en **DELPHI** se toma por convenio con el eje z en la dirección de los haces, y sentido el de llegada de los electrones. Los ángulos se configuran tomando el ángulo polar θ en la dirección del eje z, y el ángulo azimutal ϕ en el plano perpendicular al haz y en sentido antihorario. **DELPHI** está a su vez formado de subdetectores, que poseen una función específica a la hora de realizar una medida. Una descripción detallada del mismo la podemos encontrar en [2].

El conjunto de subdetectores pueden agruparse en tres categorías generales:

- Detectores de *tracking*: utilizados para medir el momento y la trayectoria de las partículas cargadas. Son: VD, ID, TPC, OD, FCA, FCB y VFT.
- Calorímetros. Miden la energía asociada a las partículas, tanto neutras como cargadas, y ayudan a su identificación. Son: HPC, FEMC, HAC.
- Detectores de identificación de partículas, como MUB, MUF, RICH, FRICH.

Además existen otros detectores dedicados a la medida de la luminosidad del haz y de *trigger*, como son: VSAT, STIC, HOF, TOF y HER. Las principales carateristícas de cada uno de los subdetectores se expondrán en las siguientes secciones.

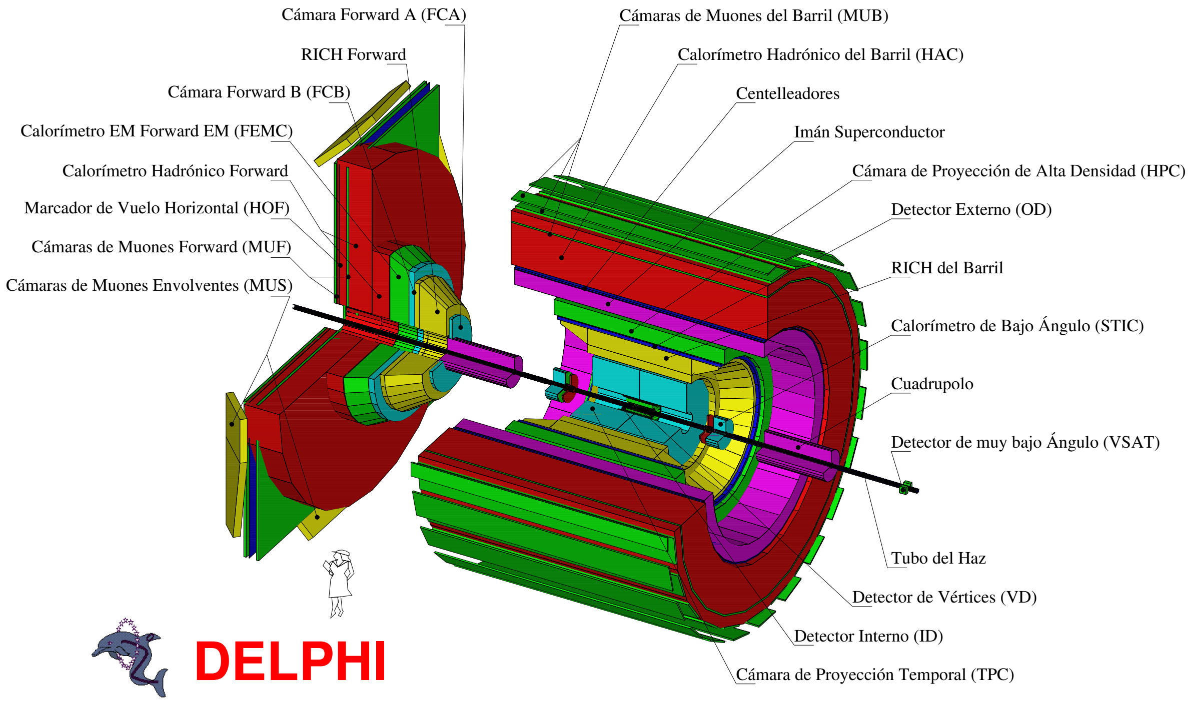


Figura 2.2: El detector DELPHI.

2.2.1 Detectores de trazas

El detector de vértices: VD

Su función es la reconstrucción de vértices, tanto el primario como otros posibles vértices secundarios correspondientes a partículas con una vida media entre 10^{-13} y 10^{-12} segundos. Además, sirve para dar una medida muy precisa de las coordenadas espaciales de las partículas que lo atraviesen. El VD está constituido por tres capas concéntricas con radios 6.3 (Closer), 9 y 11 (Outer) cm, equipados con una doble capa los detectores interno y externo para leer Rϕ y z (figura 2.3). Las dos más externas tienen una longitud de 24 cm de largo, y la interna una longitud de 22 cm. La cobertura global del detector en θ es entre 25° y 155°, y su espesor es aproximadamente 0.015% de longitudes de radiación. Cada una de las tres capas está constituida por 24 módulos solapados entre ellos un 10% en ϕ. Cada módulo se constituye de 4 detectores de silicio que poseen bandas de lectura (strips) en la dirección z. Los detectores se leen 2 a 2, proporcionando así una señal en la dirección de z positiva y otra en z negativa. Los detectores de silicio están construidos de tal manera que exista una banda de lectura cada 50 μm. Los dos más internos además poseen una línea de difusión intermedia, situada a 25 μm de las primeras, y cuyo fin es mejorar la resolución intrínseca de este detector. El grosor de los módulos es de 285 μm y la relación señal/ruido para partículas ionizantes al mínimo es de 15:1. El alineamiento del VD se realiza a partir de las partículas cargadas que proceden de la desintegración del Z°. Para ello se utilizan tres tipos de trazas:

- Las hadrónicas que pasen por las regiones de solapamiento y sirven para redefinir la rotación en Rϕ y la traslación de cada capa.
- Las hadrónicas que estén aisladas, pero con 3-hits contenidos dentro de un sector y ayudan al alineamiento de las posiciones relativas de los módulos en las distintas capas.
- Trazas procedentes del $Z^{\circ} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$. Se usan como apoyo a las anteriormente comentadas.

Para las trazas hadrónicas se necesitan otros detectores para calcular su momento. Un procedimiento similar se utiliza para el alineamiento en z. Con todo ello se consigue una precisión en Rϕ para un sólo punto de 7.6 μm y 9 μm para trazas perpendiculares a los módulos.

Detector interno: ID

El objetivo del detector interno [5] (*Inner Detector*, ID) es dar información para el *trigger* en rϕ y z con granularidad 1 grados, medir muy precisamente (inferior a 100 μm en rϕ 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 rϕ). 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

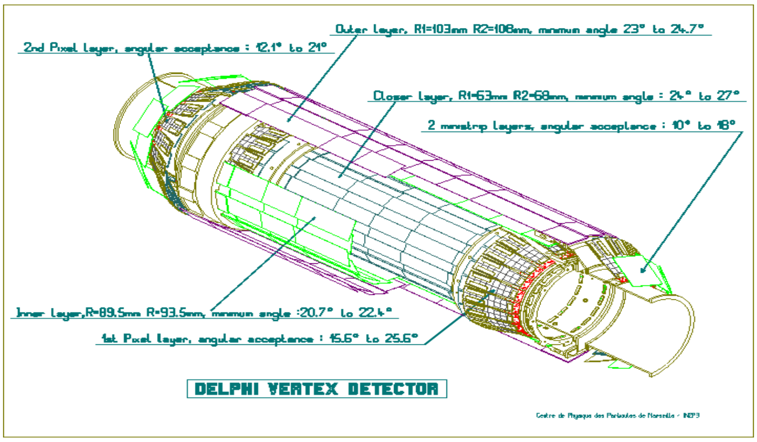


Figura 2.3: El detector de vértices de DELPHI.

es capaz de proporcionar una muy buena separación de trazas (a partir de 15 $mrad$ en φ y 1 mm en rϕ). Cubre la región polar entre 29 grados y 151 grados con todos los hilos y entre 18 grados y 162 grados con una parte de ellos (en combinación con la Cámara Forward B). Sólo da medidas en rϕ, alcanzando unas precisiones de:

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

- 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 rϕ) 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. Estas características permiten utilizar el ID dentro del *trigger*.

Time Projection Chamber: *TPC*

Es el principal detector de tracking y se utiliza para:

- Reconstrucción de trayectorias de partículas cargadas en tres dimensiones y medida del momento de la partícula.
- Medida de la ionización con la consecuente ayuda a la identificación de partículas.

La TPC (figura 2.4) está formada por dos volúmenes de gas cilíndricos (de radio interno 30 cm, radio externo 120 cm y longitud 150 cm) separados por una placa de alto voltaje que crea un campo eléctrico paralelo al eje del haz. Cada una de ellas está segmentada en 6 sectores radiales en ϕ. Los sectores son rellenados con un gas que contiene una mezcla del 80% de Argon y el 20% Metano y que está sometida a una presión de 1 atm. Las partículas cargadas que atraviesen la mezcla producirán una ionización del gas de aproximadamente 70 pares electrón-ión por cm a lo largo de su trayectoria. Los electrones ionizados viajarán a la deriva con una velocidad de 7 cm/μs por la influencia de un campo eléctrico uniforme (187 V/cm) y paralelo al eje z hasta el final del sector. En este punto penetran en una cámara de hilos de tungsteno y de diámetro 20 μm y con un potencial de trabajo de 1400 V. En cada sector hay 192 hilos separados a una distancia entre sí de 4 mm. Los electrones a su paso encuentran en primer lugar una rejilla de bloqueo que evita el paso de iones positivos (rejilla catódica), después dos planos de hilos sensibles que forman la cámara proporcional y por último una placa metálica de cobre sobre la que se han recortado 16 hileras circulares de *pads*.

La señal producida es amplificada un factor 2×10^4 y almacenada en ADCs tipo *flash*. De esta forma la TPC nos da información no sólo de la posición, en rϕ (a partir de la señal en los hilos) y en z (a partir del tiempo de deriva de los electrones), sino que los depósitos de energía nos dan conocimiento de la ionización con una precisión de 5.2% para muones de 45 GeV/c y 6.7% para piones de más de 2 GeV que proceden del K^0.

La resolución espacial es mejor que 0.88 mm en z, 250 μm en rφ y 880 μm en el plano r-z, en cada punto y con una separación de trazas $\Delta(r\varphi) \times \Delta(z) > 1cm \times 1\ cm$. La precisión máxima de la TPC se consigue en la zona $38° < \theta < 142°$ con 16 puntos medidos espacialmente. Se considera aceptable entre 20° y 160°.

La resolución general del momento no viene dada sólo por la TPC, sino que debe ser mejorada con ayuda de otros detectores como puede verse en la tabla 2.2

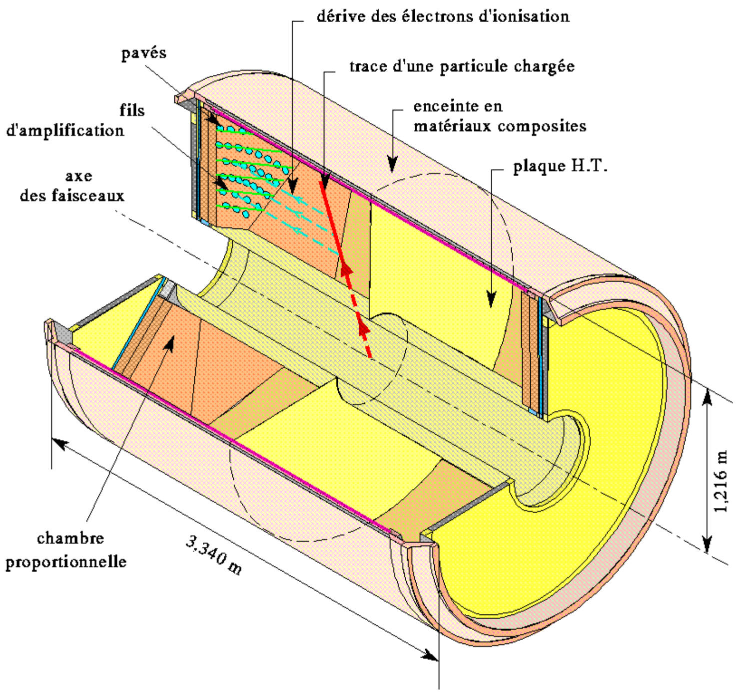


Figura 2.4: La TPC de DELPHI.

Detector de trazas exterior: OD

Diseñado para conseguir:

- Una mejor medida de las posiciones de las partículas cargadas con una buena resolución espacial a dos metros del punto de interacción que nos ayuda a mejorar la medida del momento.
- Sirve de información de *trigger* para tiempos menores de 3 μs y puede ser usado como primer nivel del mismo.
- Ayuda a la asociación de depósitos de energía en el calorímetro electromagnético con trazas detectadas en la TPC.

Está formado por cinco capas cilíndricas de tubos de deriva rectangulares de aluminio que funcionan en modo *streamer* limitado. Hay 24 módulos en φ y cada uno de ellos está formado por 5 layers de tubos de deriva que operan con una mezcla de Argon, isobutano e isopropanol. La longitud activa del detector cubre entre $42° < \theta < 138°$. Hay 145 tubos por módulo dirigidos según el haz y con una longitud de 4.54 m y que está cruzado a todo lo largo por un hilo sensitivo. La sección del tubo es de 1.65×1.65 cm^2 y sólo puede medir un *hit*. De modo que si dos partículas atraviesan el mismo tubo sólo será registrada una.

La resolución por punto obtenida es $\sigma_z = 4.4$ cm y $\sigma_{r\phi} = 100$ μm. El ángulo φ tiene como error:

$$\sigma_\varphi = \frac{\sqrt{12} \cdot \sin\varphi}{\Delta r} \sigma_{r\varphi}$$

siendo $\Delta r \simeq 7cm$ la distancia radial entre los hilos más externos y más internos.

Las cámaras FCA **(***Forward* **Chamber A),** FCB **(***Forward* **Chamber B) y** VFT **(Very** *Forward* **Tracker)**

La función de estas cámaras [2] es proporcionar señal de *trigger* en la zona *forward* y complementar en esta región a la TPC, en cuanto a reconstrucción de trazas y medida del momento. Las dos partes de la FCA están situadas en $z = \pm 160$ cm, $11° < \theta < 32°$, $148° < \theta < 169°$. 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 $\sigma(x, y) = 290$ μ m, $\sigma(\theta) = 8.5$ $m$rad y $\sigma(\varphi) = 24$ $m$rad.

Las cámaras FCB están justo delante del calorímetro electromagnético *forward* ($FEMC$), en $z = \pm 275$ cm, cubriendo la zona angular $11° < \theta < 36°$, $144° < \theta < 169°$. Constan de 5 planos dobles girados entre sí, con una resolución de 300 μm y permiten una estimación del momento de la traza, si este es bajo. La resolución en los parámetros de la traza reconstruida de $\sigma(x, y) = 150$ μm, $\sigma(\theta) = 3.5$ $mrad$ y $\sigma(\varphi) = 4/\sin\theta$ $mrad$.

La cámara VFT está situada a ambos lados del VD, cubriendo la zona angular entre $11° < \theta < 25°$ y $155° < \theta < 179°$. Cada lado esta constituido por dos capas de mini *strips* (tiras alargadas) con dos capas de *pixeles* (elementos de detección). El VFT tiene aproximadamente 1.2 millones de *pixeles*. La resolución espacial está entre 10 y 30 μm dependiendo de la inclinación de la traza [6].

θ	Detectores	$\sigma(1/p)(GeV/c^2)^{-1}$
$> 42°$	VD+ID+TPC+OD	$0.6 \cdot 10^{-3}$
$> 42°$	ID+TPC+OD	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$> 42°$	VD+ID+TPC	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$< 36°$	VD+FCB	$1.3 \cdot 10^{-3}$
$25° - 30°$	FCA+FCB	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$< 25°$	FCB	$2.7 \cdot 10^{-3}$

Tabla 2.2: Resolución en momento combinando distintos detectores para muones de 45.6 GeV/c.

2.2.2 Calorímetros

HPC (High density Projection Chamber)

Es el calorímetro electromagnético en el *barrel* [7]. Tiene estructura cilíndrica y se haya localizado dentro del imán superconductor para minimizar el material que han atravesado las partículas antes de alcanzar este detector. Su longitud es de 505 cm de largo, un radio interno de 208 cm y externo de 260 cm. Está dividido en 6 sectores en ϕ y 24 sectores en θ que cubren una región angular entre 41.5° y 138.5°. Estos 144 módulos están formados por hilos de plomo en forma de acordeón para conseguir 18 longitudes de radiación. Dentro de cada módulo hay una serie de *layers* (planos) de plomo y entre ellos con una anchura de 8 mm una mezcla gaseosa de Ar/metano al 80/20%. En los hilos de plomo es donde se producen los *showers*. Los electrones ionizados son derivados por un campo eléctrico a través de la región gaseosa. Al final de cada uno de los módulos se encuentran las cámaras multihilos. El hecho de que existan 6 sectores en ϕ limita la distancia de deriva a 85 cm. La posición de llegada da la coordenada $r\phi$ y el tiempo de deriva la coordenada z. Esto último confiere a la HPC la categoría de ser el único calorímetro que es capaz de medir la posición y la dirección en 3 dimensiones.

Para proporcionar una respuesta rápida utilizable para el *trigger* se ha incluido dentro de cada módulo una lámina centelleadora.

Los parámetros físicos calculados para la HPC son [2]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx 0.043 + \frac{0.32}{\sqrt{E}} \quad (E\ en\ GeV)$$

$$\sigma_z \approx 0.13 - 0.31\ cm$$

$$\sigma_\theta \approx 1\ mrad$$

$$\sigma_\varphi \approx 1.7\ mrad$$

El EMF (FEMC)

El EMF o $FEMC$[1] [8], cubre en DELPHI las zonas angulares $8° \leq \theta \leq 35°$, $145° \leq \theta \leq 172°$. Está formado por dos discos de unos 5 m de diámetro que tapan cada

[1] **F**orward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter.

uno un extremo del detector. Cada contador está formado por un bloque de vidrio de plomo (tipo SF3), con forma de pirámide truncada (orientado hacia el punto de interacción), con una longitud de 40 cm y una sección transversal de $5 \times 5\ cm^2$ en la cara frontal, correspondiendo a 20 longitudes de radiación. 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 del shower.

La resolución en energía estimada en este caso es de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.03 + \frac{0.12}{\sqrt{E}} + \frac{0.11}{E}$$

HAC (HAdronic Calorimeter)

El calorímetro hadrónico cubre un ángulo sólido entre 11° y 169° y está constituido por 19000 tubos *streamer* que tienen una anchura de 8 cm y una longitud variable entre 40 y 410 cm y están colocados en ranuras de 18 mm de ancho. A su vez estas ranuras están entre láminas de hierro de 50 mm de espesor. El espesor total de hierro es de 110 cm (equivalente a 6 longitudes de absorción). Hay 64 *pads* que cubren una región angular $\Delta\phi = 3.75°$, $\Delta\theta = 2.96°$. En el *barrel* 5 *pads* en la dirección radial leídas a la vez por el mismo canal electrónico y que recibe el nombre de *tower*. Para la parte de las endcaps las *towers* están formadas, o bien por 7 *pads* (parte pequeña de las endcaps) o por 4. La carga de cada *tower* es sumada cada 2 μs y digitalizada por un ADC de 8 bits. La calibración del mismo se realiza a partir del canal $Z \to \mu^+\mu^-$ y ha sido comprobada por piones de una sola traza procedentes de la desintegración de τ. En la región *barrel* (entre 52° y 128°) la resolución en energía ha sido calculada:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.21 + \frac{1.12}{\sqrt{E}} \quad (E\ en\ GeV)$$

Para incrementar la granularidad del detector se ha desarrollado un sistema que lee los cátodos de los tubos *streamer* de forma individual. Este sistema es independiente del anterior presentado, e incrementa la resolución en ϕ un factor 3 y en r un factor 5 que junto con el que ya existe consigue una mejor separación π/μ y mejor identificación de partículas neutras de larga vida además de una medida más precisa de la energía hadrónica.

2.2.3 Detectores de identificación de partículas

Cámaras de muones: MUB, MUF y SMC

Están situadas tras el calorímetro hadrónico [2] (en el *barrel* hay un módulo intercalado en el HCAL). Su finalidad es identificar los muones, que, al no producir showers electromagnéticos ni hadrónicos, son las únicas partículas que penetran fácilmente hasta estas cámaras de deriva y son detectadas, cubriendo gran parte del ángulo sólido. En las cámaras *barrel* (MUB) los hilos de los tubos son paralelos al eje OZ y esta coordenada se mide por el tiempo de llegada de la señal a los extremos; se tiene así una resolución $\sigma(r\varphi) \sim 1$ mm, $\sigma(z) \sim 10$ mm por punto (con 3 puntos), que permite la comparación con la extrapolación de cada traza medida en el detector central. Cubren la región angular desde 53.0 hasta 88.5 grados y desde 91.5 hasta 127.0 grados.

Las cámaras de la zona *forward* (MUF) tienen dos capas y una resolución de unos 5 mm, cubriendo la región angular comprendida entre 20 y 42 grados y entre 138 y 160 grados.

Las cámaras SMC están situadas en las regiones próximas a 40 y 140 grados de forma que son cubiertas las regiones entre las cámaras MUB y MUF.

Detectores de Cherenkov: RICH

El *RICH* (**R**ing **I**maging **Ch**erenkov Counter), es otro de los detectores más innovadores de **DELPHI** (no hay nada parecido en los otros experimentos del LEP). Su misión es aprovechar el efecto Cherenkov para la identificación de partículas (e/π/K/p) incluso si están dentro de jets.

Para cubrir un rango amplio de velocidades se utilizan dos medios de índices de refracción diferentes: C_5F_{12}, gas, para energías mayores y C_6F_{14} (freón), líquido, para energías más bajas. Entre ellos existe una cámara de deriva para la detección de los fotones Cherenkov (figura 2.5).

La focalización del cono de luz de Cherenkov es distinta para los dos medios. Para el medio líquido es directa sobre la cámara de deriva que está a continuación, debido a su pequeño espesor. En el caso del medio gaseoso, al tener menor densidad, debe haber un espesor mayor para que la cantidad de fotones emitidos sea suficiente. Esto hace necesario una focalización por medio de una serie de espejos parabólicos hacia la misma cámara de deriva, situada ahora delante del radiador.

En ambos casos el resultado final es una circunferencia (o una elipse) medida por dos cámaras proporcionales situadas en los extremos de la cámara de deriva.

En **DELPHI** hay dos detectores basados en el mismo principio, uno en la zona *barrel* y otro en la *forward*, con algunas diferencias debido a la geometría y la posición relativa de los campos eléctrico y magnético en los detectores de fotones. La tabla 2.3 muestra las precisiones promedio obtenidas para sucesos $Z^\circ \rightarrow \mu^+\mu^-$, tanto por fotoelectrón como por traza [2].

	B. líquido	B. gas	F. líquido	F. gas
Número de fotoelectrones por traza	14	8	7	8
Ángulo de Cherenkov en saturación, mrad.	666	62.3	675	55.0
Precisión angular por fotoelectrón, mrad.	13.3	4.3	11.4	2.5
Precisión angular por traza, mrad.	5.2	1.5	5.0	1.2

Tabla 2.3: Número de fotoelectrones, ángulos de Cherenkov en saturación y precisiones (en mrad.) obtenidas en sucesos $Z^\circ \rightarrow \mu^+\mu^-$, para el *barrel* (B) y para el *forward* (F).

2.2.4 Otros detectores

Contadores de centelleo: TOF, HOF y HER

Estos detectores tienen un tiempo de respuesta muy rápido al paso de partículas cargadas. Su elemento fundamental es plástico centelleador al que se le ha acoplado fotomultiplicadores que permiten transformar la cascada de electrones en señal eléctrica.

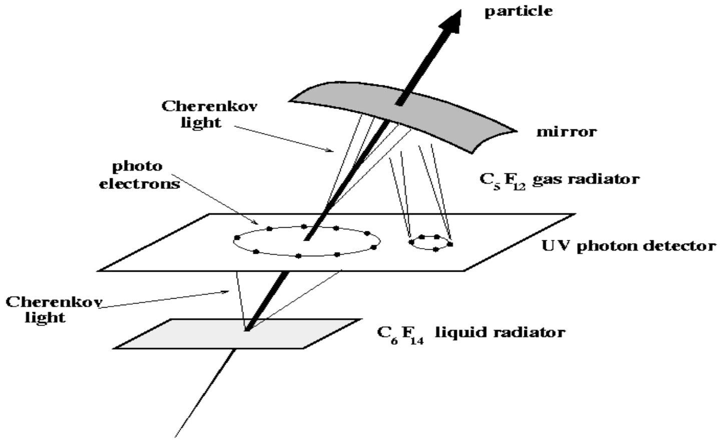


Figura 2.5: Esquema de funcionamiento de un detector RICH.

Su principal función es discriminar partículas que provienen del punto de interacción y de los rayos cósmicos, con una precisión del orden de nanosegundos. También son usados como *trigger*, asegurando además una completa hermeticidad para la detección de fotones de alta energía. En la zona *barrel* se encuentra el TOF (**T**ime **O**f **F**light); en cada una de las dos zonas *forward* el HOF (**HO**rizontal **F**light tagger); y entre el *barrel* y el *forward*, entre los módulos de la HPC y a 90° el HER (**HER**meticity detectors).

Monitores de luminosidad: VSAT y el STIC

En colisionadores e^+e^- la luminosidad se mide contando el número de sucesos de una clara señal experimental, con alta estadística y con una sección eficaz que pueda ser calculada teóricamente con mucha precisión. El proceso elegido es el scattering de Bhabha a bajos ángulos (dispersión del par electrón-positrón), que se produce enteramente a través de un canal t de intercambio de un fotón.

En DELPHI la luminosidad se mide usando el VSAT (**V**ery **S**mall **A**ngle **T**agger) y el STIC (**V**ery **S**mall **A**ngle **T**agger).

El VSAT se encuentra a una distancia $|z| = 7.7\ m$ dentro ya del túnel de LEP junto a los cuadrupolos superconductores y cubre los ángulos entre 5 y 7 $mrad$. Cada brazo del detector consiste en un calorímetro electromagnético con 12 capas de tungsteno (24 X_0) y 3 de silicio proporcionando una medida de la energía de los electrones con una resolución del 5%. Su situación dentro del túnel del acelerador le permite controlar el ruido producido por el haz en los detectores de DELPHI.

El STIC es un calorímetro de centelleadores de plomo formado por dos detectores cilíndricos colocados a cada lado de la zona de interacción de DELPHI a una distancia de 2.2 m, cubriendo una región angular en θ entre 29 y 185 mrad. La luz azul producida en el centelleador se lee mediante fibras colocadas perpendicularmente a los planos del centelleador. El espesor 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 cm $\times 22.5^o$. La resolución en energía obtenida es de $\sigma_E/E = 2.7\%$, estando este valor de acuerdo con las medidas de prueba realizadas antes de su instalación.

2.3 La adquisición de datos en DELPHI

Durante la toma de datos se han de realizar las siguientes tareas:

- Decidir si el suceso es "interesante" o no.
- Si es así, poner en funcionamiento toda la cadena para detectar y guardar la información que se puede obtener del suceso.
- Controlar continuamente que todos los detectores estén en perfecto estado para la adquisición.

Un sistema de *trigger* [9] decide si el suceso es o no interesante para la física que se esté realizando en ese momento y por lo tanto si ha de ser o no almacenado. De esta decisión se dispara el *Data Acquisition System (DAS)*, el cual toma la información digitalizada de todo lo que los detectores han medido y la almacena. Una vez guardado en cintas la información deja el sistema preparado para un nuevo suceso. Toda la operación de la toma de datos es vista en pantalla y controlada por el *Slow Control System (SC)* quien garantiza el perfecto estado de los detectores o corrige los posibles problemas para garantizar un buen funcionamiento de los detectores. A la vez que se controla la toma de datos se van observando algunos sucesos con el fin de comprobar que tienen la "calidad" requerida.

2.3.1 El *trigger* en DELPHI

Como se ha dicho al principio del capítulo hay 8 paquetes de electrones-positrones circulando en el LEP. El cruce de dos de estos paquetes tiene una frecuencia de 11 kHz. Utilizando las secciones eficaces y la luminosidad se puede calcular que la frecuencia de producción es más o menos de 0.6 Hz. Además en ese mismo tiempo se dan otros procesos que son de interés físico como son los *scattering* de Bhabha, las colisiones a dos fotones u otra información que ayuda a controlar la luminosidad del haz y mantener el detector alineado como ocurre para los cósmicos. Por esta razón el *trigger* tiene que tomar un decisión y prepararse para la siguiente con una frecuencia de aproximadamente 1 Hz. El *trigger* está diseñado en 4 niveles para incrementar su efectividad y la eficiencia en la decisión que tome. Los dos primeros niveles (T1 y T2) son síncronos con la señal de cruce de los haces, *Beam Cross Over (BCO)* que para 4 *bunches* es de 22 μs (para 8 *bunches* es de 11). Los otros dos, de naturaleza software, son asíncronos con el BCO. El nivel T1 es capaz de tomar una decisión en 3 μs y en caso de resultado negativo prepara nuevamente toda la electrónica implicada en el tiempo en que un nuevo BCO tarda en producirse. El segundo nivel de *trigger* utiliza detectores con un gran tiempo muerto y su toma de decisión de 39 μs. Si la respuesta es positiva, la fase de adquisición de datos se pone en marcha y como consecuencia el experimento pierde del orden de 200 BCOs. El tercer y cuarto niveles necesitan dar una respuesta a través del procesado de la información recibida en aproximadamente 30 ms y 300-500 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*. El solapamiento de los diferentes detectores da una substancial redundancia entre las diferentes condiciones de *Trigger*, por lo que la eficiencia del *trigger* es muy alta. La eficiencia global para sucesos con al menos dos trazas cargadas con un momento transverso mayor a 3 GeV/c es superior al 99.99%.

Las componentes principales de estos niveles de *trigger* son:

Trigger de trazas

Consta de dos componentes independientes, uno en la zona *barrel* y otro *forward*. En el *barrel*, el primer nivel viene dado por la correlación en $r\varphi$ entre las señales del ID y del OD.

La TPC proporciona un segundo nivel, según dos componentes, el llamado *trigger* R-Z, que opera sobre la proyección R-Z de cada sector de la TPC y el *contiguity trigger*, basado en correlaciones en el espacio tridimensional, usando grupos de *pads*.

En la zona *forward*, los dos niveles vienen dados por las cámaras FCA y FCB.

Trigger de muones

Basado en el TOF y cámaras de muones en el *barrel*, y por éstas y el HOF en la zona *forward*. Selecciona los sucesos candidatos a ser pares de muones.

Trigger de energía electromagnética

En el *barrel*, el primer nivel es activado por los centelleadores de la HPC y el segundo viene dado por la medida de la altura de los pulsos en los grupos de *pads* de cada módulo, requiriendo un mínimo de energía depositada, para evitar falsas señales procedentes de la radiactividad natural o de ruidos electrónicos.

En la zona *forward* la señal viene dada por el FEMC tanto para el nivel 1 como para el 2, con información proviniente de superbloques, consistentes en grupos de 16-32 bloques de vidrio de plomo.

Trigger de energía hadrónica

De forma parecida, la deposición de energía hadrónica da señales en el calórimetro hadrónico.

Trigger de Bhabhas

Proporcionado por los monitores de luminosidad. Se requiere una deposición coplanar mínima (30 en el VSAT) así como determinadas multiplicidades.

2.4 El software del análisis de datos y simulación

El conjunto de programas que hace posible el análisis de los datos tomados por los detectores, están constituidos por 3 componentes: DELANA, DELSIM y DELGRA.

2.4.1 DELANA(DELphi ANAlysis program)

El análisis comienza con el programa $DELANA$ [10] (**DEL**phi data **ANA**lysis program), que actúa directamente sobre los datos tal y como se obtienen de los detectores, el *RAW DATA*. El proceso tiene las siguientes etapas:

- Trasformar el *raw data* 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, *track*.
- 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 . El resultado es un fichero de datos con una estructura, llamada $TANAGRA$ [11].

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, 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. Toda esta información combinada es guardada en cintas y recibe el nombre de "DST".

En **DELPHI** todos los tipos de datos son escritos en formato ZEBRA FZ. Esto permite transportar entre computadoras con distinta arquitectura sin cambiar el formato de los datos. Cada suceso puede ser visto como una cadena de bancos de datos de la cual podemos ir extrayendo la información. Por ejemplo, un suceso empieza con un banco de información, la energía del centro de masas, luminosidad, número de suceso, fecha de toma de datos, ... De este banco "parten" los diferentes vértices (desde la interacción inicial hasta todos los secundarios producidos en el suceso) reconstruidos del suceso. De cada vértice "parten" las distintas trazas asociadas. De cada traza "parten" a su vez, diferentes bancos de información cada uno de ellos asociados a un detector determinado. De esta forma y recorriendo cada paso vamos obteniendo la información para un suceso.

Dentro del grupo de física del tau se ha desarrollado un programa llamado $TAUPLUS$ [12] que realiza este trabajo, pero que tiene en cuenta las peculiaridades de los sucesos $\tau^+\tau^-$ y además, aprovecha lo realizado en la DST. Inicialmente fue diseñado para estudiar sucesos $\tau^+\tau^-$, pero hemos comprobado que funciona muy bien para todo tipo de topologías de baja multiplicidad. La propiedad principal es su diseño en forma modular que permite añadir, de manera fácil, nuevas funciones o variables según el curso de los análisis, lo cual lo hace muy flexible para los distintos estudios que se hacen con sucesos leptónicos.

De la misma forma se ha realizado un programa con similares objetivos dentro del grupo de física del W, denominado $WWANA$ [13]. Este programa tiene en cuenta las propiedades específicas de los pares W^+W^-.

En ambos casos el resultado final del programa es una *Ntupla* que contiene todas las variables importantes para su estudio. Una vez creada la *Ntupla* se pasa a su estudio y para ello se emplea el programa de análisis PAW (Physics Analysis Workstation) [14]. Este programa permite estudiar estadísticamente las distintas variables y ver cuál es el comportamiento para todos los sucesos que hayamos escogido. Además incluye numerosas utilidades para facilitar el análisis.

2.4.2 DELSIM (DELphi SIMulation program)

Con el fin de comparar los datos obtenidos con las predicciones teóricas de los diferentes procesos es necesario realizar una simulación de los mismos. Existen tres partes bien diferenciadas. La primera se realiza con programas llamados "generadores" que discutiremos más adelante, y las dos siguientes con DELSIM [15]:

1. Un generador de MonteCarlo de los procesos físicos de producción, que nos da información de todas las partículas producidas. Normalmente son programas externos a la cadena de simulación.

2. Propagación por el detector con simulación de la interacción de las partículas con el medio material (detectores, soportes de los mismos, ...).

3. La respuesta electrónica de los subdetectores, con salida equivalente a la tomada en el detector.

Posteriormente se procesan con $DELANA$ de la misma forma que los datos. Con todo ello se consigue saber la eficiencia del proceso estudiado en cuestión, el fondo proveniente de otros procesos y demás detalles que pudieran ser interesantes.

2.4.3 DELGRA (DELphi GRAphics program)

En algunas ocasiones es útil poder visualizar un suceso en **DELPHI**. Esta herramienta es el programa DELGRA que permite ver los sucesos en color en 3 dimensiones con diversas perpectivas y señales en los detectores.

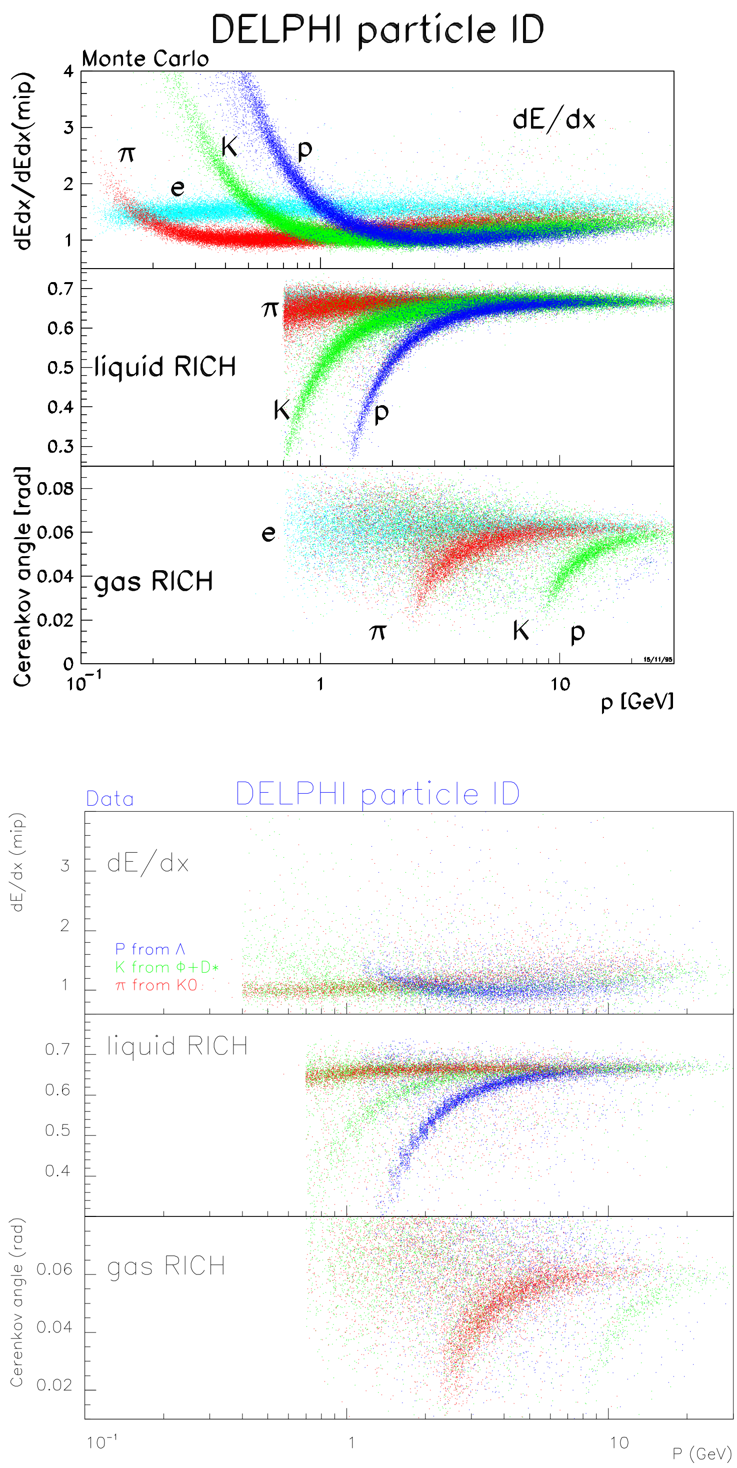


Figura 2.6: Valores de dE/dx en la TPC y del ángulo medio de Cherenkov en el RICH en función del momento para datos (abajo) y MC (arriba).

Bibliografía

[1] The DELPHI detector at LEP. DELPHI Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A203 (1991) 233-276.

[2] DELPHI Collaboration. Performance of DELPHI Detector. Nuclear Instruments and Methods A378 (1996) 57.

[3] Physics with Very High Energy e^+e^- Colliding Beams. CERN-EP 76-18, 1976; Design Study of a 15 to 100 GeV e^+e^- colliding beam machine (LEP). CERN-LEP 78-17, 1978.

[4] LEP design report. CERN-LEP 84-01, 1984.

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

[6] The Status of the DELPHI Very Forward Ministrip Detector, W. Adam et al., DELPHI 96-58 MVX 15.

[7] Performance of the HPC calorimeter in DELPHI, A. De Min et al. CERN-PPE/95-04. 17-JAN-1995.

[8] P.Checchia et al., Nucl.Inst.and Meth. A248(1986)317;
G.Barichello et al., Nucl.Inst.and Meth. A254(1987)111;
P.Checchia et al., Nucl.Inst.and Meth. A275(1989)49.

[9] DELPHI Collaboration, The DELPHI Trigger System at LEP High Energies, artículo en preparación, EP Paper 290.

[10] Data Analysis Program (DELANA), User's Guide, DELPHI 89-44.

[11] DELPHI Collaboration, TANAGRA, Track Analysis and Graphics Package, DELPHI 87-95, 1985.

[12] A Tau Physics Analysis Package. Version 5.4. S. de Branbendere, M. Dam, D. Edsall. DELPHI 98-15 PROG 229, 1998.

[13] WWANA A standard package for W analysis, R. Chierici, C. Parkes and A. Tonazzo, 96-128 PROG 218, 24 de julio de 1996.

[14] Physics Analysis Workstation, versión 2.12/21, 1-June-2001.

[15] DELPHI Collaboration, DELSIM-DELPHI, Event Generation and Detector Simulation, DELPHI 89-67, 1989.

Capítulo 3

Muestra de sucesos.

3.1 Introducción

La muestra de datos corresponde a los tomados por el detector DELPHI desde el año 1998 al 2000. Durante este tiempo la luminosidad integrada fue de aproximadamente 570 pb^{-1} (tabla 3.1), con unas energías centro de masas desde 188 a 209 GeV. La luminosidad total corresponde a aquellos períodos en los que los principales subdetectores utilizados en el análisis funcionaban en perfectas condiciones, con el fin de asegurar la calidad de los datos recogidos.

Además de los sucesos que nosotros llamaremos 'señal' existen en la muestra gran variedad de procesos diferentes y que debemos eliminar en orden a seleccionar los primeros. Todos estos distintos procesos han sido generados y procesados a través de la cadena de simulación de DELPHI. Otro punto importante son los criterios de identificación de partícula o tipo de leptón, los cuales serán utilizados en las distintas selecciones que se describirán en los siguientes capítulos de esta tesis.

$\sqrt{s}$ (GeV)	año	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
188.7	1998	153.81
191.6	1999	24.53
195.6	1999	72.44
199.5	1999	81.77
201.6	1999	39.44
205.0	2000	69.09
206.0	2000	79.82
206.7 (S6)	2000	50.04

Tabla 3.1: Luminosidad integrada para cada una de las energías centro de masas analizadas. La última línea se refiere al período en el que un sector de la TPC dejó de ser operativo, lo cual ha sido tenido en cuenta en la simulación de los procesos.

3.2 Selección de trazas

Antes de realizar cualquier análisis propiamente dicho es necesario pedir unos criterios de calidad que deben satisfacer las trazas.

Sólo han sido usadas aquellas trazas cargadas con momento mayor que 200 MeV/c^2 con una precisión en el momento de al menos el 100%. Para la reconstrucción de la traza debían haberse utilizado detectores de trazas alejados suficientemente del punto de interacción, es decir, la TPC o el OD (FCA o FCB en la zona *forward*). Esto se hace así puesto que hemos comprobado que las trazas que no cumplen esto a menudo corresponden a asociaciones aleatorias entre ruido. Incluso cuando estas trazas están originadas de una verdadera partícula su momento está mal medido, no siendo posible hacer identificación de partícula, ya que en general no tienen ni información en los calorímetros ni en las cámaras de muones, puesto que la extrapolación entre las cámaras de trazas y estos detectores se hace difícil por la excesiva lejanía entre ambos.

Además para asegurar que la traza proviene del punto de interacción se requirió que su parámetro de impacto fuese de menos de 4 cm.

3.3 Características de procesos considerados como señal

La evolución de las secciones eficaces de los procesos más importantes en el Modelo Estándar con la energía centro de masas se muestra en la figura 3.1. Estas secciones eficaces pueden ser comparadas con las secciones eficaces predichas para la producción H^+H^- o hZ, que suelen ser del orden de los 0.1 *pb* para las masas que se están estudiando.

3.3.1 $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$

Los sucesos W^+W^- se producen a través de tres diagramas doblemente resonantes (canales s de aniquilación de un γ o de un Z, y canal t de intercambio de un neutrino), llamados diagramas "CC03", dando lugar a una topología final a cuatro fermiones.

Se espera que aproximadamente un 11% de los pares WW se desintegren a través del canal puramente leptónico. Los sucesos en los que ambos bosones W se desintegran dando lugar a un par leptón-neutrino están caracterizados por una baja multiplicidad cargada con una clara topología a 2 *jets* con dos leptones de carga opuesta energéticos, acolineales y acoplanares, y por la gran cantidad de momento y de energía perdidos. Puesto que existen tres pares leptón-neutrino ($e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$ y $\tau\nu_\tau$) hay en total seis posibles pares finales observados.

Si el W se desintegra a $e\nu_e$ o $\mu\nu_\mu$ en el estado final se observará generalmente una sola traza cargada, sin apenas actividad proveniente de partículas neutras. En el caso de desintegrarse a $\tau\nu_\tau$ aproximadamente en un 85% de las veces se observará una sola traza cargada y en un 15% de las ocasiones tres, si bien en un alto porcentaje de las ocasiones se espera que se observe junto a una o varias partículas neutras. Puesto que las partículas detectadas provienen de la desintegración de un τ de alta energía tienden a estar todas muy colimadas. En las figuras 3.3 y 3.4 se pueden observar típicos pares W^+W^- leptónicos.

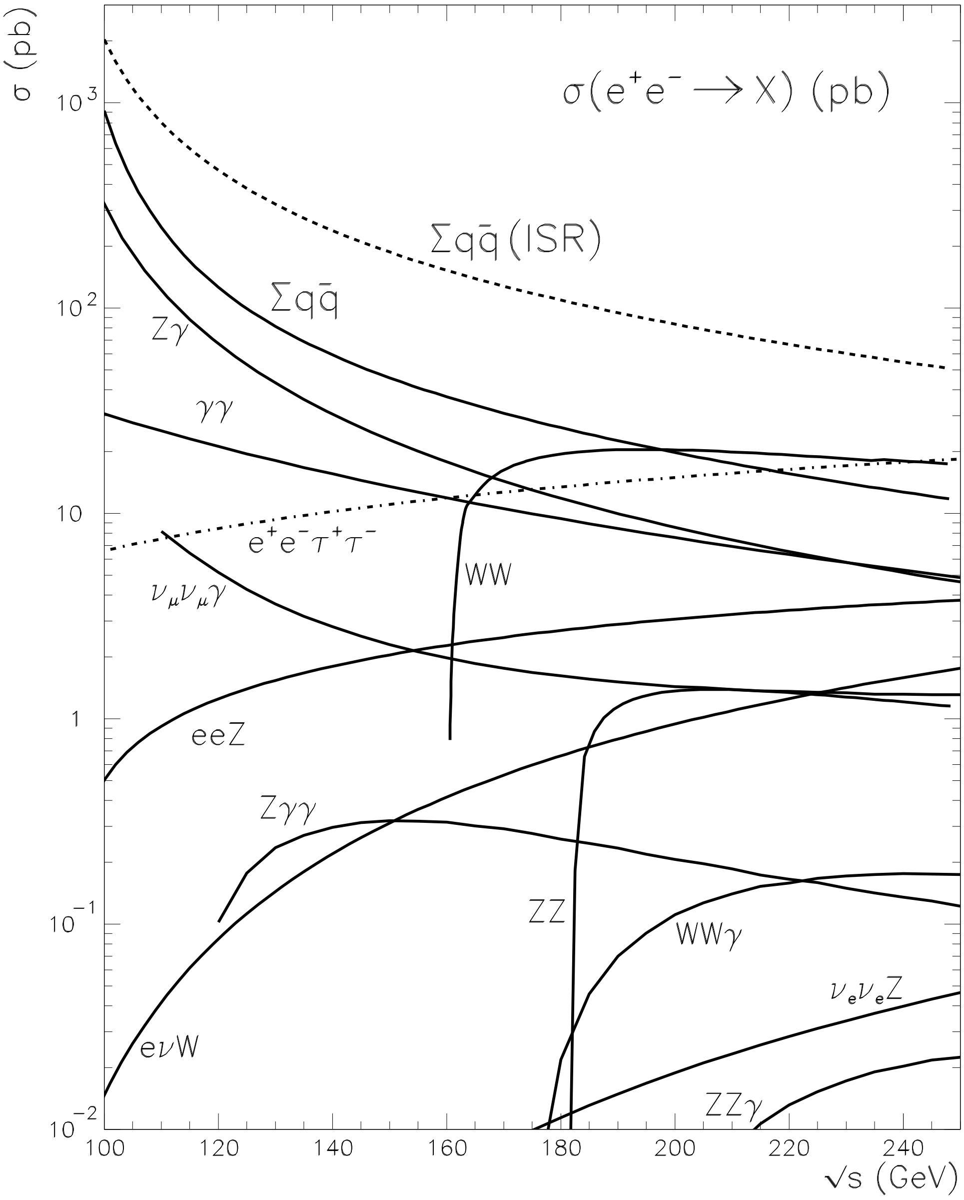


Figura 3.1: Evolución de las secciones eficaces de los procesos más importantes en el Modelo Estándar con la energía centro de masas.

3.3.2 $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\nu_l$

Sucesos en los que uno de los bosones W da lugar a un par leptón-neutrino y el otro a quarks están caracterizados por dos *jets* hadrónicos, un leptón aislado (proveniente directamente de la desintegración del W o de una cascada $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow e\nu\nu\nu$ o $\mu\nu\nu\nu$) o un *jet* de baja multiplicidad debido a una desintegración hadrónica del τ, y momento perdido resultado de la presencia de neutrinos. En la figura 3.4 se muestra un ejemplo de un par $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'\mu\nu_\mu$.

3.3.3 $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau/q\overline{q}'\tau\nu_\tau$

Este tipo de sucesos tiene una topología muy similar a la descrita en el caso de sucesos $W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau/q\overline{q}'\tau\nu_\tau$. Sólo determinadas diferencias (además de la masa), como la polarización del τ o el ángulo de producción del bosón, permiten discriminar en cierta medida ambas contribuciones.

3.3.4 $hZ, h \to$ *invisible* $, Z \to l^+l^-$

La señal experimental de estos sucesos es un par de leptones acoplanares y acolineales, con una masa invariante compatible con la esperada de una desintegración $Z \to l^+l^-$, en el caso de muones y electrones, además de gran cantidad de energía y momento perdidos debido a la presencia de partículas que no son detectadas.

3.3.5 $\pi_T^+\pi_T^- \to bc\tau\nu$ y $\pi_T W_L \to bcl\nu$

La topología de este tipo de sucesos es muy similar a la que aparece en las desintegraciones semileptónicas de los bosones W. Las principales diferencias que nos permiten diferenciar ambas contribuciones son el ángulo polar de producción del bosón; y sobre todo la presencia de quarks b en la señal, ya que el fondo W^+W^- contiene muy pocos de estos quarks.

3.4 Características de procesos de fondo

3.4.1 $W^+W^- \to q\overline{q}'q''\overline{q}'''$

Este tipo de sucesos representa aproximadamente el 45.6% de las desintegraciones de los pares de bosones W. Nosotros no vamos a estudiar este tipo de desintegraciones, por lo tanto lo consideramos fondo en todas nuestras selecciones. Se caracterizan por una alta multiplicidad cargada, una configuración a 4 o más *jets* hadrónicos y apenas energía perdida. En la figura 3.4 mostramos un claro candidato a $W^+W^- \to q\overline{q}'q''\overline{q}'''$. Es un tipo de fondo para sucesos $ql\nu$, especialmente cuando el leptón es un τ, ya que puede ocurrir que se pierda por algún motivo uno de los *jets* y otro se confunda con una cascada hadrónica de un τ.

3.4.2 $q\overline{q}(\gamma)$

Son sucesos muy abundantes (con respecto a las señales que se quieren estudiar) con una sección eficaz a estas energías del orden de los 100 *pb*. Debido a la hadronización del par de quarks y la de los posibles gluones producidos, en el estado final se observan gran cantidad de partículas (cargadas y neutras), como se puede observar en la figura 3.5. Estas trazas están agrupadas en *jets* o chorros de partículas, típicamente uno por quark o gluón. Además, son sucesos bastante esféricos, es decir, todas estas trazas aunque dentro de uno de estos *jets*, están distribuidas casi homogéneamente en el espacio y no concentradas, dado que los *jets* son muy abiertos. Estos sucesos pueden ser erróneamente clasificados como $qql\nu$, por ejemplo cuando alguna de las trazas de los *jets* es identificada como un leptón aislado; o si radia algún gluón, cuyo *jet* suele dar una relativamente baja multiplicidad cargada, que puede ser confundido como una desintegración hadrónica del τ. Además puede haber momento pérdido debido a problemas en la detección, o debido a la presencia de algún neutrino en la cascada producida por los quarks (sobre todo en el caso de las desintegraciones semileptónicas de quarks b).

3.4.3 $l^+l^-(\gamma)$

$\mu^+\mu^-$

Estos procesos que dan lugar a un par de muones tienen una sección eficaz del orden de 8 *pb*. Son sucesos bastante claros, ya que en los detectores de trazas se observan dos partículas de alta energía, muy colineales (*back to back*) y que atraviesan los calorímetros dejando señal de partículas de ionización mínima (*mip*). En la figura 3.5 se observa un típico $\mu^+\mu^-$.

e^+e^-

Es una situación parecida al caso anterior, pero en este caso con una sección eficaz mucho mayor (del orden de 1 *nb*) debido a la producción por el canal t, que la hace aumentar, especialmente para ángulos de producción bajos. También se producen dos trazas de de alto momento, sólo que esta vez hay deposición en los calorímetros electromagnéticos (en principio, se debería ver toda la energía). La figura 3.5 muestra un ejemplo de este tipo de sucesos. Por otra parte los electrones tienen gran probabilidad de producir interacciones secundarias con el detector, lo que dificulta la medida del momento.

$\tau^+\tau^-$

Son procesos en los que se producen un par de taus, con una sección eficaz similar a la de producción de dos muones. Se producen *back to back* en el plano transverso, siendo sus productos de desintegración análogos a los ya explicados en los W que se desintegran a $\tau\nu_\tau$. De igual forma los productos de su desintegración suelen estar muy colimados. Por lo general la energía disponible de estas partículas es mayor que la de los W debido a que en este caso se producen dos neutrinos menos. En la figura 3.5 se puede observar un suceso $\tau^+\tau^- \to a_1^+\nu_\tau\rho^-\overline{\nu}_\tau \to \pi^+\pi^+\pi^-\overline{\nu}_\tau\pi^-\pi^\circ\nu_\tau$.

$l^+l^-\gamma$

Estos procesos son idénticos a los explicados anteriormente, con la diferencia de que se produce el par fermión-antifermión más al menos un fotón. En la mayor parte de los casos la energía del fotón es tal que la masa del par de leptones es la masa del Z, dado que está favorecido por la resonancia, por ello se suelen denominar procesos de retorno radiativo al Z. En muchas ocasiones el γ tiene bajo ángulo, no se detecta, y por tanto se induce una aparente acolinealidad y pérdida de energía que los hacen parecidos a los W^+W^-, si bien suelen ser coplanares en el plano transverso al tubo del haz. La figura 3.6 muestra un suceso candidato a $\mu^+\mu^-\gamma(\gamma)$, es decir, un suceso $\mu^+\mu^-$ acompañado por un fotón de radiación de estado final; y además es compatible con un fotón emitido a muy bajo ángulo con una energía tal que corresponde a un suceso de retorno radiativo al Z.

3.4.4 Colisiones a dos fotones

Son procesos de interacción a dos fotones, predominantemente según el diagrama (en orden más bajo) de la figura 3.2. Los electrones iniciales son dispersados con ángulo pequeño, de manera que habitualmente se pierden por el tubo del haz y no son detectados, y se llevan gran parte de la energía disponible. Se caracterizan por tanto, por tener baja energía visible, bajo momento transverso y baja acolinealidad. Su sección eficaz es del orden de los *nb*, aunque con cortes mínimos en el momento o la energía transversa se reduce drásticamente al orden de los *pb*.

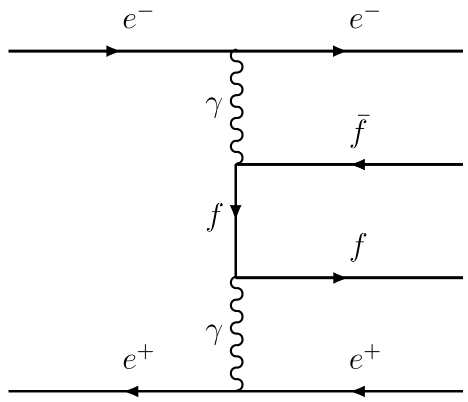


Figura 3.2: Diagrama principal del proceso de colisiones a dos fotones.

3.4.5 ZZ, $We\nu_e$ y Ze^+e^-

Son procesos denominados a cuatro fermiones, pues ésta es la topología final que resulta (de la misma forma que los pares W^+W^-). Su sección eficaz es baja comparada con muchos otros procesos anteriormente explicados, pero sin embargo constituyen un fondo, al menos en parte, irreducible para los W^+W^- al presentar la misma topología en el estado final en alguna de sus desintegraciones. En los pares ZZ, cuando uno de ellos da lugar a un par de neutrinos y el otro a un par de leptones su estado final es equivalente al de los pares $W^+W^- \to l^+\nu_l l^-\overline{\nu}_l$, si bien las distribuciones angulares y de energía resultantes son diferentes. Los procesos $We\nu_e$ y Ze^+e^- se producen a través de diagramas no doblemente resonantes. Los sucesos $We\nu_e$ son siempre semejantes a un par WW en donde un W se desintegra a un par $e\nu$, pero por lo general el electrón se escapa por el tubo del haz. Los Ze^+e^- presentan el mismo estado final que los $W^+W^- \to e^+\nu_e e^-\overline{\nu}_e$, cuando el Z da lugar a un par de neutrinos. Debido a la cinemática es relativamente frecuente que alguno de los leptones se pierda, y por tanto se pueda confundir con un par W^+W^-.

3.4.6 Rayos cósmicos

Pese a la profundidad a la que está situado el experimento, aún hay partículas procedentes de la radiación cósmica que llegan al detector y pueden dar señal (principalmente muones). El flujo en la superficie es de unas 100 partículas por metro cuadrado y por segundo [10], con una energía media de ≈ 2 GeV, con una dependencia en E^{-2}. La atenuación producida por atravesar los 100 metros de terreno hasta el detector reduce el flujo en un factor 100, aproximadamente. La mayoría de estos son eliminados directamente por el trigger, pero a pesar de todo quedan algunos en la muestra inicial de sucesos.

Dado que son trazas que no provienen del punto de interacción, sino que atraviesan el detector al azar, la característica principal es que la distancia del punto de máxima aproximación al vértice nominal de la interacción es grande (figura 3.7). Si por casualidad atraviesa el detector por un punto próximo al de interacción, todavía se pueden distinguir por dos métodos más. Por una parte, puesto que hay una sola traza, que los programas de análisis considerarán como dos, la acolinealidad será muy pequeña. Por otra, hay información del tiempo de vuelo entre extremos opuestos de DELPHI medida por dos detectores (OD, TOF), de manera que un cósmico dará una diferencia de tiempos apreciable, mientras que en el resto de los casos las partículas llegarán simultáneamente a ambos lados.

3.4.7 Interacciones *beam-gas* y *beam-wall*

Se pueden producir interacciones entre un e^+ o un e^- del haz con núcleos del gas residual del tubo o bien con las paredes del mismo. Es equivalente a una colisión de blanco fijo y por tanto la energía disponible en centro de masas es baja comparada con la de una interacción haz-haz (≈ 20 GeV frente a más de 180 GeV). Debido a esto y a la particular cinemática estos sucesos se distinguen por el bajo momento transverso de sus trazas (la mayoría escapan por el tubo del haz sin ser observadas y las restantes tienen un ángulo polar muy pequeño) y por la no compensación del momento total (todas las trazas tienden a ir en direcciones parecidas).

3.5 Generadores de procesos

Con el fin de comparar los datos con lo predicho con el Modelo Estándar, todos los procesos físicos descritos anteriormente han sido generados, pasando después a través de la cadena de simulación y de análisis de DELPHI. Esta cadena de análisis es la misma que se utiliza para los datos.

Las diferentes contribuciones de procesos del Modelo Estándar estaban basadas en los siguientes generadores: PYTHIA [1] para $q\bar{q}(\gamma)$, KORALZ [2] para $\mu^+\mu^-(\gamma)$ y $\tau^+\tau^-(\gamma)$, BABAMC [3] para $e^+e^-(\gamma)$, y EXCALIBUR [4] para estados que dan lugar a cuatro fermiones (en estos se incluye la señal W^+W^-), excepto para procesos cuyo estado final es $e^+e^-f\overline{f}$ en los que se utilizó GRC4F [7]. Con el fin de comparar los resultados los procesos a cuatro fermiones fueron generados también con PYTHIA. Las colisiones a dos fotones fueron generadas con TWOGAM [5] para estados finales hadrónicos, BDK [6] para estados finales con electrones y BDKRC [6] para el resto de estados finales leptónicos.

De la misma forma han sido producidas diferentes muestras de señal H^+H^- y hZ, utilizando el generador HZHA [8]. Las muestras de señal de *Technicolor* fueron producidas usando un generador especial incluido en el paquete de PYTHIA [9].

3.6 Identificación de partículas (*jets*)

Los candidatos a leptones vienen caracterizados por *jets* aislados, con baja multiplicidad cargada (pedimos menos de cinco trazas cargadas). Los detalles de los cortes dependen de la topología estudiada.

Cada uno de los leptones son clasificados como muones, como electrones o como taus. La identificación fue ligeramente diferente dependiendo de la parte del detector atravesada por la partícula: Barrel, Forward o la zona no cubierta por los calorímetros electromagnéticos ($37° < \theta < 43°$ y $137° < \theta < 143°$).

3.6.1 Identificación del muón

Los muones se caracterizan por depositar un mínimo de energía en los calorímetros electromagnéticos por ionización, alrededor de 200 MeV, y las principales propiedades para identificarlos se basan en el calorímetro hadrónico (figura 3.8) y en las cámaras de muones (figura 3.9). Los muones suelen llegar a estos últimos estadios del detector, por lo que su identificación está basada en exigir un mínimo de energía en el último plano del calorímetro hadrónico o que haya dejado alguna señal en las cámaras de muones. Por contra, el resto de partículas (electrones y hadrones) tienen una baja probabilidad de llegar, con lo que el rechazo es grande. Además exigimos que el *jet* tenga una sola traza cargada, y poca actividad neutra.

3.6.2 Identificación del electrón

Los electrones tienden a frenarse por completo en los calorímetros electromagnéticos (HPC y FEMC) depositando toda su energía, por lo que ésta es la característica más importante. Una variable interesante es la energía depositada en los cuatro primeros planos de la HPC, ya que significan nueve longitudes de radiación. Los electrones depositan una gran fracción de su energía, mientras que la probabilidad de interacción de otras partículas es baja. Los electrones no suelen llegar, o lo hacen con poca energía, al calorímetro hadrónico, por lo que se puede requerir un máximo en la energía depositada en el HCAL. Además se sabe que el valor de la ionización en la TPC es en promedio diferente para cada tipo de partícula, por lo que sirve para distinguir los electrones del resto. Si un electrón va a alguna zona no cubierta por la HPC o el FEMC, no dejará toda su energía electromagnética, y por tanto, primero la información de la energía depositada en los calorímetros apenas servirá (figura 3.10) y segundo la energía depositada en el calorímetro hadrónico será mayor. Por ello que en esta región los criterios de selección deban ser algo diferentes, y se basan en la energía depositada en el calorímetro hadrónico y en la ionización en la TPC. En este caso la actividad alrededor de la traza principal suele ser mayor que en el caso del muón, por ello permitimos que haya hasta dos trazas cargadas en el *jet* y se es menos restrictivo en la energía neutra.

3.6.3 Identificación del τ

Si no es identificado ni como muón ni como electrón es considerado como un hadrón, y por tanto es identificado como una desintegración hadrónica del τ.

Desintegraciones leptónicas del τ

Cuando es identificado como leptón se han utilizado las propiedades de momento y energía para decidir si viene directamente de un bosón o de un τ. En general un electrón y un muón tienen una energía y momento mayor si vienen de un bosón que si vienen de una cascada de un τ, debido a la presencia de sólo un neutrino en vez de tres en el estado final (figuras 3.11, 3.12 y 3.13).

Desintegraciones hadrónicas del τ

Como se verá más adelante en algunos casos nos interesará, además de identificar un *jet* como $\tau \to hadrones$, saber el tipo de desintegración ocurrida.

Las desintegraciones hadrónicas del τ las clasificamos en cuatro categorías: π, $\pi + n\gamma$ ($n \geq 1$), 3π y el resto. El primer canal incluye el π y el K($\sim$ 12%), el segundo incluye los canales ρ, $a_1 \to \pi 2\pi^\circ$, K^* y $\pi 3\pi^\circ$ ($\sim$ 38%) y la tercera clase incluye los canales $a_1 \to 3\pi$, $2K\pi$ y $2\pi K$ ($\sim$ 10%). La última incluye aproximadamente el 5% del total de desintegraciones del τ (ver sección 1.5).

La mayoría de la desintegraciones hadrónicas del τ se diferencian unas de otras por el número de π° que tienen. En general, todas las partículas producidas por el τ se encuentran colimadas en un estrecho cono de unos pocos grados debido al alto *boost*. La interacción hadrónica de piones cargados en los calorímetros electromagnéticos puede producir falsas cascadas electromágneticas. Por tanto para separar las desintegraciones hadrónicas del τ es necesario identificar fotones y distinguirlos de *showers* producidos por interacciones hadrónicas. Requerimos que la mínima energía electromagnética asociada sea de 0.5 GeV, y la separación máxima entre la traza principal (definida como la de más alto momento) y el fotón sea de 15°. Además se pide un criterio de buen perfil de *shower* [11].

Para el canal π se pide que haya una sola traza cargada y ningún neutro. Además el momento de la traza debe ser mayor que $0.015\sqrt{s}$ y no debe atravesar ciertas regiones del detector donde el rechazo de γ y electrones es menor.

En el canal $\pi + n\gamma$ se exige que haya una sóla traza con al menos un neutro y además si su momento es mayor que $0.25\sqrt{s}$ la energía depositada en el calorímetro hadrónico debe ser mayor que 5 GeV.

En el caso del canal 3π se pide que haya 3 trazas cargadas y ningún neutro.

3.6.4 Eficiencia

La eficiencia de identificación, obtenida a través de la simulación, para muones es alrededor del 95% y del 90% para electrones, siendo la probabilidad de considerar un hadrón como leptón baja. Las eficiencias de identificación han sido obtenidas para diferentes procesos (W^+W^-, H^+H^- y $\tau^+\tau^-$) y energías, no habiéndose encontrando dependencia significativa con la topología estudiada. Las tablas 3.2 y 3.3 muestran el resultado obtenido para las eficiencias combinando varios procesos y energías centro de masas.

	Eficiencia (%)		
Partícula	Muón	Electrón	Hadrón
$\tau \to \mu$	92.4	0.2	7.4
$\tau \to e$	0.0	83.5	16.5
$\tau \to h$	5.6	7.1	87.3
$W \to \mu$	95.8	0.2	4.0
$W \to e$	0.0	91.0	9.0

Tabla 3.2: Probabilidad de identificación de partículas.

	eff. canal seleccionado (%)					
Canal	e	μ	π	$\pi + n\gamma$	3π	Resto
e	83.5	0.0	2.3	1.4	0.4	12.4
μ	0.2	92.4	1.3	0.2	0.0	5.9
π	8.1	12.0	47.8	7.8	0.4	23.9
$\pi + n\gamma$	8.9	5.1	5.0	65.1	2.9	13.0
3π	2.0	0.4	0.5	1.9	55.3	39.9
Resto	2.3	2.6	1.1	3.3	17.9	72.8

Tabla 3.3: Matriz de probabilidades para la identificación de desintegraciones del τ

Bibliografía

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

[2] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[3] F.A. Berends, R. Kleiss, W. Hollik, Nucl. Phys. **B 304** (1988) 712.

[4] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[5] S.Ñova, A. Olcheski and T. Todorov, in CERN Report 96-01, Vol. 2. p. 224.

[6] F.A. Berends, P.H. Daverveldt, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 271, 285 and 309.

[7] J. Fujimoto et al., Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.

[8] P. Janot, in CERN report 96-01, Vol. 2, p. 309 (1996).

[9] S.Mrenna, Phys. Lett. **B461** (1999) 352.
e-Print Archive: hep-ph/9907201.

[10] Review of particle properties, Phys.Rev.D45, 11 (1992).

[11] J.M. López and F. Matorras, γ and π° identification in τ decays, DELPHI 98-160 PHYS 802.

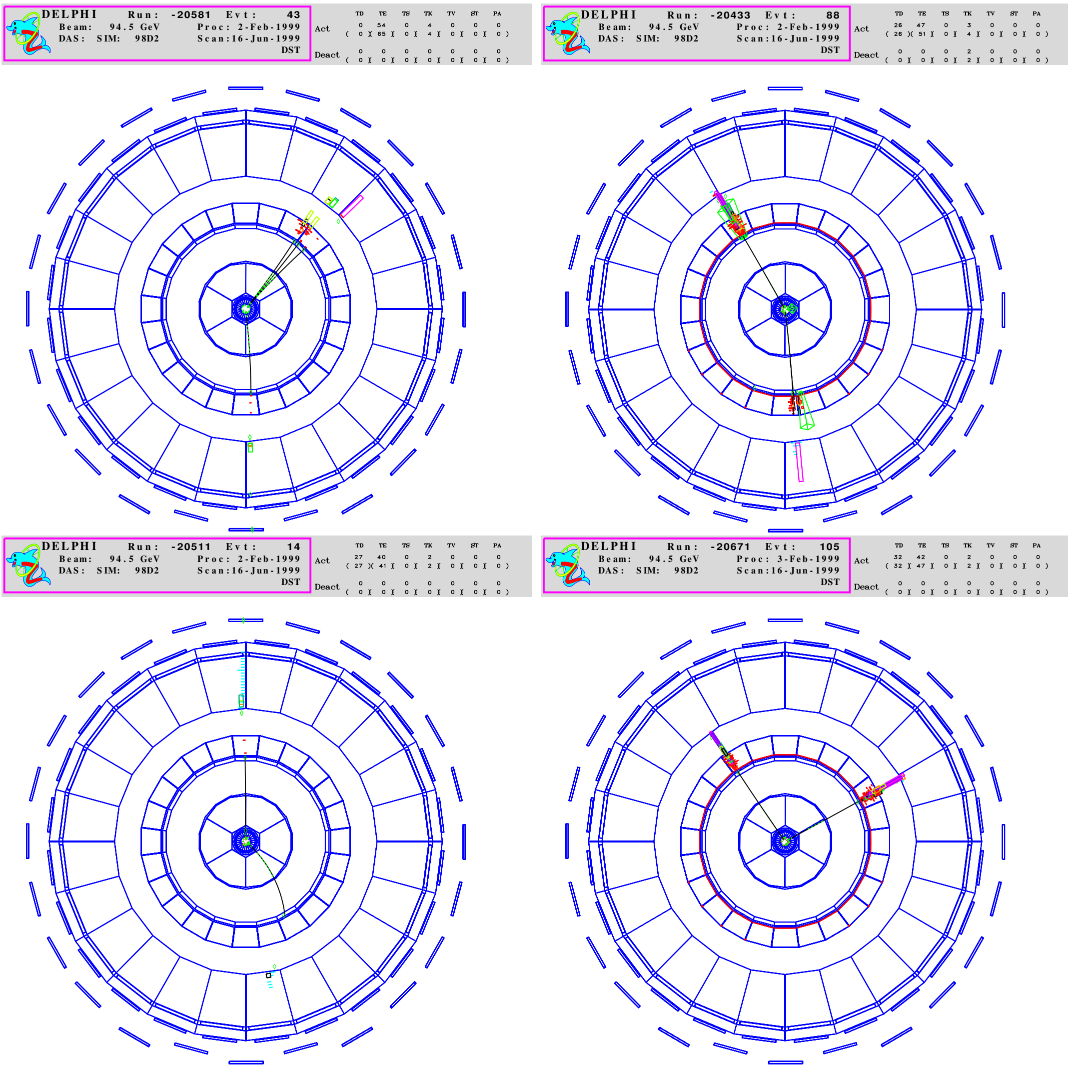


Figura 3.3: Sucesos simulados $W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau \to 2\pi^+\pi^-\nu_\tau\pi^-\overline{\nu}_\tau$ (arriba a la izquierda), $W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau e^-\overline{\nu}_e \to \pi^+\pi^\circ\nu_\tau e^-\overline{\nu}_e$ (arriba a la derecha), $W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\mu^-\overline{\nu}_\mu \to \pi^+\nu_\tau\mu^-\overline{\nu}_\mu$ (abajo a la izquierda) y $W^+W^- \to e^+\nu_e e^-\overline{\nu}_e$ (abajo a la derecha).

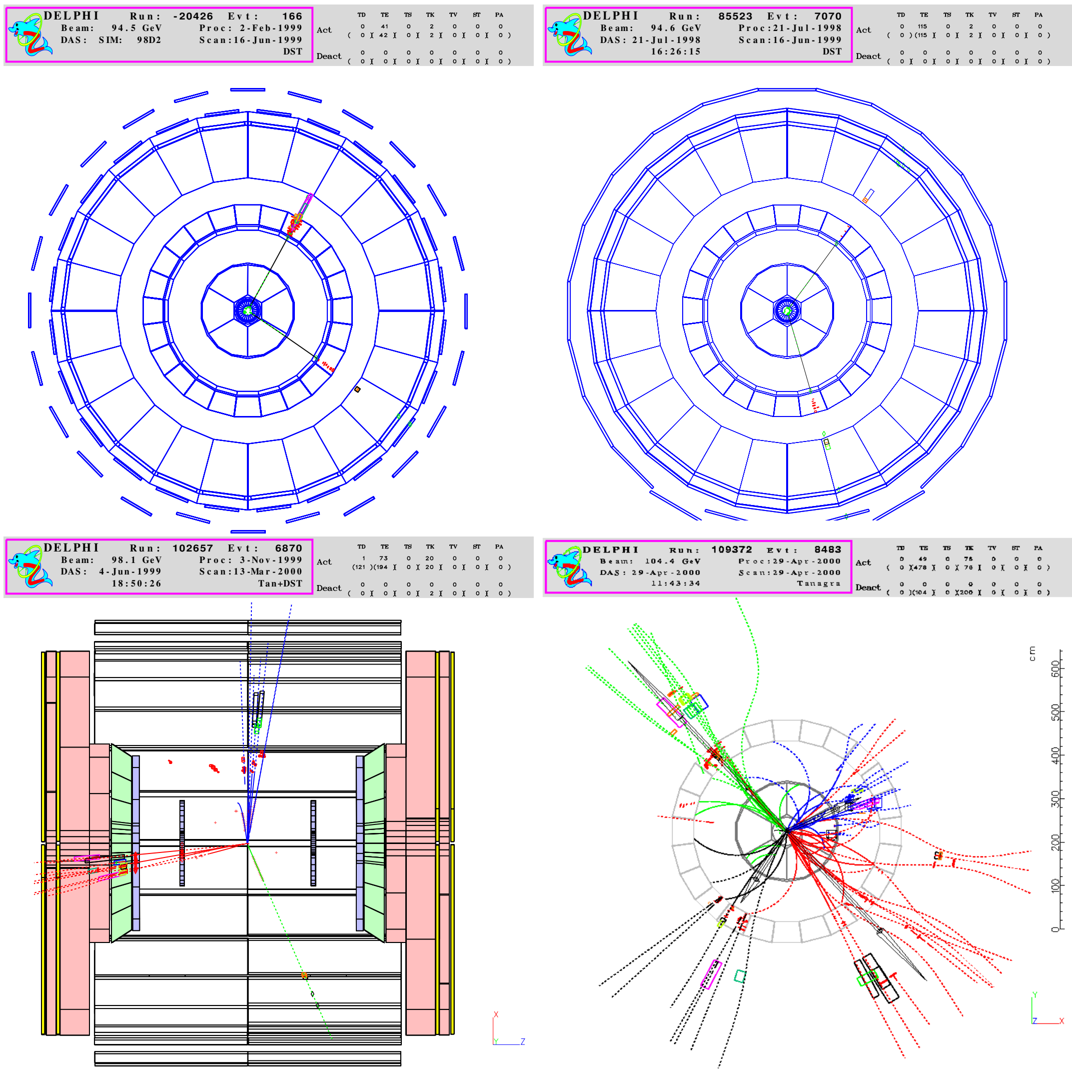


Figura 3.4: Suceso simulado $W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\overline{\nu}_\mu$ (arriba a la izquierda), y sucesos candidatos a $W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\mu^-\overline{\nu}_\mu$ (arriba a la derecha), $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'\mu\nu_\mu$ (abajo a la izquierda) y $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'q''\overline{q}'''$ (abajo a la derecha).

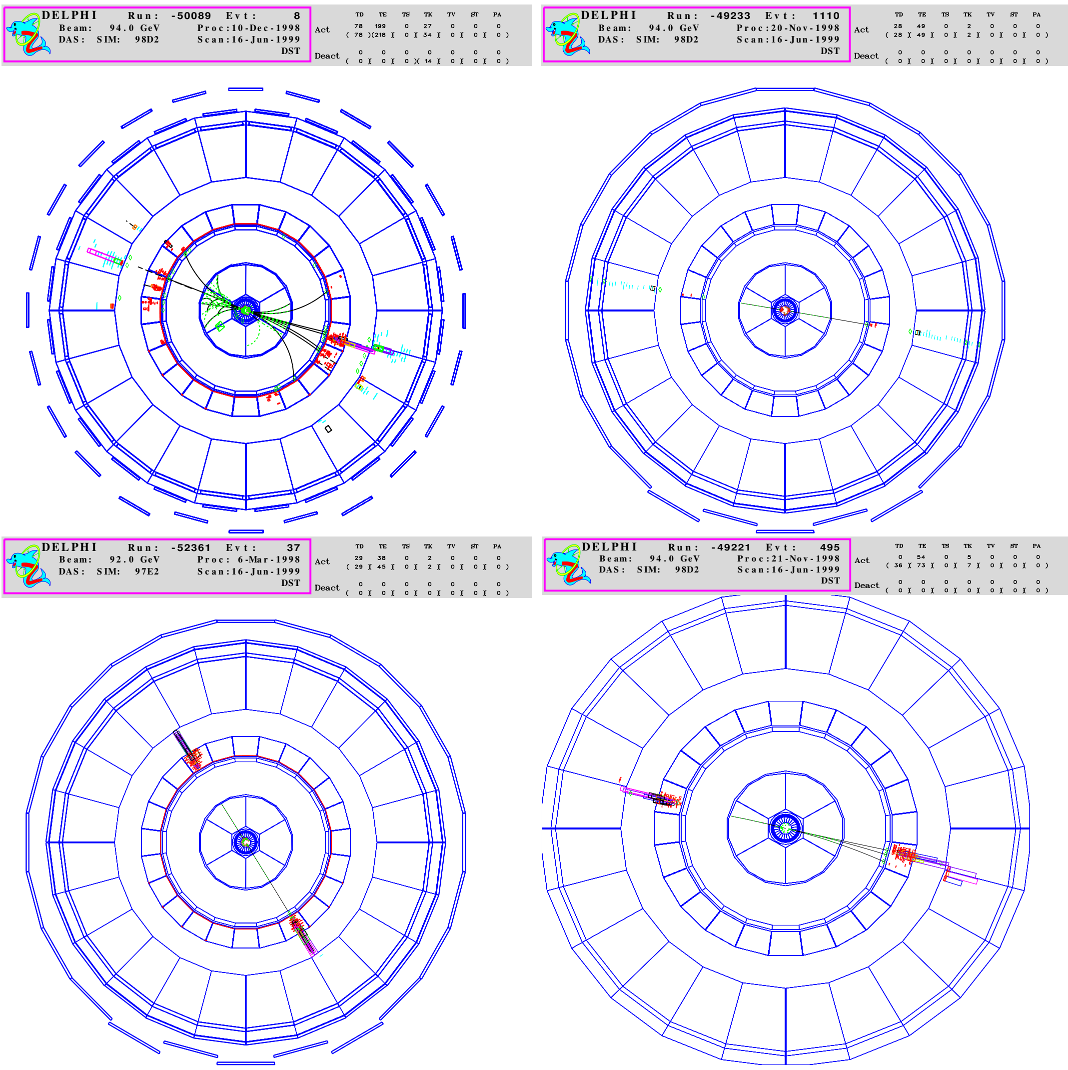


Figura 3.5: Sucesos simulados $q\overline{q}$ (arriba a la izquierda), $\mu^+\mu^-$ (arriba a la derecha), e^+e^- (abajo a la izquierda) y $\tau^+\tau^-$ (abajo a la derecha).

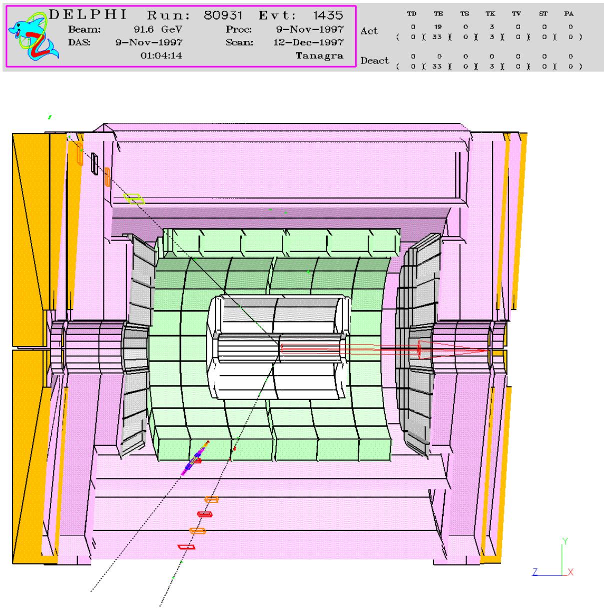


Figura 3.6: Suceso $\mu^+\mu^-\gamma(\gamma)$.

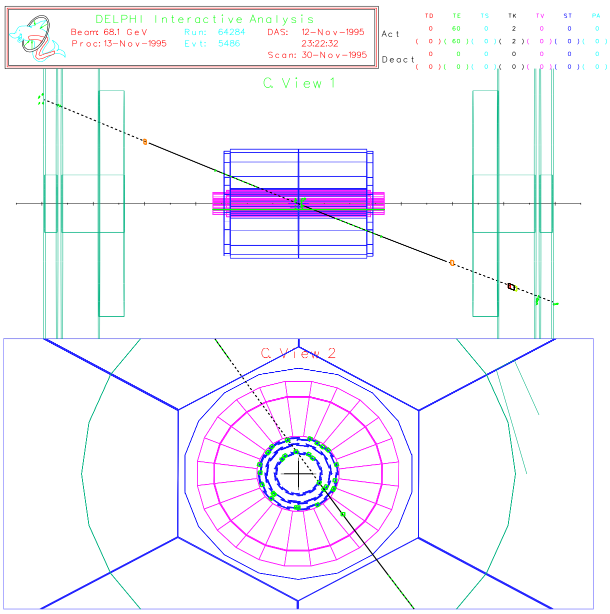


Figura 3.7: Ejemplo de rayo cósmico con el vértice desplazado del punto de interacción.

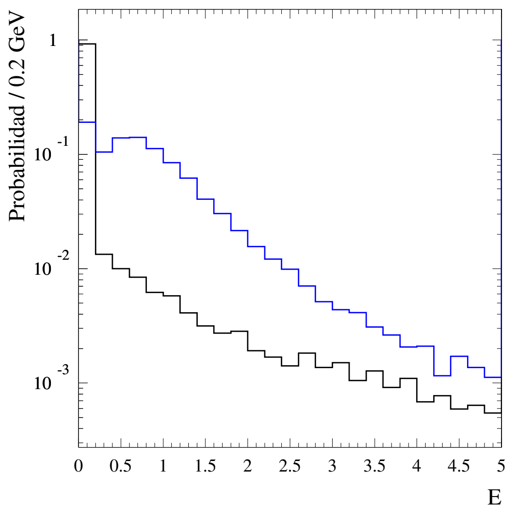


Figura 3.8: Energía depositada en el cuarta capa del calorímetro hadrónico por piones (línea negra) y por muones (línea azul).

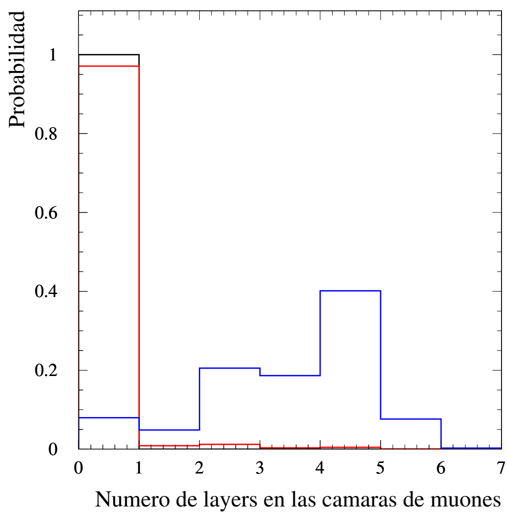


Figura 3.9: Número de señales en las cámaras de muones. La línea negra es el Montecarlo de electrones, la roja el Montecarlo de hadrones y la azul representa a los muones.

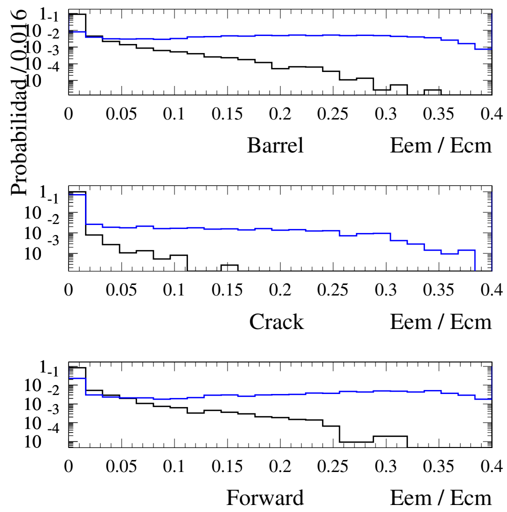


Figura 3.10: Energía electromagnética asociada escalada por la energía centro de masas para sucesos $W \to e\nu_e$ (línea azul) y para el resto (línea negra) en el *barrel*, en las zonas no cubiertas totalmente por los calorímetros electromagnéticos, el *crack*, y en el *forward*.

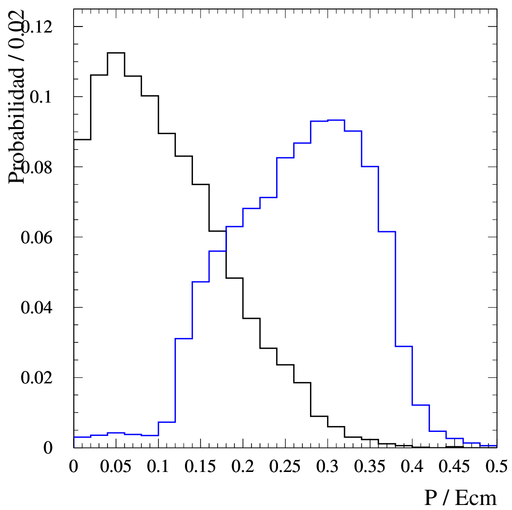


Figura 3.11: Momento escalado por la energía centro de masas para $W \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$ (línea negra) y para $W \to \mu\nu_\tau$ (línea azul).

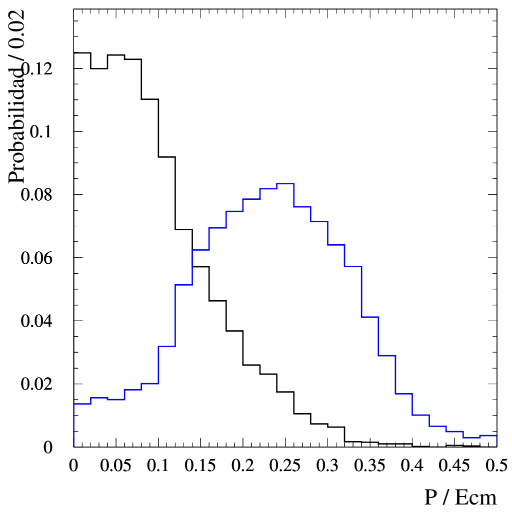


Figura 3.12: Momento escalado por la energía centro de masas para $W \to \tau\nu_\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ (línea negra) y para $W \to e\nu_\tau$ (línea azul).

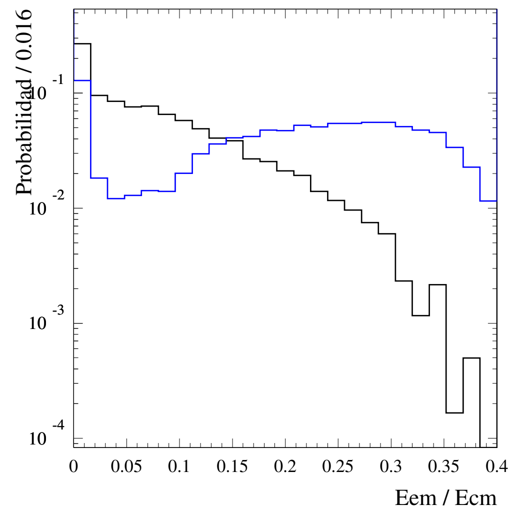


Figura 3.13: Energía electromagnética asociada escalada por la energía centro de masas para $W \to \tau\nu_\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ (línea negra) y para $W \to e\nu_\tau$ (línea azul).

Capítulo 4

Medida de la sección eficaz de producción y fracciones de desintegración de bosones W.

4.1 $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$

4.1.1 Introducción

La selección de $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ fue la misma para todas las energías centro de masas, separándose las seis posibles clases observadas: $\tau\nu\tau\nu$, $\tau\nu e\nu$, $\tau\nu\mu\nu$, $e\nu e\nu$, $e\nu\mu\nu$ y $\mu\nu\mu\nu$.

Se realizó en tres pasos. Primeramente se hizo una preselección leptónica, en segundo lugar se realizó una identificación de partícula en ambos *jets* con el fin de seleccionar los diferentes canales, y finalmente se construyeron dos redes neuronales [1, 2] (más detalles en el apéndice A) para eliminar el fondo remanente.

4.1.2 Preselección

Se aplicaron un conjunto inicial de cortes con el fin de seleccionar una muestra enriquecida en sucesos leptónicos.

Todas las partículas fueron agrupadas en *jets* usando el algoritmo de LUCLUS [3], y sólo sucesos con 2 *jets* reconstruidos, conteniendo al menos una traza cargada cada uno, fueron admitidos. El número de trazas cargadas totales debía estar comprendido entre 2 y 5, con al menos un *jet* con una sola traza. Puesto que la mayor parte del fondo suele ser muy *back to back* (los dos *jets* suelen formar cerca de 180° entre ellos) imponemos un corte en acoplanaridad (definido como el ángulo suplementario al formado por los dos *jets* en el plano perpendicular a la dirección del haz), θ_{acop} y en el momento transverso total a la dirección del haz, P_t (figuras de 4.5). Con el fin de eliminar gran parte de fondo debido a la producción de Bhabhas (pares $Z^\circ \rightarrow e^+e^-$) pedimos que la energía electromagnética asociada a cada una de las trazas principales (definidas como las de mayor momento en cada *jet*) sea menor que $0.44\sqrt{s}$. Además la energía total tenía que ser mayor que $0.06\sqrt{s}$ eliminando una buena parte del fondo proveniente de colisiones a dos fotones. Para eliminar más sucesos radiativos se pide que no haya partículas neutras con una energía mayor de $0.25\sqrt{s}$ y que el ángulo en el plano transverso a la dirección del haz entre el sistema formado por la trazas cargadas y el neutro más energético sea menor a 170°.

4.1.3 Separación por canales

Una vez tenemos la muestra enriquecida leptónicamente se separan los sucesos, siguiendo los criterios de identificación comentados en el capítulo 3, en los seis canales posibles: $\tau\nu\tau\nu$, $\tau\nu e\nu$, $\tau\nu\mu\nu$, $e\nu e\nu$, $e\nu\mu\nu$ y $\mu\nu\mu\nu$. El corte elegido para definir si un leptón viene de un τ o directamente de un bosón W fue de 0.13 $\sqrt{s}$.

4.1.4 Selección final

Después de la preselección y de la identificación por canal, se construyen dos redes neuronales: una para los canales con taus, y otra para aquellos sin taus, con el fin de eliminar el fondo que aún permanece, considerando las características específicas de la señal y del fondo, puesto que a este nivel el tipo y cantidad de fondo era muy diferente en cada caso. Antes de definir estas dos redes se hicieron gran cantidad de pruebas con diferentes arquitecturas y diseños. Finalmente se optó por utilizar dos redes, de modo que los canales con y sin taus fueran por separado, ya que se comprobó que utilizar una sola red degradaba excesivamente el resultado para los canales con taus. Asimismo se comprobó que usar una red distinta para cada canal apenas variaba los resultados y complicaba innecesariamente el análisis.

En ambas se utilizan las siguientes 12 variables:

- La acoplanaridad del suceso;
- la máxima energía electromagnética asociada a cualquiera de las dos trazas principales;
- el momento transverso, $P_t = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$;
- la energía transversa, $E_t = \sum_i \mid P_t^i \mid$;
- el ángulo en el plano transverso a la dirección del haz entre el sistema formado por la trazas cargadas y el neutro más energético;
- el valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz;
- la energía máxima de las partículas cargadas de ambos *jets*;
- la acolinealidad del suceso;
- la energía neutra total;
- la máxima masa invariante de ambos *jets*;
- la energía visible escalada a la energía centro de masas;
- el momento visible escalado a la energía centro de masas.

Algunas de las variables utilizadas se muestran en las figuras 4.3, después de la preselección. El *output* de ambas redes neuronales muestra un buen acuerdo entre los datos y la simulación, con una buena separación entre la señal y el fondo, tal y como se muestra en la figura 4.4. El corte elegido en dichas variables depende de cada canal, si bien fue el mismo para todas las energías centro de masas.

Como comprobación de este análisis basado en redes neuronales se ha realizado uno basado en cortes secuenciales. En él se endurecen alguno de los cortes de la preselección, para luego aplicar una serie de criterios adicionales en cada canal, en lugar de definir la red neuronal, utilizando gran parte de las variables que fueron utilizadas en la red. Los resultados en ambos análisis fueron similares, si bien, se optó por el primero debido a que se obtenía una eficiencia ligeramente más alta con el mismo nivel de fondo.

Criterios adicionales aplicados en el análisis secuencial:

- $\tau\nu\tau\nu$

  Es en este canal donde más fondo permanece en la muestra preseleccionada, por lo que es necesario endurecer bastante la selección para eliminar la mayor parte de ese fondo. Se endurece la acoplanaridad y en el momento transverso, aplicando además un corte en la energía transversa. Por último se exige que la masa invariante de ambos *jets* sea menor que 3 GeV/c^2.

- $\tau\nu e\nu$

  Se impone un corte en la energía transversa, y se aplican dos cortes más, en el momento de las trazas y en la acolinealidad si al menos uno de los jets está en la zona *forward*. Esto se hace así ya que es en esta región donde más fondo permanece, especialmente procesos de colisiones a dos fotones.

- $\tau\nu\mu\nu$

  Este es un canal donde el fondo es relativamente pequeño, por lo que sólo se endurece la acoplanaridad, si al menos un *jet* está en en la zona *forward*.

- $e\nu e\nu$

  En este caso el fondo más importante es el debido a *scattering* de Bhabha radiativo ($e^+e^-\gamma$), por ello es necesario imponer un veto en la energía neutra. Además se endurece la acoplanaridad, aplicándose nuevos cortes en E_t y en el momento de las trazas.

- $e\nu\mu\nu$

  Este es el canal más claro, por ello que sólo se requiere un máximo de energía neutra.

- $\mu\nu\mu\nu$

  Por último, en este canal se imponen cortes en la energía transversa y en la energía neutra.

4.1.5 Sector 6 de la TPC

A finales del año 2000 el sector 6 de la TPC [1] sufrió una avería y dejó de ser operativo. Puesto que la TPC es un elemento importante del *tracking* fueron producidas muestras de simulación con las mismas condiciones que el detector, para intentar reproducir perfectamente los datos. Se modificaron los algoritmos de reconstrucción de trazas con la idea de no perder demasiada eficiencia en la reconstrucción [4]. En un principio se pensó en modificar ligeramente la selección durante este período, sin embargo se optó por dejar exactamente la misma, ya que el resultado apenas se degradaba. La eficiencia se reducía en aproximadamente un 5% en términos relativos, manteniéndose el mismo nivel de fondo. Esta muestra de datos se analizó por separado, dando así un valor de la sección eficaz y de las fracciones de desintegración del W. La energía centro de masas promediada para este período fue de 206.7 GeV.

4.1.6 Cálculo de la sección eficaz

La sección eficaz de producción de cualquier tipo de suceso se calcula de acuerdo con lo siguiente,

$$\sigma = \frac{N_{data} - N_{fondo}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}}$$

siendo N_{data} el número de datos seleccionados, N_{fondo} el número de sucesos de fondo esperado, ε la eficiencia (obtenida de simulación en este caso) y $\mathcal{L}$ la luminosidad integrada.

El error estadístico asociado a este valor viene dado por,

$$\sigma = \frac{\sqrt{N_{data}}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}}$$

Las eficiencias de selección y fondos para $\sqrt{s}$= 206 GeV se muestran en la tabla 4.1 utilizando EXCALIBUR [5] como generador de los procesos a cuatro fermiones. Tanto la eficiencia como el fondo no cambian excesivamente con la energía. La eficiencia global es del orden del 63-67%, mientras que la pureza se encuentra entorno al 90%.

Los resultados para la sección eficaz se detallan en la tabla 4.2. El error que se incluye es tan sólo el estadístico, los sistemáticos se describen a continuación.

4.1.7 Estimación de errores sistemáticos

A continuación se describen las distintas fuentes de efectos sistemáticos estudiados, con el fin de calcular los posibles errores que conllevan.

Fueron comparadas las eficiencias de la señal obtenidas con dos generadores, PYTHIA [3] y EXCALIBUR, encontrándose inicialmente un desacuerdo entre ambos, el cual no era compatible con fluctuaciones estadísticas. En los canales con al menos un muón es donde el desacuerdo se hacia notar más. Se encontró que el generador EXCALIBUR no tenía incluida la radiación de estado final, así que el número de fotones producidos era menor, y por tanto afectaba a la eficiencia de selección. Este problema ya fue corregido en versiones posteriores, sin embargo es interesante mostrar la mejora lograda en la simulación. En la gráfica 4.1 se muestran las diferencias en el número de fotones producidos en *jets* de muones.

[1] El sector 6 de la TPC corresponde en coordenadas angulares a $\theta > 90°$ y $270° < \phi < 330°$.

	eficiencias canal seleccionado (%)						
Canal	$\tau\nu\tau\nu$	$\tau\nu e\nu$	$\tau\nu\mu\nu$	$e\nu e\nu$	$e\nu\mu\nu$	$\mu\nu\mu\nu$	$l\nu l\nu$
$\tau\nu\tau\nu$	**26.7**	7.3	8.5	0.4	1.1	0.5	44.3
$\tau\nu e\nu$	7.4	**38.0**	0.6	4.4	4.8	0.0	55.2
$\tau\nu\mu\nu$	4.8	0.5	**51.6**	0.0	5.2	5.3	67.4
$e\nu e\nu$	2.2	14.9	0.0	**41.7**	0.0	0.0	58.7
$e\nu\mu\nu$	1.4	4.3	9.9	0.1	**57.6**	0.0	73.3
$\mu\nu\mu\nu$	1.1	0.0	10.7	0.0	0.3	**63.2**	75.2
Fondo no 4-f en *pb*	0.015	0.011	0.008	0.012	0.005	0.007	0.058
Fondo 4-f (no WW) en *pb*	0.014	0.023	0.012	0.019	0.012	0.012	0.092
Fondo total en *pb* (no WW)	0.029	0.034	0.020	0.031	0.017	0.019	0.150

Tabla 4.1: Resultados de la selección de WW leptónicos para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente). La última columna muestra los resultados combinados de todos los canales leptónicos.

$\sqrt{s}$ (GeV)	Sección eficaz medida (pb)
188.7	1.66 $\pm$ 0.13
191.6	1.77 $\pm$ 0.34
195.6	1.98 $\pm$ 0.21
199.5	1.67 $\pm$ 0.19
201.6	1.67 $\pm$ 0.27
205.0	1.60 $\pm$ 0.20
206.0	1.68 $\pm$ 0.19
206.7 (S6)	1.73 $\pm$ 0.25

Tabla 4.2: Medida de la sección eficaz en el canal puramente leptónico para todas las energías centro de masas.

La identificación de partícula fue chequeada usando muestras relativamente puras de $\mu^+\mu^-$, e^+e^- y $\tau^+\tau^-$, con datos tanto a alta energía como a energías entorno a la masa de Z. Estas muestras fueron seleccionadas con cortes casi independientes de la identificación. En el caso de los muones y de los electrones la selección estaba basada esencialmente en cortes en el momento de las trazas, eliminando así la contribución más importante del fondo que viene de colisiones $\gamma\gamma$. En el caso de los taus la selección es más complicada por el hecho de tener otros fondos importantes además de las colisiones $\gamma\gamma$ ($\mu^+\mu^-$, e^+e^- y sucesos que dan lugar a cuatro fermiones cuando se están estudiando datos a alta energía). En las figuras de 4.2 se muestran las distribuciones de la masa invariante formada por ambos leptones, la acoplanaridad y la energía visible escalada por la energía centro de masas para sucesos $\mu^+\mu^-$, e^+e^- y $\tau^+\tau^-$ respectivamente. Para comparar la eficiencia de identificación de los datos y de la simulación se intenta identificar cualquiera de los dos *jets* como muón o como electrón. Una vez hecho esto hemos comparado la eficiencia de identificación para el *jet* opuesto. Esto lo hacemos así pues, para nuestra selección $\mu^+\mu^-$ y e^+e^-, tenemos gran certeza de que si un lado es un muón o un electrón, el lado opuesto debe ser un leptón del mismo tipo. En el caso de los taus podemos esperar electrones, muones o hadrones al otro lado, pero si sabemos que con gran probabilidad es un τ, así que estudiamos también la comparación entre los datos y la simulación. El acuerdo entre datos y MC para la identificación de partícula era bueno como se ve en la tabla 4.3, donde se muestra la combinación de todos los datos a alta energía desde el año 1998 al 2000. Como error sistemático suponemos, de forma conservadora, el máximo entre la diferencia entre datos y MC y el error estadístico de los datos.

	μ		e		h	
Canal	Datos	MC	Datos	MC	Datos	MC
$\mu^+\mu^-$	95.4 ± 0.3	95.6 ± 0.0	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.0	4.2 ± 0.3	4.0 ± 0.0
e^+e^-	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	92.5 ± 0.2	93.4 ± 0.0	7.5 ± 0.2	6.6 ± 0.0
$\tau^+\tau^-$	22.6 ± 0.8	21.5 ± 0.1	20.8 ± 0.8	19.9 ± 0.1	56.6 ± 1.0	58.6 ± 0.1

Tabla 4.3: Eficiencias de identificación para datos y MC en sucesos $\mu^+\mu^-$, e^+e^- y $\tau^+\tau^-$ utilizando los datos a alta energía desde el año 1998 al 2000.

El acuerdo entre datos y MC para diferentes distribuciones es bueno en general (ver gráficas de 4.3). Vemos que en la distribución de masa invariante del *jet* existe un exceso a valores altos en general de los datos frente al MC (gráfica 4.5). Este efecto podría considerarse como fluctuación, pero también ser considerado como un efecto sistemático debido a que los procesos radiativos estén subestimados en la simulación. Siendo de nuevo conservadores supondremos este caso. Para estimar el efecto calculamos la diferencia entre datos y MC en la zona fuera del corte, y extrapolamos a la zona aceptada suponiendo un comportamiento uniforme de la zona radiativa. Tomamos este número como una cota del error sistemático.

Con el fin de estudiar la preselección leptónica se usaron diferentes muestras, tanto de sucesos con trazas de relativamente bajo momento ($e^+e^- \to e^+e^-f^+f^-$ y $Z^\circ \to \tau^+\tau^-$) como de alto momento (e^+e^- y $\mu^+\mu^-$), con un buen acuerdo en las variables.

Para $\sqrt{s}$=189 GeV se observó un cierto exceso en la región de baja energía transversa (E_t), en especial había un exceso de sucesos con carga total 2 (gráfica 4.9). este tipo de sucesos se esperan por el MC, pero con una frecuencia mucho menor. La mayoría de ellos tenían un electrón a bajo ángulo, lo que hace pensar que eran procesos $e^+e^-f\overline{f}$ con una traza perdida y otra que se escapaba por el tubo del haz (de forma que las dos trazas que quedan son del mismo signo), o bien, pudiera ser señal con la carga mal medida. Este efecto es introducido, en principio, como un error sistemático, suponiendo que la probabilidad de desacuerdo que existe para carga dos existe para carga cero, puesto que el exceso no se espera que dependa de la carga. Se estudió la carga medida para sucesos $Z \to l^+l^-$, habiéndose encontrado un acuerdo mejor del 0.9%.

El efecto de la definición de buena traza en la sección eficaz medida fue también estudiado. Se observó el resultado variando los criterios de selección de trazas, sin que fuesen encontradas diferencias significativas, si bien se asignó un error sistemático con el fin de dar un resultado conservador, a la mayor diferencia encontrada.

Otro efecto estudiado fue la eficiencia de reconstrucción de trazas. Las posibles diferencias entre los datos y la simulación se achacan a problemas en los límites de cada detector, donde había sospechas que la simulación fuese demasiado 'optimista'. Como muestras de prueba se utilizaron e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ (en estos casos utilizamos muestras tanto a alta energía y como a la masa del Z) y $e^+e^- \to e^+e^-f^+f^-$, cubriendo de esta forma todo el espectro de momento. Para trazas con ángulo entre $20° > \theta > 160°$ la posible discrepancia encontrada fue del orden o menor del 0.3%. Para trazas a muy bajo ángulo y de alto momento la discrepancia era del 1.5% (0.4% para las de bajo momento). La figura 4.6 muestra la distribución angular en ϕ módulo 60 para electrones y muones.

Se hicieron también estudios sobre el efecto de resolución en la escala de momentos. Para ello se seleccionaron sucesos compatibles con $\mu^+\mu^-\gamma$ o $e^+e^-\gamma$ (siendo el fotón visible o no), y se calculó el cociente entre el momento medido y el momento calculado en base a los ángulos. Éste se calcula con gran precisión teniendo en cuenta la conservación de energía y momento, y suponiendo la existencia de sólo tres cuerpos. La comparación entre los datos y la simulación dió un acuerdo mejor que el 0.9% en la escala de momentos. Este error fue trasladado al asociado al cálculo de la sección eficaz variando el momento de las trazas ese tanto por ciento.

Se realizaron estudios sistemáticos específicos para el período de tiempo en el que el sector 6 de la TPC dejó de ser operativo, utilizando datos tanto en la resonancia del Z como a alta energía. Se estudió la eficiencia de reconstrucción de trazas y la identificación de partícula. Como ya se comentó previamente fueron producidas muestras de simulación con las mismas condiciones que el detector, para intentar reproducir perfectamente los datos. La distribución angular en ϕ para electrones y muones con los datos tomados en $\sqrt{s} = M_Z$ se muestran en la figura 4.7. En estas figuras se puede observar como la degradación (tanto de los datos como del MC) apenas existe para los muones, y por el contrario es muy clara en el caso de los electrones. Esto se debe a que la reconstrucción en este caso se hace sólo con $VD + ID + OD$ (FCA y FCB en la zona *forward*), y para los muones la eficiencia es muy alta. Sin embargo, como ya he dicho, los electrones sufren con frecuencia interacciones secundarias, perdiendo por ello muchas veces el OD en la reconstrucción. En los piones la frecuencia con la que se producen interacciones secundarias es menor que en el caso de los electrones, por ello la eficiencia de reconstrucción es mayor. Este es el motivo esencial por el que los resultados apenas variaron, ya que sólo los canales con electrones se veían degradados. En todos los casos se observa un buen acuerdo entre los datos y la simulación. El error sistemático asociado fue obtenido como el cociente entre datos y MC del cociente de las muestras dentro y fuera del sector 6, siendo este valor de aproximadamente el 1.1%.

Debido a que las muestras de Montecarlo no son ilimitadas, esto lleva a la introducción de un error asociado tanto al fondo como a la eficiencia de la señal, habiéndose tenido en cuenta ambos efectos.

Los errores sistemáticos para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente) se resumen en la tabla 4.4. Similares resultados se obtienen para las demás energías.

4.1.8 Resultados

En la tabla 4.5 se muestran los resultados globales para la selección de pares $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$, incluyendo la medida de la sección eficaz con los errores sistemáticos y estadísticos. En la tabla 4.6 se muestran los datos seleccionados canal por canal para todas las energías.

Fuente de incertidumbre	Fondo (fb)	Eficiencia(%)
Identificación de partícula	3	0.3
Selección de traza/Reconstrucción	3	1.0
Estadística del MC	21	0.5
Escala de energías	15	0.2
Preselección	12	0.2
Total	29	1.2
Total combinado (en fb)	56	

Tabla 4.4: Diferentes contribuciones al error sistemático para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente), en el canal $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$.

$\sqrt{s}$ (GeV)	Datos	Ef. (%)	Fondo (pb)	Pureza (%)	Sección eficaz (pb)
188.7	190	67.1	0.120	90.6	1.66 ± 0.13 ± 0.06
191.6	32	67.3	0.112	91.5	1.77 ± 0.34 ± 0.07
195.6	103	65.5	0.124	90.6	1.98 ± 0.21 ± 0.06
199.5	100	65.2	0.135	89.8	1.67 ± 0.19 ± 0.06
201.6	48	64.4	0.143	89.1	1.67 ± 0.27 ± 0.06
205.0	81	64.0	0.146	88.9	1.60 ± 0.20 ± 0.07
206.0	97	63.3	0.150	88.6	1.68 ± 0.19 ± 0.06
206.7 (S6)	60	61.4	0.136	89.4	1.73 ± 0.25 ± 0.06

Tabla 4.5: Resultados globales en el canal puramente leptónico para las energías centro de masas desde 189 hasta 209 GeV.

4.2 $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\overline{\nu}_l$

4.2.1 Introducción

Como en el caso de los sucesos puramente leptónicos, los criterios de selección fueron los mismos para todas las energías centro de masas. La selección era sensible a los tres posibles estados finales: $q\overline{q}'\mu\nu$, $q\overline{q}'e\nu$ y $q\overline{q}'\tau\nu$.

Los fondos más importantes vienen de la producción $q\overline{q}(\gamma)$, de estados finales a cuatro fermiones conteniendo dos quarks y dos leptones, y de $WW \rightarrow q\overline{q}'q''\overline{q}'''$. La selección comienza con una preselección hadrónica con el fin de tener una muestra relativamente limpia de fondo. En segundo lugar se intenta buscar el posible candidato a leptón, y finalmente se define una red neuronal, distinta en cada canal, con el fin de separar la señal y el fondo remanente.

4.2.2 Preselección

Los sucesos debían tener al menos 7 partículas cargadas, rechazando de esta forma prácticamente todos los sucesos leptónicos. La mayor parte del fondo proveniente de colisiones a dos fotones es rechazado imponiendo que la energía transversa sea mayor que 25% $\sqrt{s}$ y que la energía total en un cono de 30° alrededor del tubo del haz menor de 30

$\sqrt{s}$	Datos seleccionados (%)						
	$\tau\nu\tau\nu$	$\tau\nu e\nu$	$\tau\nu\mu\nu$	$e\nu e\nu$	$e\nu\mu\nu$	$\mu\nu\mu\nu$	$l\nu l\nu$
188.7	18	44	43	18	36	31	190
191.6	4	2	10	3	6	7	32
195.6	12	26	20	13	23	9	103
199.5	11	23	22	7	26	11	100
201.6	5	14	12	4	3	10	48
205.0	9	19	16	6	23	8	81
206.0	5	25	25	6	24	12	97
206.7 (S6)	5	9	17	6	18	5	60

Tabla 4.6: Datos seleccionados como $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$.

GeV. Si dos o más electrones o muones energéticos son encontrados claramente aislados del resto de partículas el suceso es rechazado. Con este criterio eliminamos una parte importante del fondo $q\overline{q}l^+l^-$. Finalmente rechazamos parte del fondo $q\overline{q}(\gamma)$ pidiendo que el valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento total del suceso respecto a la dirección del haz, $\mid cos\theta_{miss} \mid$, sea menor que 0.985; y eliminando aquellos sucesos con un fotón de energía de más del 20% $\sqrt{s}$.

4.2.3 Búsqueda del leptón

En primer lugar se buscan todos los posibles candidatos a leptón compatibles con venir de un bosón W, y por tanto aislados en contraposición con aquellos leptones que provienen de quarks, de acuerdo con uno de los siguientes criterios:

- una partícula cargada identificada como electrón o muón, con al menos 5 GeV de energía y aislada de las otras partículas por $p \cdot \theta_{iso} >$ 150 GeV/c $\cdot$ grados, siendo θ_{iso} el ángulo formado con la partícula cargada más cercana y con un momento de al menos 1 GeV/c. Se considera que $p \cdot \theta_{iso}$ es la más adecuada para definir el aislamiento de un leptón. Esta variable da una idea del momento transverso de la partícula respecto a la dirección de los *jets*. A mayor momento, menor ángulo de aislamiento necesita para considerarse un leptón "aislado", y viceversa, a mayor aislamiento menor momento necesita el leptón para considerarse aislado de un *jet*. Con este criterio se rechazan la mayor parte de los leptones que provienen de un *jet* hadrónico.

- Una partícula cargada de momento p, por encima de 5 GeV/c, no identificada como electrón o muón, pero aislada de las otras partículas por $p \cdot \theta_{iso} >$ 150 GeV/c $\cdot$ grados. Estas partículas serán candidatas a $\tau \to \pi \geq 0\pi^0$.

- Todas las partículas en el suceso son agrupadas en *jets* usando el algoritmo de LUCLUS. Para aquellos *jets* que son de baja multiplicidad (menos de 5 partículas cargadas) se busca la traza cargada más energética y se eliminan del *jet* aquellas partículas que están a más de 20 grados de ésta. Esto se hace así ya que se comprobó en simulación que en la mayor parte de los casos esas partículas no provenían del τ.

Entonces el conjunto de partículas que nos quedan dentro del *jet* debía tener una energía superior a 5 GeV y $p \cdot \theta_{iso} > 150$ GeV/c · grados.

Cuando se encuentran varios candidatos a leptón del mismo tipo, se elige el que tenga mayor $p \cdot \theta_{iso}$, en los dos primeros casos, o el de menor ángulo de apertura para el caso del *jet*.

Si un electrón o un muón tienen un momento menor que 0.13 $\sqrt{s}$ se considera una desintegración leptónica de un τ. En caso contrario se pide que $p \cdot \theta_{iso}$ sea mayor que 250 GeV/c · grados.

En caso de que aún tengamos ambigüedad, es decir, que tengamos varios candidatos a leptón, se procede como sigue. Primero intentamos aplicar la selección para el canal del muón, si no la selección para canal del electrón, y si no para el canal del τ (obviamente si existe algún posible candidato en ese canal). Esto se hace así pues los muones y electrones son mucho más claros que los taus, y en caso de tener una ambigüedad es más probable que el verdadero leptón sea muón o electrón. En el canal del τ podríamos tener cualquiera de los cuatro tipos: muón, electrón, *jet* o partícula aislada, así que elegimos el mejor candidato siguiendo este orden, por razones similares a las que acabo de comentar.

Una vez encontrado el leptón todas las demás partículas son agrupadas en dos *jets* utilizando el algoritmo de DURHAM. Utilizamos un algoritmo distinto al utilizado para identificar los leptones porque se ha comprobado el primero funciona mejor cuando estamos trabajando con leptones, mientras que el segundo funciona mejor cuando estamos trabajando con *jets* hadrónicos. Esto es debido a que el algoritmo de DURHAM suele asociar al *jet* del leptón trazas de bajo momento y muy alejadas.

Se han realizado tests sobre simulación de WW comprobándose que el *jet* del τ es elegido en más de un 85% de los casos (ver figura 4.10).

4.2.4 $q\overline{q}'\mu\nu$

Con el fin de eliminar contribuciones de fondo no resonante la masa directa del par de quarks y la del par leptón-neutrino [2] deben ser mayores de 10 GeV/c^2.

Finalmente se construye una red neuronal con las siguientes variables:

- el momento del leptón p_{lep};
- el ángulo de aislamiento del leptón θ_{iso};
- el ángulo entre $\overrightarrow{p}_{lep}$ y $\overrightarrow{P}_{miss}$. Estas tres primeras variables sirven para rechazar sucesos con falsos leptones aislados;
- la magnitud del momento perdido P_{miss};
- el valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz $\mid cos\theta_{miss} \mid$. Con estas dos variables rechazamos sucesos que apenas tienen momento pérdido, o que si lo tienen se debe a que alguna partícula se pierde por el tubo de haz;
- la energía transversa E_t;

[2] La dirección y el momento del neutrino lo conocemos suponiendo que todo el momento y energía perdidos se debe a la presencia de ese único neutrino en el suceso

- la energía visible $E_{visible}$. Estas dos variables nos ayudan a discriminar la señal de procesos en los que $E_{visible} \simeq \sqrt{s}$ ($q\overline{q}$ y $WW \rightarrow 4q$);

- la razón entre la energía efectiva centro de masas (es la energía centro de masas después de la radiación) y la verdadera energía centro de masas $\sqrt{s'}/\sqrt{s}$. Con esta variable rechazamos los sucesos de retorno radiativo al Z, y aquellos en los que $\sqrt{s'} \simeq \sqrt{s}$.

Las variables θ_{iso} y $|cos\theta_{miss}|$ a nivel de preselección se muestran en las figura 4.11. Un suceso será seleccionado si el valor del *output* de la red neuronal es mayor que 0.4 (figura 4.14).

4.2.5 $q\overline{q}'e\nu$

En este canal además de tener fondo proveniente de sucesos $q\overline{q}(\gamma)$, existen contribuciones importantes de sucesos $e^+e^-f^+f^-$, lo cual hace que necesitemos endurecer el análisis respecto al canal del muón. Como en el caso anterior parte del fondo no resonante se rechaza imponiendo que la masa directa del par de quarks y la del par leptón-neutrino sean mayores que 10 GeV/c^2. Además, para reducir el fondo de $e^+e^-f^+f^-$, el ángulo polar del electrón respecto a la dirección del haz deberá estar comprendido entre 20° y 160°.

Se construye una red neuronal con las mismas variables definidas antes, añadiendo la acoplanaridad entre el sistema formado por los dos *jets* y el leptón. La figura 4.11 muestra las variables θ_{iso} y $|cos\theta_{miss}|$ a nivel de preselección. Nuevamente el suceso será seleccionado si el valor del *output* de la red neuronal es mayor que 0.4 (figura 4.15).

4.2.6 $q\overline{q}'\tau\nu$

Es este canal el fondo proveniente de $q\overline{q}(\gamma)$ y de $W^+W^- \rightarrow 4q$ es todavía demasiado importante, así que se aplican una serie de cortes antes de definir la red neuronal. $\sqrt{s}-\sqrt{s'}$ debe ser mayor que 10 GeV/c^2, la energía total visible menor que 85% $\sqrt{s}$ y el suceso debe tener una topología aún más claramente a 3 *jets*. Finalmente se endurece el corte en $|cos\theta_{miss}|$.

En este caso el nivel de fondo es mayor y diferente al de los dos casos anteriores, así que contruimos una red neuronal más compleja. Las variables utilizadas en la red neuronal son:

- la energía del *jet* del τ, E_τ;

- el ángulo de aislamiento del *jet* del τ;

- el valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz $|cos\theta_{miss}|$;

- la razón entre la energía efectiva centro de masas y la verdadera energía centro de masas $\sqrt{s'}/\sqrt{s}$;

- el momento transverso, P_t;

- el valor del thrust. El valor del thrust para los sucesos $q\overline{q}$ tiende a tener valores más altos que para la señal;

- el ángulo polar del bosón W^-, donde la carga del bosón ha sido obtenida a partir de la carga del leptón, y la dirección a partir del sistema formado por los dos *jets* hadrónicos. Como ya se ha comentado anteriormente el W^- es emitido preferentemente en la dirección de e^-, y sin embargo la distribución observada del fondo es aproximadamente uniforme;

- el canal de desintegración del τ, separándose los canales como se explicó en la sección 3.6.3. El nivel de fondo no es el mismo en todos los canales, por eso es interesante utilizar esta variable como discriminante en la red;

- la acoplanaridad, definida como el ángulo en el plano transverso a la dirección del haz entre los dos *jets* hadrónicos;

- el ángulo espacial los dos *jets* hadrónicos. Estas dos variables sirven para rechazar sucesos *back to back*;

- la aplanaridad, definida como el ángulo entre el *jet* del τ y el plano formado por los dos *jets* hadrónicos. Este ángulo tiende a ser 90 grados para el fondo, mostrando una distribución más uniforme para los sucesos $WW \rightarrow qq\tau\nu$.

Algunas de las variables utilizadas son mostradas en las figuras 4.12 y 4.13. El suceso será seleccionado si el valor del *output* de la red neuronal es mayor que 0.6 (figura 4.16).

4.2.7 Estimación de errores sistemáticos

Se han realizado diferentes estudios sistemáticos de forma similar a los realizados en los canales leptónicos. Todas las incertidumbres relacionadas con el leptón (eficiencia de identificación, reconstrucción de la traza...) se han considerado equivalentes a las obtenidas en los canales leptónicos.

Se han estudiado diferentes distribuciones a nivel de preselección observándose un buen acuerdo entre los datos y el Montecarlo. A este nivel el fondo predominante son sucesos $q\overline{q}(\gamma)$.

Se estudió el efecto de la resolución en la escala de momentos. Para ello se variaron los momentos de las trazas un 0.9% utilizando el resultado comentado el apartado de la sistemática leptónica, encontrándose resultados razonablemente parecidos a los medidos. El efecto en la sección eficaz era del orden de 40-50 fb.

La identificación del leptón para el fondo se estudió con una muestra obtenida con una preselección muy similar a la aplicada para los sucesos $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\overline{\nu}_l$, pero imponiendo que $\mid cos\theta_{miss} \mid > 0.9$. De esta forma la contribución del fondo $q\overline{q}$ es mucho mayor que la señal, y podemos estimar cómo de bien se reproduce con la simulación la aparición de falsos leptones aislados. El acuerdo de la simulación con los datos fue bueno, si bien como error sistemático suponemos, de forma conservadora, el máximo entre la diferencia entre datos y Montecarlo y el error estadístico de los datos. El error obtenido para el fondo fue del 1.1%.

Se han tenido en cuenta también el error estadístico asociado a las muestras de Montecarlo, tanto para la eficiencia de la señal como para el fondo esperado.

Las diferentes fuentes de errores sistemáticos para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente) se resumen en la tabla 4.7. Similares resultados se obtienen para las demás.

Fuente de incertidumbre	Fondo (fb)	Eficiencia(%)
Identificación de partícula	15	0.4
Selección de traza/Reconstrucción	3	1.0
Estadística del MC	11	0.3
Escala de energías	55	0.2
Variables	10	0.2
Total	58	1.2
Total combinado (en fb)	126	

Tabla 4.7: Diferentes contribuciones al error sistemático para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente), en el canal $W^+W^- \to q\overline{q}'l\overline{\nu}_l$.

4.2.8 Resultados

La matriz de eficiencias y la contaminación del fondo para $\sqrt{s}$=206 GeV se muestran en la tabla 4.8. Los resultados para todas las energías son similares. La eficiencia global de la selección de sucesos $WW \to q\overline{q}l\nu$ fue de aproximadamente el 75%, variando significativamente con el tipo de leptón: 90% para el μ, 75% para el e y 60% para el τ (ver tabla 4.9). El fondo total esperado era en torno a 460 fb (40 fb en el canal $WW \to q\overline{q}\mu\nu$, 140 fb en el canal $WW \to q\overline{q}e\nu$ y 280 fb en el canal $WW \to q\overline{q}\tau\nu$). El error en la sección eficaz tiene en cuenta los errores atribuidos a la eficiencia y al fondo. Los datos seleccionados para todas las energías se muestran en la tabla 4.10. En la figura 4.17 se muestra el momento del leptón y la masa reconstruida del bosón para los sucesos seleccionados como $WW \to q\overline{q}l\nu$. Este estimador de masa se comentará más adelante. La inclusión de la masa en las redes neuronales podría mejorar algo el resultado. Pero no se quiere usar con la idea de que el análisis sea independiente de la masa del bosón estudiado, y pueda ser usado en búsquedas.

	eficiencias canal seleccionado (%)			
Canal	$qq\mu\nu$	$qqe\nu$	$qq\tau\nu$	$qql\nu$
$qqqq$	0.0	0.0	0.3	0.3
$qq\mu\nu$	86.0	0.1	3.7	89.8
$qqe\nu$	0.1	62.8	12.3	75.2
$qq\tau\nu$	5.0	4.4	49.1	58.5
Fondo total (pb)	0.037	0.137	0.278	0.452

Tabla 4.8: Resultados de la selección de WW semileptónicos para $\sqrt{s}$=206 GeV (período con la TPC funcionando perfectamente).

$\sqrt{s}$ (GeV)	Datos	Ef. (%)	Fondo (pb)	Pureza (%)	Sección eficaz (pb)
188.7	835	75.0	0.478	91.7	6.59 ± 0.25 ± 0.12
191.6	162	75.8	0.505	91.5	8.03 ± 0.69 ± 0.14
195.6	454	75.4	0.496	91.7	7.63 ± 0.39 ± 0.13
199.5	497	75.2	0.462	92.2	7.45 ± 0.36 ± 0.13
201.6	244	75.3	0.472	92.1	7.59 ± 0.53 ± 0.14
205.0	400	74.7	0.482	91.9	7.09 ± 0.39 ± 0.13
206.0	451	74.5	0.452	92.3	6.95 ± 0.36 ± 0.13
206.7 (S6)	292	73.6	0.475	91.9	7.28 ± 0.47 ± 0.15

Tabla 4.9: Resultados globales en el canal semileptónico para las energías centro de masas desde 189 hasta 209 GeV.

$\sqrt{s}$	Datos seleccionados (%)			
	$qq\mu\nu$	$qqe\nu$	$qq\tau\nu$	$qql\nu$
188.7	315	245	275	835
191.6	53	41	68	162
195.6	171	133	150	454
199.5	192	138	167	497
201.6	90	82	72	244
205.0	155	122	123	400
206.0	163	134	154	451
206.7 (S6)	121	80	91	292

Tabla 4.10: Datos seleccionados como $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\nu$.

4.3 Resultados combinados

Estos resultados son los obtenidos por el estudio realizado en este trabajo, pero por completitud se han combinado con los hallados en la colaboración DELPHI [6] para el canal hadrónico (en el que ambos bosones W se desintegran dando lugar dos pares quark-antiquark). Con ello se mide la sección eficaz total del producción de pares W^+W^- (figuras 4.18 y 4.19) y las fracciones de desintegración del W (tabla 4.11). Se muestran tanto los resultados de las fracciones de desintegración de las tres familias leptónicas por separado, como el que se obtiene suponiendo universalidad leptónica, es decir, suponiendo que sus acoplamientos exactamente iguales (lo que implica que las fracciones de desintegración son apróximadamente iguales), con lo que se mide un valor global. En ambos casos se observa que el acuerdo con el valor predicho por el Modelo Estándar es satisfactorio. La sección eficaz total y las fracciones de desintegración se obtienen a partir de un ajuste de máxima verosimilitud al número de sucesos observados en cada estado final. Lo que se hace es maximizar la expresión:

$$logL = \sum_i n_i log(\nu_i) - \nu_i \tag{4.1}$$

n_i es el número de sucesos observados en el canal i, y ν_i es número de sucesos esperados que vienen dados por,

$$\nu_i{}^k = \sum_j \varepsilon_{ij}{}^k \sigma^k CH_j + Bg_i{}^k \tag{4.2}$$

donde ν_i es el número de datos observados para el canal i, ε_{ij} es la probabilidad de seleccionar una desintegración del tipo j en el canal i, Bg_i es el fondo esperado en el canal i, σ es la sección eficaz total para una energía centro de masas dada (que también es obtenida en el ajuste) y CH_j es la fracción de desintegración del canal j. Cada término CH_j proviene de multiplicar dos canales de desintegración del W. Por ejemplo CH($qq\tau\nu$) = BR($W \to qq$) $\times$ BR($W \to \tau\nu$). El subíndice i va sobre todos los canales de desintegración posibles y el superíndice k va sobre todas la energías centro de masas disponibles.

La figura 4.18 muestra la sección eficaz de producción de pares W^+W^- medida a diferentes energías centro de masas y el valor predicho teóricamente.

canal	BR	error estad.	error sist.
$W \to e\nu$	0.1010	0.0031	0.0018
$W \to \mu\nu$	0.1042	0.0026	0.0010
$W \to \tau\nu$	0.1133	0.0041	0.0026
$W \to l\nu$	0.1057	0.0013	0.0011

Tabla 4.11: Fracciones de desintegración leptónicas del W calculadas con los datos de DELPHI por encima del umbral de producción de pares WW. La última línea muestra el resultado suponiendo universalidad leptónica.

Bibliografía

[1] Physics Analysis Workstation, versión 2.12/21, 1-June-2001.

[2] MLPfit, written by J. Schwindling, B. Mansoulié and O. Couet. Para más información ver http://home.cern.ch/schwing/MLPfit.html.

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

[4] M. Elsing, P. Kluit, D. Liko, D. Wicke, J. Wickens, Changes in the track reconstruction to recover from the TPC sector 6 failure, DELPHI note 2001-004 TRACK 95.

[5] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, Nucl. Phys. B424 (1994) 308;
Nucl. Phys. B426 (1994) 334;
Nucl. Phys (Proc. Suppl.) B37 (1994) 163;
D.Bardin et al., Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B37 (1994) 148.

[6] Measurement of the W-pair production Cross-section and W branching ratios at $\sqrt{(}s)$ =205 and 207 GeV, DELPHI Collaboration, artículo enviado a los *Rencontres* de Moriond 2001, Les Arcs (Francia), Marzo de 2001;
W pair production cross-section and W branching fractions in e^+e^- interactions at 189 GeV , DELPHI Collaboration, Physics Letters B479(2000)89.

[7] A. Denner et al., Phys. Lett. **B475** (2000) 127.

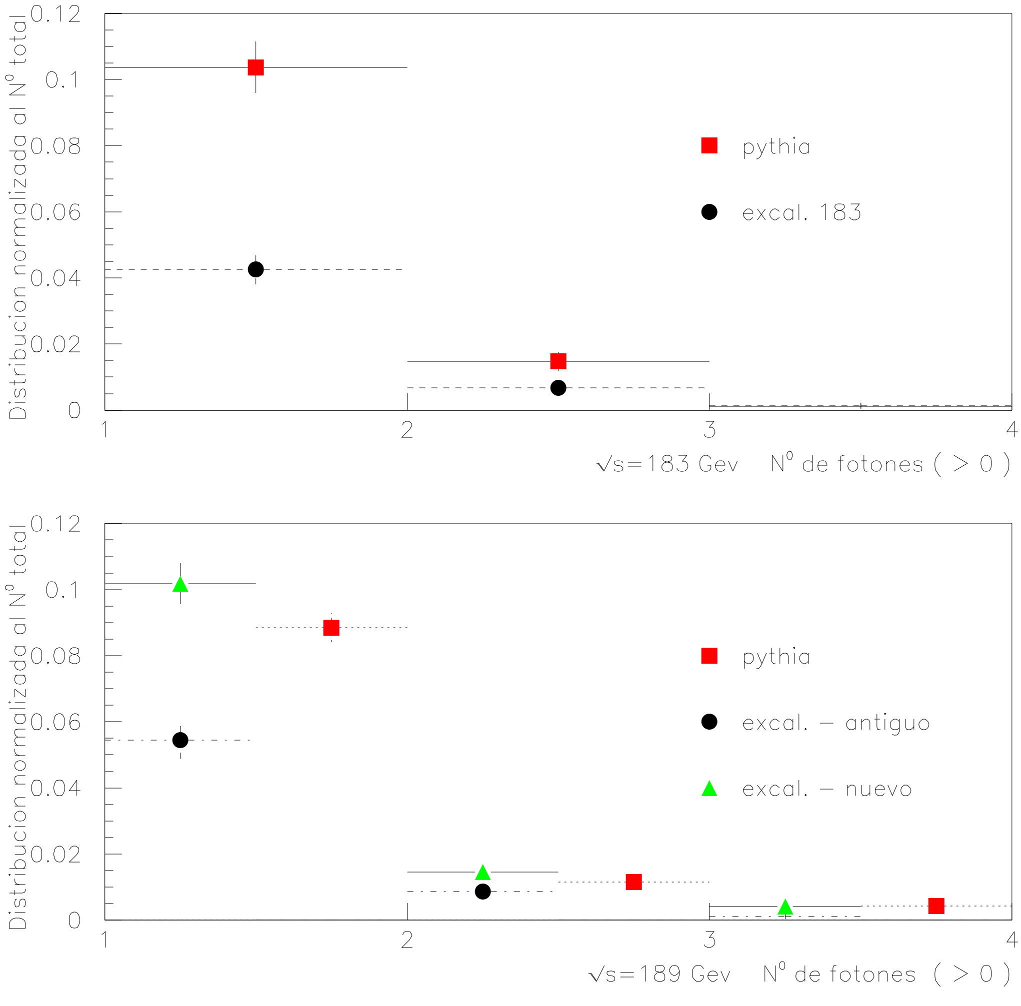


Figura 4.1: Número de fotones producidos en jets de muones. Comparación entre diferentes simulaciones.

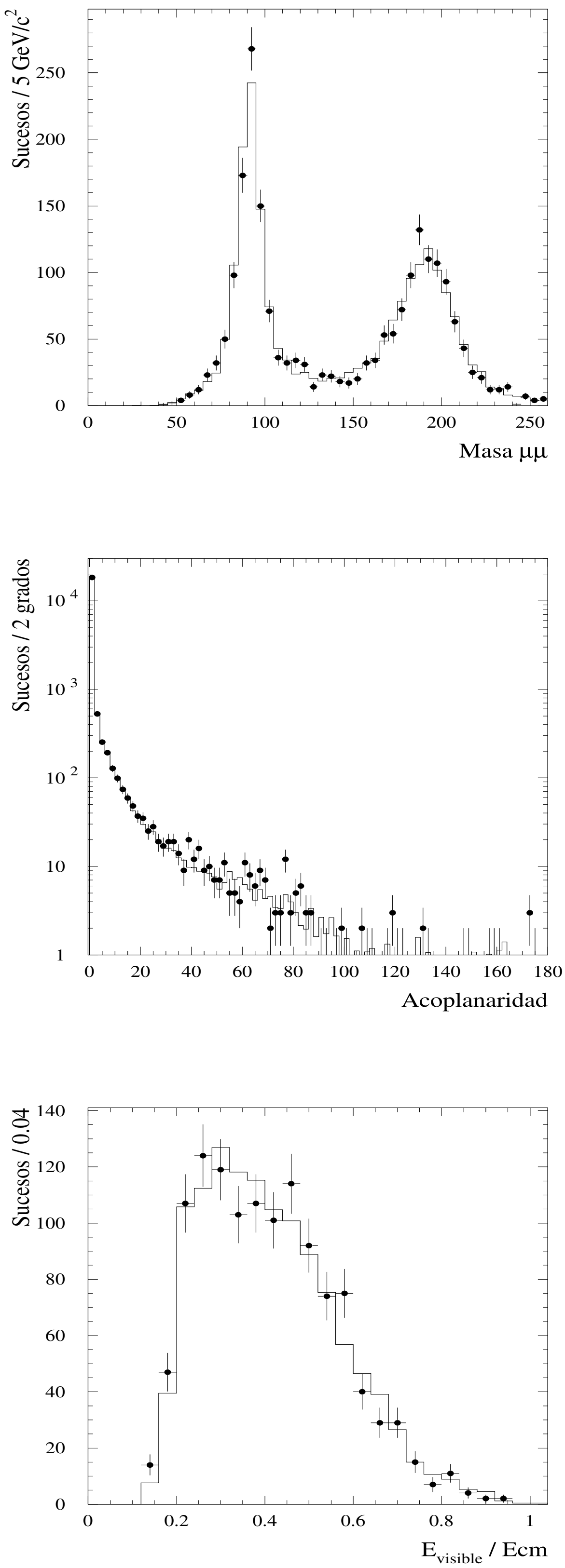


Figura 4.2: Comparación datos/MC en sucesos $Z \rightarrow l^+l^-$. Se muestra la masa invariante en sucesos seleccionados como $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (arriba), la acoplanaridad en sucesos seleccionados como $Z \rightarrow e^+e^-$ (centro) y la energía visible escalada por la energía centro de masas en sucesos $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (abajo).

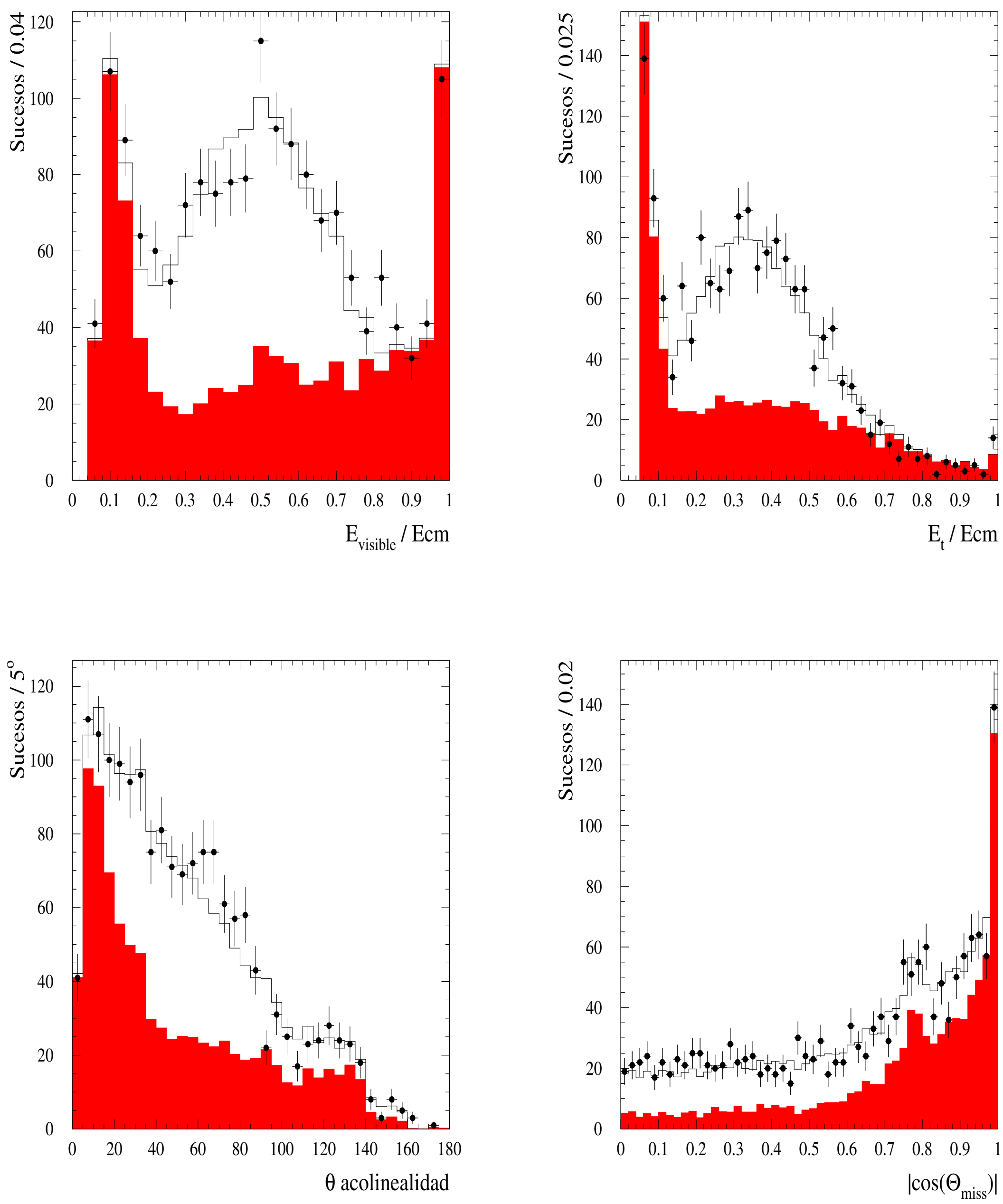
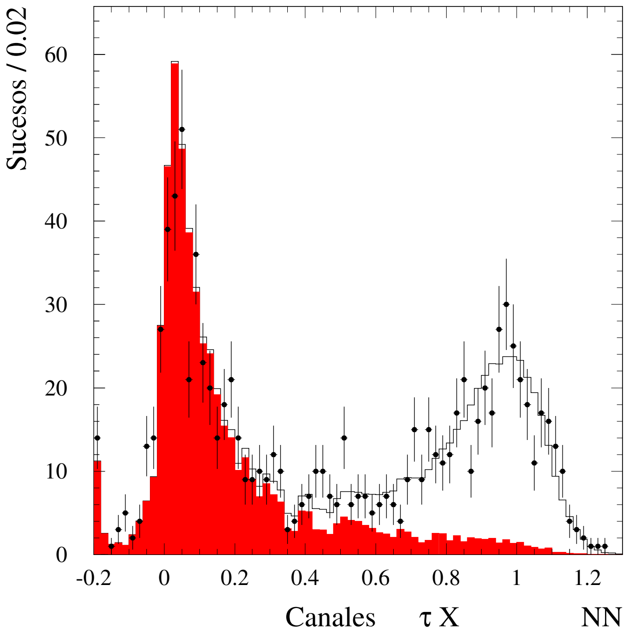


Figura 4.3: Distribuciones a nivel de preselección para la selección $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ de la energía visible escalada por E_{cm} (izquierda arriba), la energía transversa escalada por E_{cm} (derecha arriba), la acolinealidad (izquierda abajo) y $\mid cos\theta_{miss} \mid$ (derecha abajo) utilizando los datos desde el año 1998 al 2000. El fondo aparece sombreado, la señal más el fondo en blanco y los puntos con las barras de error son los datos.



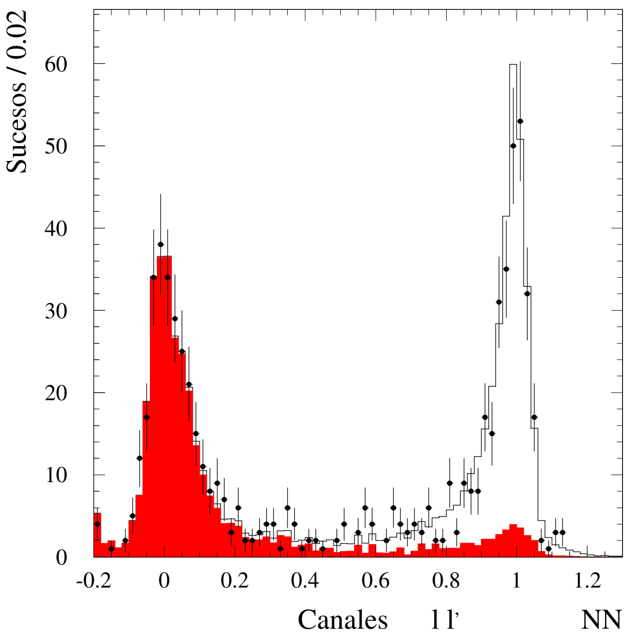


Figura 4.4: *Output* de la red neuronal para los canales con taus (arriba) y sin taus (abajo), para la selección $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$.

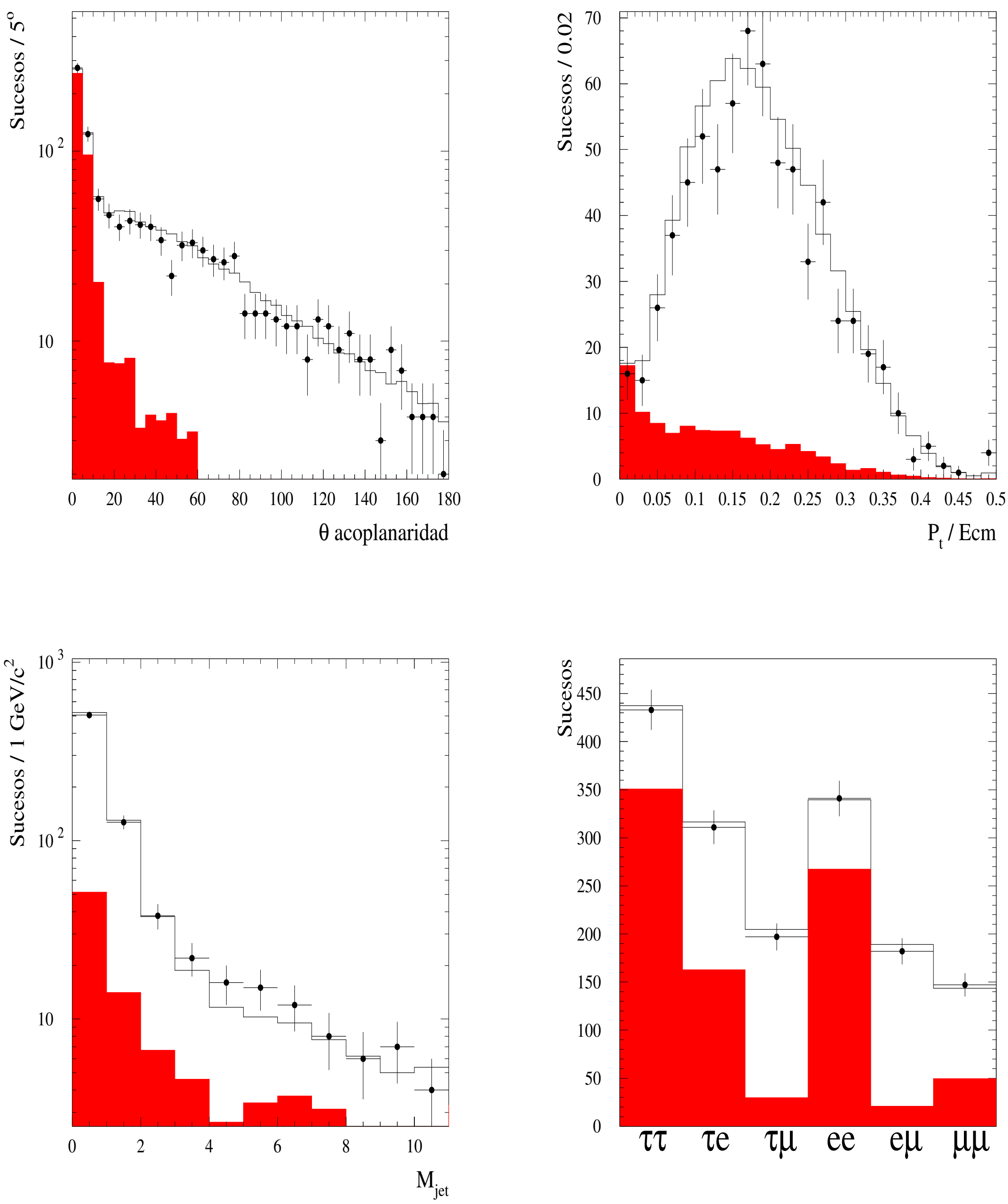


Figura 4.5: Distribuciones en la selección $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ de acoplanaridad (izquierda arriba), momento transverso escalado por E_{cm} (derecha arriba), y máximo de la masa invariante de los dos jets (izquierda abajo), para todos los cortes excepto éste en el análisis secuencial. En la figura de la derecha abajo se muestra el canal de identificación a nivel de preselección.

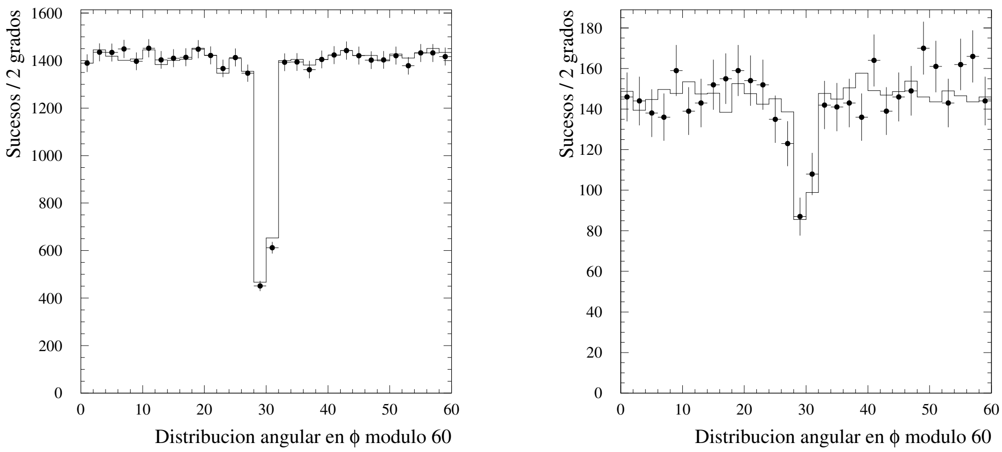


Figura 4.6: Distribución angular en ϕ módulo 60 para sucesos e^+e^- (izquierda) y $\mu^+\mu^-$ (derecha). Los datos corresponden a los tomados a alta energía.

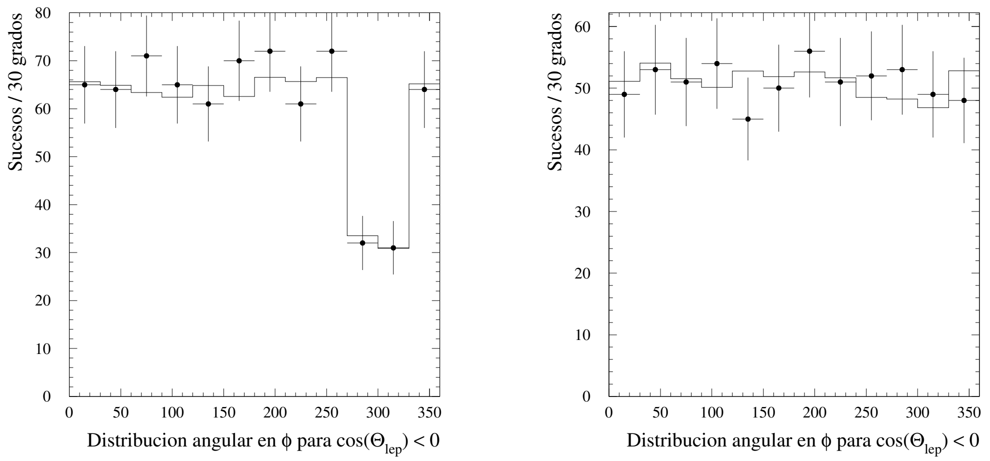


Figura 4.7: Distribución angular en ϕ para trazas con $cos\theta < 0$ para sucesos e^+e^- (izquierda) y $\mu^+\mu^-$ (derecha). Los datos corresponden a los tomados en la resonancia del Z en el período en el que el sector 6 de la TPC dejó de ser operativo.

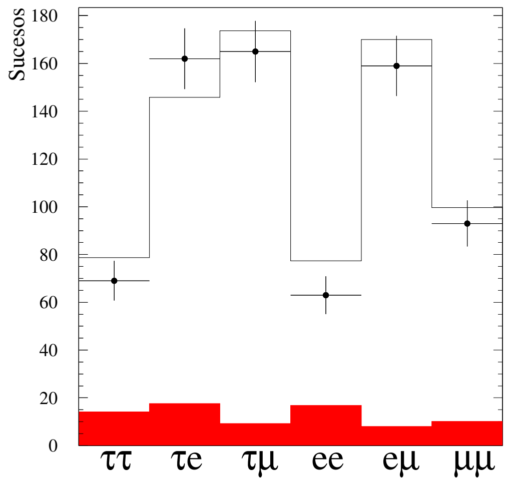


Figura 4.8: Canal de identificación después de aplicar el corte en el *output* de la red neuronal, para la selección $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$.

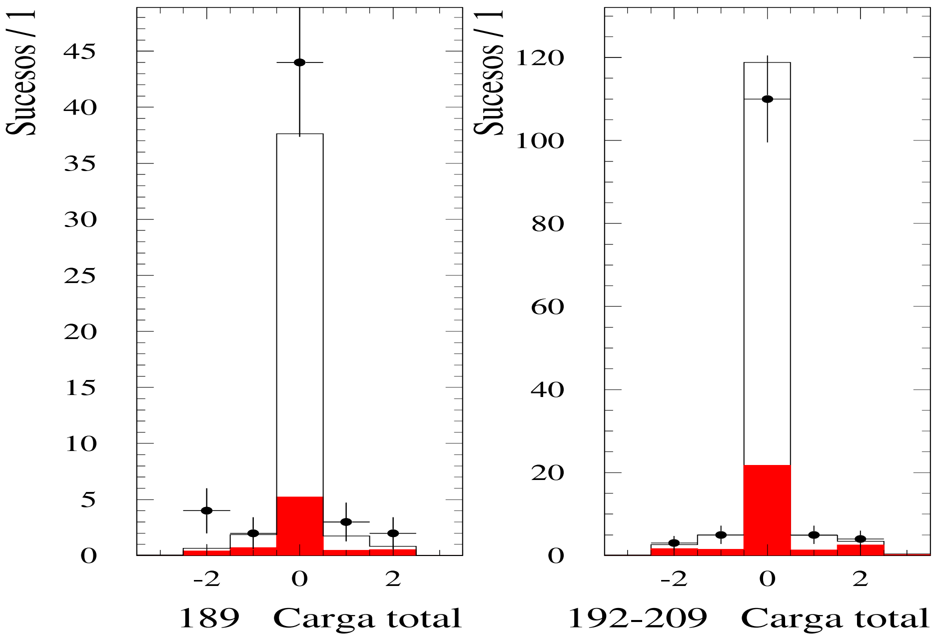


Figura 4.9: Carga total para candidatos $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ con al menos un electrón con $E_t < 0.25\sqrt{s}$, para $\sqrt{s}$ = 189 GeV (izquierda) y para $\sqrt{s}$ = 192-208 GeV (derecha).

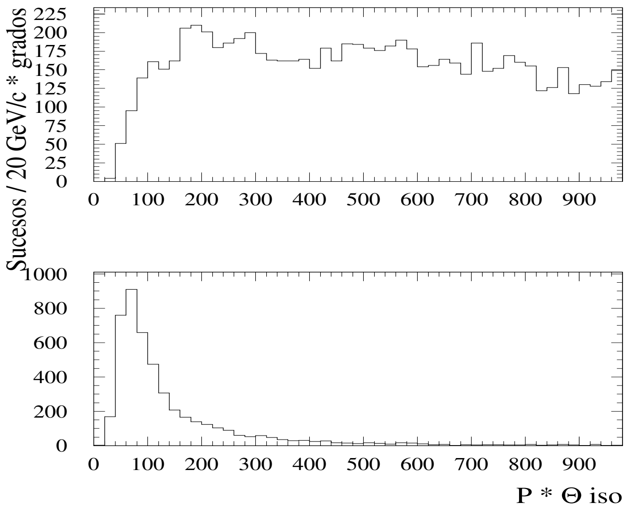


Figura 4.10: Momento del *jet* multiplicado por su aislamiento para *jets* provenientes correctamente del τ (arriba) y para *jets* que no provienen del τ (abajo).

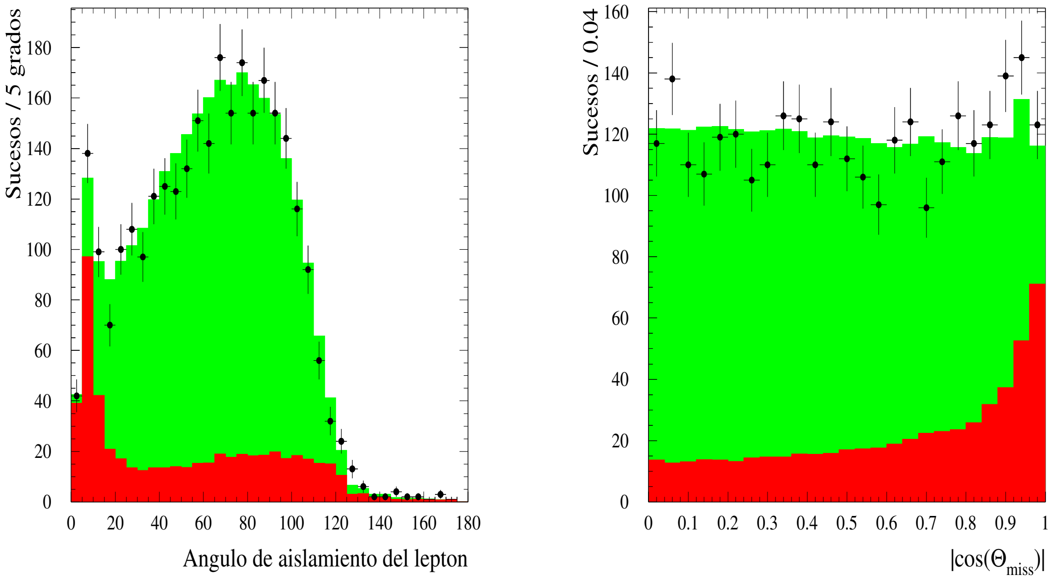


Figura 4.11: Ángulo de aislamiento del leptón (derecha) y valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz (izquierda) para sucesos $W^+W^- \to q\overline{q}l\nu$, con l=$e/\mu$ a nivel de preselección. En color rojo se muestra el fondo, y en verde se muestra la contribución conjunta de fondo y señal. Los puntos con las barras de error son los datos.

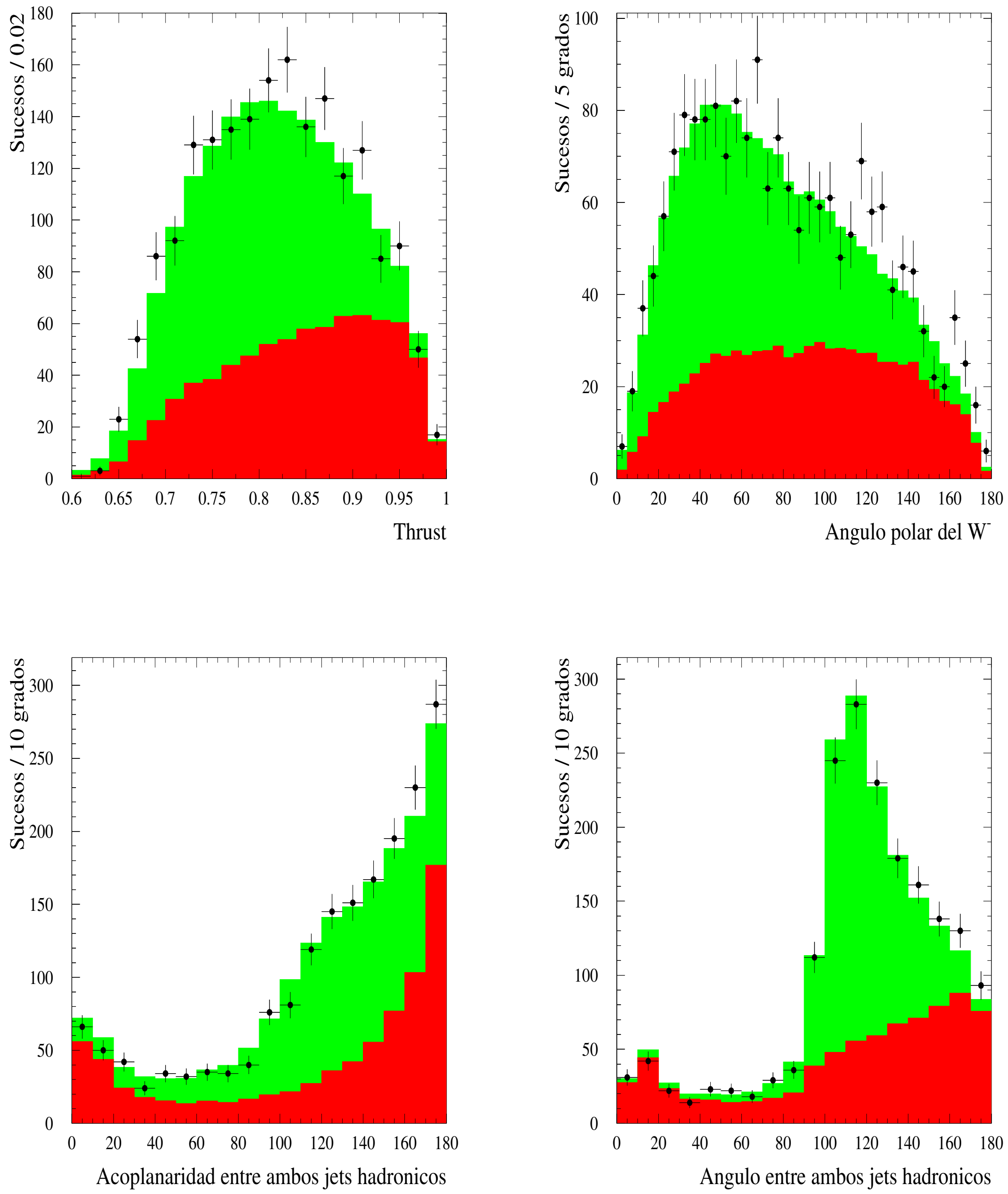


Figura 4.12: Distribuciones a nivel de preselección para el canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ del valor del thrust (arriba a la izquierda), el ángulo polar del bosón W^- (arriba a la derecha), ángulo en el plano transverso entre ambos jets hadrónicos (abajo a la izquierda) y el ángulo en el espacio entre ambos jets hadrónicos (abajo a la derecha). En color rojo se muestra el fondo no $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$, y en verde se muestra la contribución esperada para el fondo y para la señal. Los puntos con las barras de error son los datos.

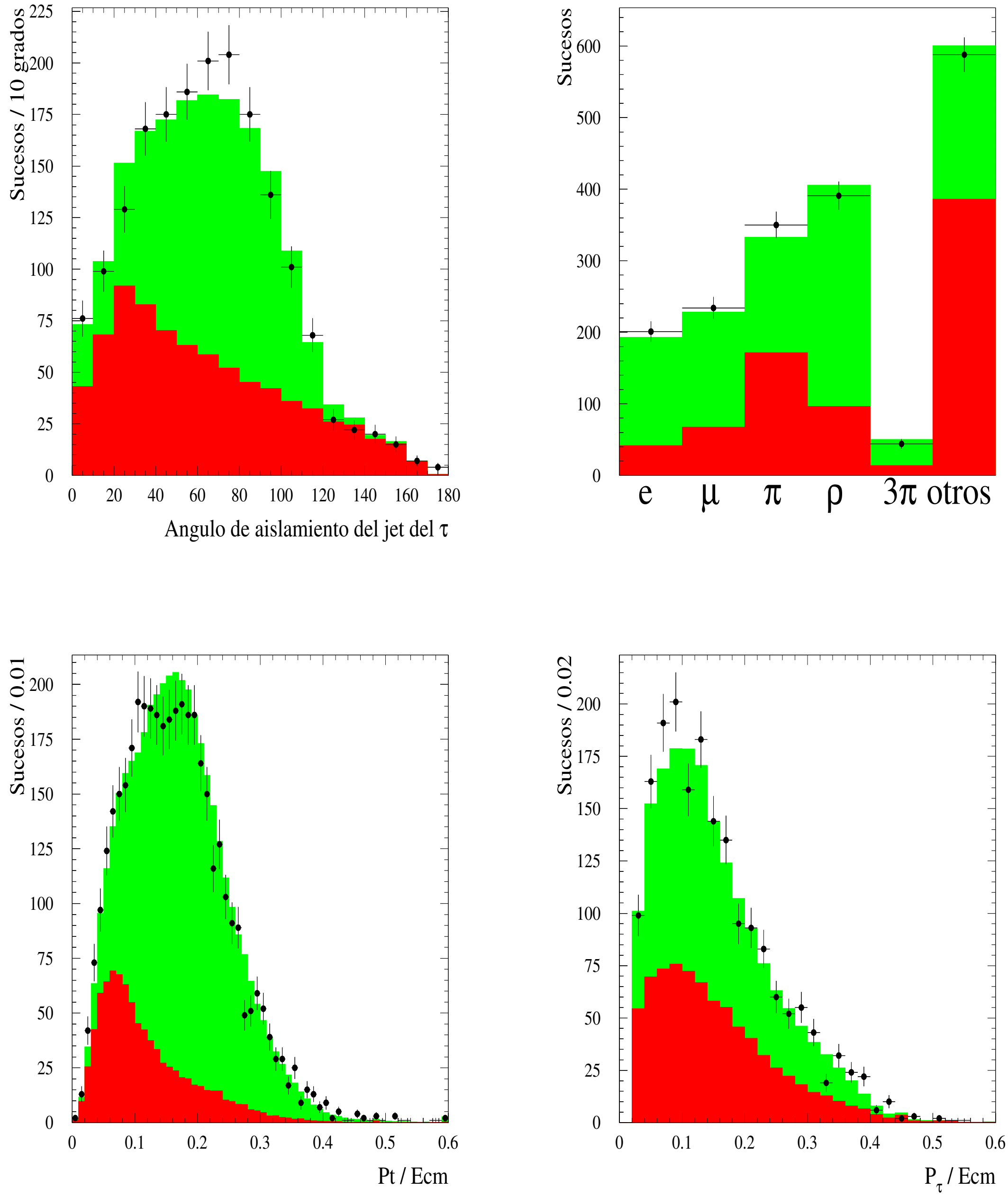


Figura 4.13: Distribuciones a nivel de preselección para el canal $W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$ del ángulo de aislamiento del *jet* del τ (arriba a la izquierda), el canal de desintegración del τ (arriba a la derecha), el momento transverso escalado por E_{cm} (abajo a la izquierda) y el momento del *jet* del τ escalado por E_{cm} (abajo a la derecha).

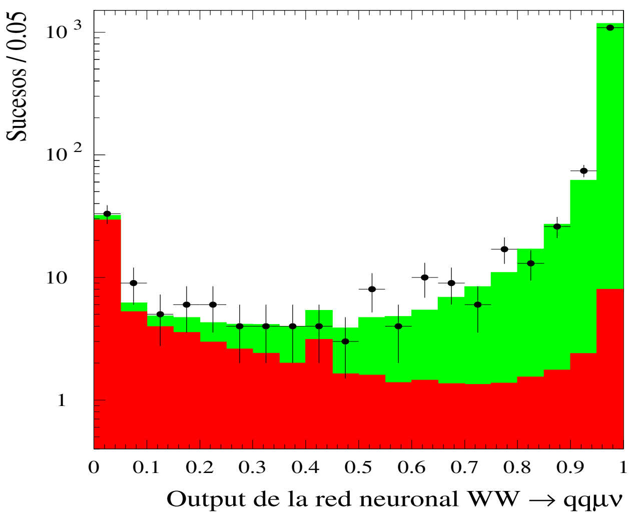


Figura 4.14: *Output* de la red neuronal para sucesos $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$.

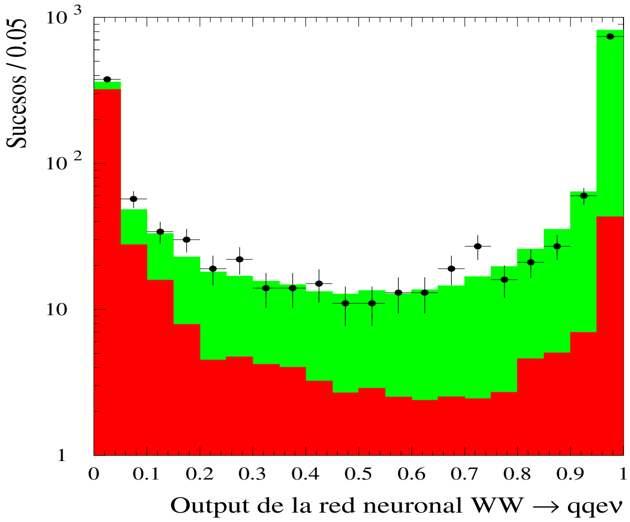


Figura 4.15: *Output* de la red neuronal para sucesos $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$.

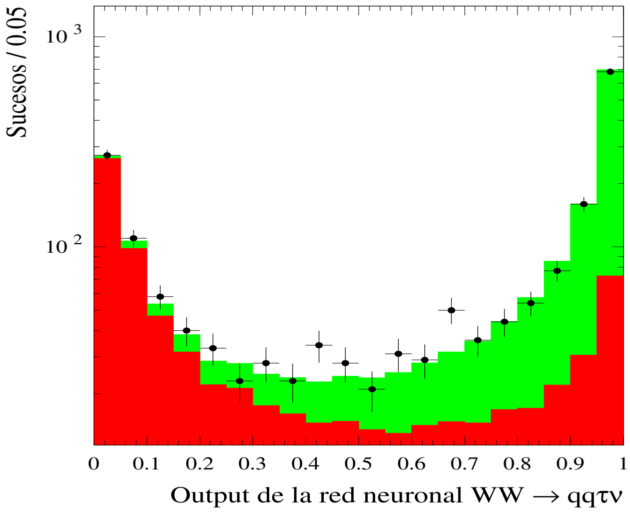


Figura 4.16: *Output* de la red neuronal para sucesos $W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$.

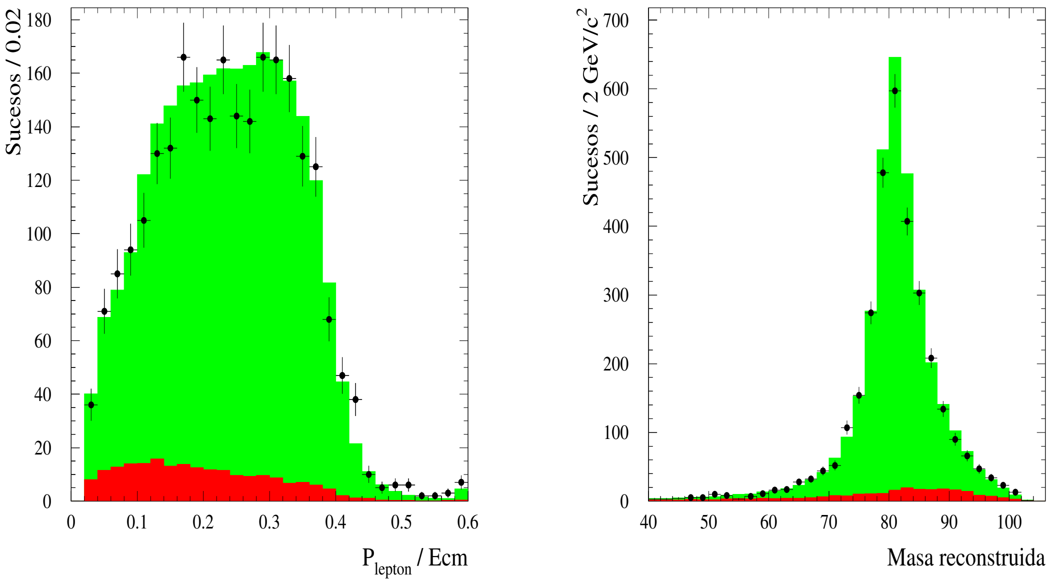


Figura 4.17: Momento escalado por la energía centro de masas y masa reconstruida del bosón para los sucesos seleccionados como $W^+W^- \to q\bar{q}l\nu$.

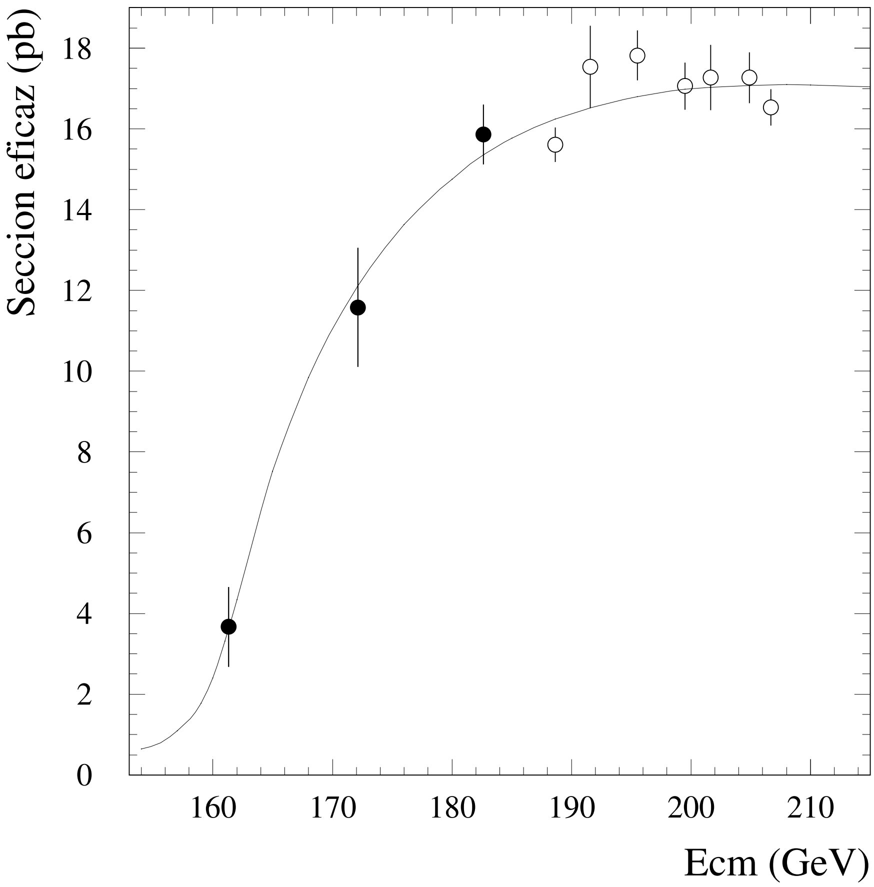


Figura 4.18: Medidas de la sección eficaz de producción W^+W^- comparadas con la predicción del Modelo Estándar dadas por el programa RacoonWW [7]. Los círculos sin rellenar representan las medidas obtenidas en esta tesis.

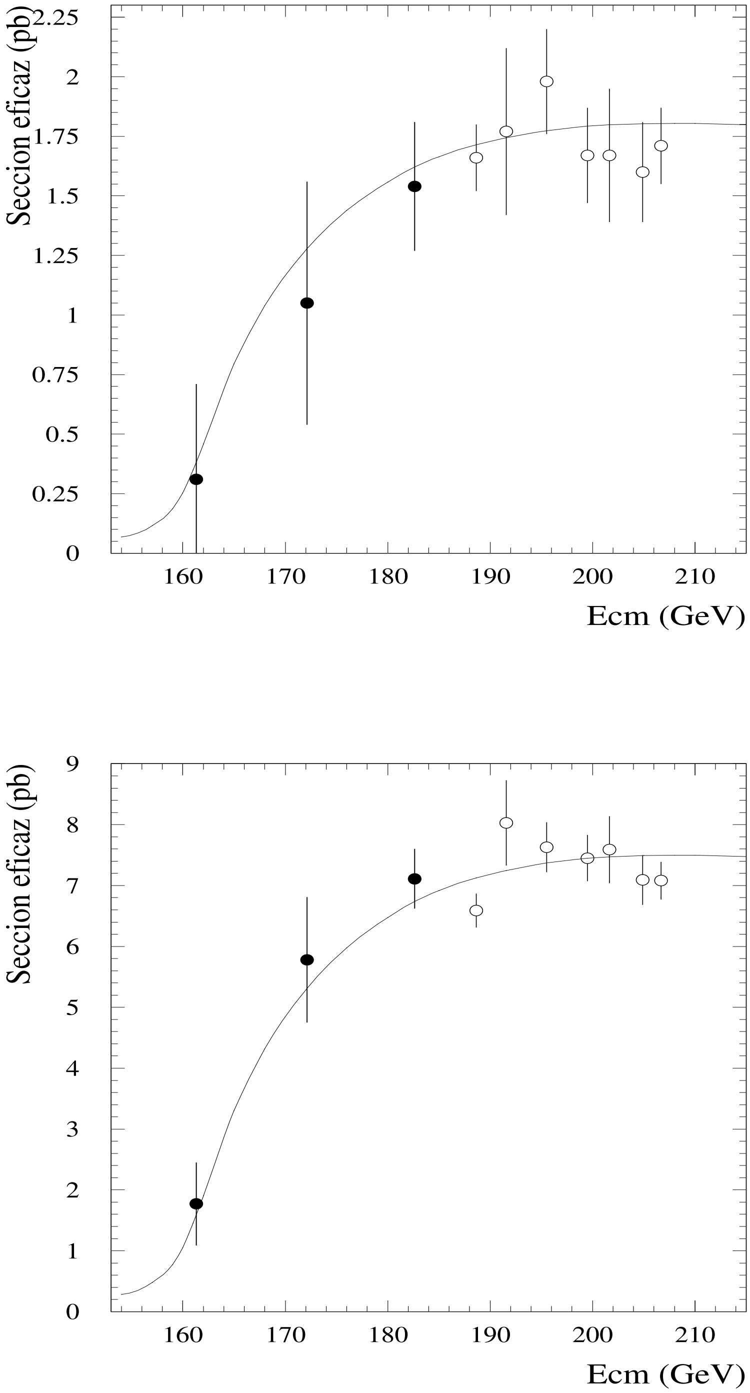


Figura 4.19: Medidas de la sección eficaz de producción $W^+W^- \to l^+\nu_l l'^-\overline{\nu}_{l'}$ (arriba) y $W^+W^- \to q\overline{q}'l'^-\overline{\nu}_{l'}$ (abajo) comparadas con la predicción del Modelo Estándar dadas por el programa RacoonWW [7]. Los círculos sin rellenar representan las medidas obtenidas en esta tesis.

Capítulo 5

Búsqueda de bosones de Higgs cargados.

5.1 Introducción

En este capítulo se describe la búsqueda de pares de bosones de Higgs cargados en los canales $H^+H^- \to \tau\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ y $H^+H^- \to c\overline{s}\tau^-\overline{\nu}_\tau$ (y su conjugado). La fracción de desintegración del bosón de Higgs cargado a $\tau\nu_\tau$ depende del modelo teórico y de algunos parámetros de los mismos, si bien la mayoría predicen un valor por encima del 90 % [1]. Los resultados obtenidos en estos dos canales serán combinados con los obtenidos en el canal puramente hadrónico con el fin de hacer una búsqueda para cualquier fracción de desintegración del bosón de Higgs cargado a $\tau\nu_\tau$, suponiendo que el resto va a un par cs.

5.2 $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$

Estos sucesos están caracterizados por un par de *jets* muy colimados de baja multiplicidad, acoplanares y acolineales, y por gran momento y energía perdidos debido a la presencia de varios neutrinos en la reacción.

Después de la selección se desarrolló una función de verosimilitud [3] pesando los sucesos siguiendo las distribuciones de la señal y del fondo usando una única variable basada en los ángulos polares y en estimadores de la polarización de ambos taus, así como la acoplanaridad y el momento transverso.

5.2.1 Selección

Los criterios de selección para la búsqueda de $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ son semejantes a los empleados en la selección $W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$, puesto que sus topologías y características en el estado final son las mismas, si bien las eficiencias son ligeramente diferentes por cinemática (depende ligeramente de la masa del bosón). En este caso hemos utilizado unos criterios basados en cortes secuenciales, ya que el utilizar una red neuronal no mejoraba el resultado, complicando el análisis.

Para seleccionar sucesos leptónicos se requería una multiplicidad cargada total entre 2 y 6. Todas las partículas en el suceso fueron agrupadas en *jets* usando el algoritmo de LUCLUS [2], y sólo fueron admitidos sucesos con dos *jets* reconstruidos. Los dos *jets* debían contener una traza cargada como mínimo, y al menos uno de ellos solamente una. El ángulo entre los dos *jets* debía ser mayor que 30°.

Los procesos a 2 fermiones y las colisiones a dos fotones fueron rechazados imponiendo que la acoplanaridad fuera mayor que 13° si ambos *jets* estaban en la región del barril, y un ángulo mayor de 25° en otro caso.

El fondo de colisiones a dos fotones fue además reducido con diferentes requerimientos de energía: la energía transversa tenía que ser mayor que $0.08\sqrt{s}$ si ambos *jets* estaban en la región del barril, y mayor que $0.1\sqrt{s}$ en caso contrario. El momento transverso, P_t, debía ser mayor que $0.04\sqrt{s}$; la energía total detectada en un cono de 30° alrededor del tubo del haz debía ser menor que $0.1\sqrt{s}$; y la energía total fuera de esta región mayor que $0.1\sqrt{s}$

Los criterios de identificación del τ son los descritos en el capítulo 3.

En la tabla 5.1 se muestra la comparación entre los datos y el fondo esperado para cada energía centro de masas, así como las eficiencias para diferentes masas del bosón de Higgs cargado. El acuerdo global es bueno, encontrándose 62 sucesos en los datos, cuando 65.7 sucesos son esperados de fondo.

$\sqrt{s}$	Datos	Fondo esperado	Efic. MH= 75 GeV/c^2(%)	Efic. MH= 80 GeV/c^2 (%)	Efic. MH= 85 GeV/c^2 (%)
188.7	16	15.5±1.5	34.2±1.6	33.4±1.6	34.5±1.6
191.6	3	2.6±0.3	34.2±1.6	35.9±1.6	35.9±1.6
195.6	10	8.8±0.8	34.2±1.6	35.9±1.6	35.9±1.6
199.5	8	9.6±0.9	33.5±1.6	34.9±1.6	37.0±1.6
201.6	2	4.6±0.5	33.5±1.6	34.9±1.6	37.0±1.6
205.0	13	8.6±0.7	33.9±1.6	34.5±1.6	36.4±1.6
206.0	5	10.1±0.9	33.9±1.6	34.5±1.6	36.4±1.6
206.7 (S6)	5	5.9±0.5	33.1±1.6	34.0±1.6	35.9±1.6

Tabla 5.1: Número de sucesos, fondo esperado y eficiencias de la señal para diferentes masas del Higgs cargado en el canal puramente leptónico.

corte	datos	fondo total	WW	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	ε_{80}
Preselección leptónica	158091	160196.0	904.7	37008.6	2320.1	72.0%
Corte de acoplanaridad	16610	16501.2	700.8	13966.8	205.1	61.6%
Cortes de energía	527	554.7	523.9	7.5	5.8	46.6%
Identificación del τ	62	65.7	56.2	4.2	3.6	34.5%

Tabla 5.2: Número total de sucesos observados y fondo esperado en el canal puramente leptónico después de los diferentes cortes usados en el análisis $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$, para los datos desde el año 1998 al 2000. La última columna muestra la eficiencia para un bosón de Higgs cargado con $m_{\mathrm{H}^\pm} = 80$ GeV/c^2.

Como se observa en la tabla 5.2 la producción de pares W^+W^- es el fondo dominante después de todos los cortes, alrededor del 85%, lógicamente en especial sucesos $W^+W^- \to$

$\tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$. Otras contribuciones de menor importancia son procesos a cuatro fermiones (Zee, $We\nu_e$ y ZZ), colisiones a dos fotones, y pares de fermiones (especialmente $\tau^+\tau^-$).

5.2.2 Variables discriminantes entre señal y fondo

La señal y el fondo $W^+W^- \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ tienen características muy similares, sin embargo existen algunas diferencias.

Una es la masa del bosón, pero en este caso no se puede reconstruir debido a la presencia de varios neutrinos en la cadena desintegración de cada uno de los dos bosones.

Otras dos diferencias importantes han sido usadas para discriminar la señal y el fondo de pares W^+W^-: el ángulo polar del bosón y la polarización del τ.

Ángulo polar del bosón

La producción de pares H^+H^- ocurre sólo vía canal s de aniquilación de un fotón o de un Z, y la sección eficaz diferencial de producción tiene un comportamiento aproximadamente proporcional a $1 + cos^2\theta$. Sin embargo la producción W^+W^- ocurre tanto vía canal s como canal t de intercambio de un neutrino, por lo que la producción de pares W^+W^- está picada hacia ángulos bajos. El W^- (W^+) es emitido preferentemente en la dirección del e^- (e^+). El ángulo del bosón está mal reproducido por el τ (debido al pequeño *boost*), sin embargo su distribución angular sirve aún de ayuda para discriminar la señal y el fondo, tal y como se muestra en la figura 5.1. Por tanto la variable usada para discriminar ambas contribuciones es $Q_\tau \cdot cos(\theta_\tau)$.

Polarización del τ

Como ya se explicó en el primer capítulo la polarización de un tau proveniente del $H^\pm$ o del $W^\pm$ es exactamente opuesta.

$$P_\tau{}^H = +1 \qquad P_\tau{}^W = -1$$

Las distribuciones angulares y de momento de los productos de desintegración del τ dependen de la polarización, por lo tanto la información de la polarización del τ se puede extraer de las distribuciones cinemáticas observadas de sus productos de desintegración.

Cuando los leptones τ se originan de partículas que se desintegran en reposo, la energía del τ está fijada (despreciando correcciones radiativas), por ejemplo en sucesos $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (tanto en LEP1 como en LEP2). Sin embargo si la partícula madre no está en reposo la energía del τ no está definida. En nuestro caso la energía del τ está mal estimada debido a que hay demasiadas incógnitas (al menos aparecen 4 neutrinos) y no es posible hacer buenas aproximaciones. Por tanto suponemos E_τ como $\frac{\sqrt{s}}{4}$, es decir, su valor promedio.

Para los canales $h\nu_\tau$, $h^- \geq 1\gamma$, $3h$ y $l\nu_l\nu_\tau$ se utilizaron los estimadores descritos en la sección 1.5. El resto de canales tienen una fracción de desintegración pequeña, $\sim$5% en total, siendo el canal dominante el $3hn\pi^0$. De todas formas utilizamos una variable fácil de construir y que lleva algo de información.

$$\omega = \frac{E_{cargados} - E_{neutros}}{E_{cargados} + E_{neutros}}$$

En la figura 5.2 se pueden observar las diferencias entre la señal y el fondo.

5.2.3 *Likelihood* final

Se ha usado una técnica de máxima verosimulitud, *likelihood*, para separar el fondo de la señal. La función de verosimilitud para un suceso perteneciente a la clase j (j=1,2) viene dado por

$$L_i^j(x_i) = \frac{f_i^j(\overrightarrow{x_i})}{\sum_{k=1}^2 f_i^k(\overrightarrow{x_i})}$$

siendo $f_i^j(\overrightarrow{x_i})$ la función densidad de probabilidad.

Se sabe que esta función maximiza las diferencias entre dos distribuciones. En nuestro caso se construye $L_i^j(x_i)$ con seis variables 'independientes': el estimador de la polarización y el ángulo polar de ambos taus, la acoplanaridad y el momento transverso. Realmente no son del todo independientes pues los estimadores de la polarización dependen algunos de ellos de distribuciones angulares. Además el hecho de que no se tenga exactamente la misma eficiencia de identificación en todo el espectro angular hace que se cree otra dependencia. Suponiendo esta independencia se puede factorizar la densidad de probabilidad en la forma:

$$f_i^j(\overrightarrow{x_i}) = g_i\tau^+(qcos\theta_j)\cdot g_i\tau^-(qcos\theta_j)\cdot g_i\tau^+(est.pol.P_{\tau\ j}^+)\cdot g_i\tau^-(est.pol.P_{\tau\ j}^-)\cdot g_i(\theta_{acop})\cdot g_i(P_t)$$

donde $g\tau(qcos\theta)$ es la distribución del coseno del ángulo polar del *jet* multiplicado por su carga, $g\tau(est.pol.P_\tau)$ es el estimador de la polarización del jet, y $g(\theta_{acop})$ y $g(P_t)$ son las distribuciones para la acoplanaridad y para el momento transverso respectivamente. Todas estas distribuciones fueron estimadas mediante simulación, tanto para la señal como para el fondo.

El resultado para $M_{H^\pm} = 80$ GeV/c^2 se muestra en la figura 5.3.

5.3 $H^+H^- \to q\overline{q}'\tau\nu_\tau$

El estado final semileptónico está caracterizado por dos *jets* hadrónicos, un leptón τ y momento perdido debido a la presencia de uno o varios neutrinos en el suceso. Al contrario que ocurría en el canal puramente leptónico, es posible reconstruir la masa del bosón de Higgs.

5.3.1 Selección

Esta topología es esencialmente la misma que la que tenemos en sucesos $W^+W^- \to q\overline{q}'\tau\nu_\tau$, por lo que los criterios de selección inicialmente son los mismos. Al igual que en ese caso se construye una red neuronal, NN_{QQ}, con el fin de eliminar el fondo remanente $q\overline{q}$. Para esta red neuronal, en el entrenamiento, se sustituye los sucesos $WW \to qq\tau\nu$, que antes eran la señal, por pares $HH \to cs\tau\nu$ a diferentes masas; con el fin de obtener un resultado lo más independiente posible de la masa del bosón. Los sucesos son seleccionados si NN_{QQ} es mayor que 0.6. La figura 5.5 muestra el comportamiento de la variable NN_{QQ} para el fondo, la señal ($M_{H^\pm}$=75 GeV/c^2) y los datos.

5.3.2 Rechazo final del fondo

La masa de los bosones fue reconstruida realizando un ajuste requiriendo conservación de momento y de energía, conocida la energía centro de masas e imponiendo masas iguales para ambos bosones. Se miden las direcciones y momentos de cada uno de los *jets* hadrónicos, así como la dirección inicial del τ; incluyendo en todas ellas sus errores correspondientes. Las tres componentes del vector momento del neutrino y la magnitud del momento del τ nos son desconocidas, por lo que fueron tratados como parámetros libres, reduciendo el número de grados de libertad del ajuste de 5 a 1. Solamente sucesos con una masa reconstruida mayor que 40 GeV/c^2 y un χ^2 por debajo de 5 fueron seleccionados. Además gracias a este ajuste tanto el ángulo polar del bosón, como la energía del τ (que utilizamos en los estimadores de la polarización del τ) son mucho mejor conocidos de lo que eran en el caso puramente leptónico.

En este punto el fondo que nos queda es principalmente $W^+W^- \to q\overline{q}'\tau\nu_\tau$ (figura 5.6). Con el objeto de separar la señal y este fondo construimos una red neuronal utilizando las siguientes variables (algunas de estas variables se muestran en las figuras 5.7 y 5.8).

- El ángulo polar del bosón negativo, siguiendo la definición dada en el capítulo 4;
- estimador de la polarización del τ;
- $P_{jet} \cdot \theta_{iso}$;
- el momento transverso total del suceso;
- el valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz;
- la acoplanaridad, definida como el ángulo en el plano transverso a la dirección del haz entre los dos *jets* hadrónicos;
- la aplanaridad, definida como el ángulo entre el *jet* del τ y el plano formado por los dos *jets* hadrónicos.

La red fue entrenada con muestras de señal a diferentes masas con el objeto de asegurarnos de que el análisis fuera prácticamente independiente de la masa del bosón. El *output* de esta red neuronal, NN_{WW}, se muestra en la figura 5.5. El número de sucesos, el fondo esperado y eficiencias de la señal para diferentes masas del Higgs cargado se muestran en la tabla 5.3, después de requerir $NN_{WW} > 0.2$. Con este corte eliminamos una parte importante del fondo WW, sin eliminar prácticamente señal. La tabla 5.4 muestra la comparación de los datos y del fondo esperado con los cortes, así como la evolución de la eficiencia para un bosón Higgs cargado de 75 GeV/c^2. La figura 5.9 muestra la masa reconstruida del bosón después de requerir $NN_{WW} > 0.2$. Además NN_{WW} entrará como variable discriminante en el cálculo de los niveles de confianza que se discutirán más adelante.

$\sqrt{s}$	Datos	Fondo esperado	Efic. MH= 75 GeV/c^2(%)	Efic. MH= 80 GeV/c^2 (%)	Efic. MH= 85 GeV/c^2 (%)
188.7	147	142.0±5.1	46.9±2.3	45.4±2.3	38.0±2.3
191.6	33	25.0±1.0	51.6±2.3	47.4±2.3	42.8±2.3
195.6	78	72.6±2.9	51.6±2.3	47.4±2.3	42.8±2.3
199.5	89	81.2±3.3	48.5±2.3	48.6±2.3	46.1±2.3
201.6	35	40.5±1.7	48.5±2.3	48.6±2.3	46.1±2.3
205.0	65	71.1±2.9	48.2±2.3	51.3±2.3	45.6±2.3
206.0	75	80.6±3.3	48.2±2.3	51.3±2.3	45.6±2.3
206.7 (S6)	42	51.2±2.5	47.4±2.3	50.6±2.3	48.2±2.3

Tabla 5.3: Número de sucesos, fondo esperado y eficiencias de la señal para diferentes masas del Higgs cargado en el canal semileptónico, después de aplicar $NN_{QCD} > 0.6$ y $NN_{WW} > 0.2$.

corte	datos	fondo total	$WW \to q\overline{q}'\tau\nu$	$q\overline{q}(\gamma)$	ε_{75}
Preselección hadrónica	28241	27944.2	3995.8	18203.2	95.4%
Preselección $q\overline{q}'\tau\nu$	1828	1811.0	1034.5	459.7	61.9%
$NN_{QCD} > 0.6$	696	706.6	631.8	23.0	49.9%
$NN_{WW} > 0.2$	564	564.1	496.9	20.5	48.5%
$NN_{WW} > 0.4$	338	355.0	303.1	15.5	40.5%

Tabla 5.4: Número total de sucesos observados y fondo esperado en el canal semileptónico después de diferentes cortes usados en el análisis $H^+H^- \to q\overline{q}'\tau\nu_\tau$. La última columna muestra la eficiencia para un bosón de Higgs cargado con $m_{\mathrm{H}^\pm} = 75$ GeV/c^2.

5.4 Errores sistemáticos

La mayoría de estudios sistemáticos son los mismos que los realizados para la selección de pares WW, por lo que ya han sido comentados en el capítulo anterior, por ello que aquí sólo se remarcará algunos puntos importantes.

El acuerdo entre los datos y el fondo esperado de procesos estándar es bueno en general como se puede observar en la figura 5.4 para la acoplanaridad y el momento transverso después de aplicar todos los cortes, excepto éste, en el canal leptónico. Igualmente se observa un buen acuerdo en el canal semileptónico como se muestra en las figuras 5.7 y 5.8.

Las pruebas sistemáticas realizadas para chequear la identificación del leptón y la reconstrucción de trazas fueron las mismas que las que se hicieron para los pares de bosones W, y ya fueron comentadas en el capítulo 4. Estos estudios sistemáticos han sido realizados tanto para la señal como para el fondo.

Además los estimadores de la polarización del τ fueron chequeados usando una muestra de $Z^\circ \to \tau^+\tau^-$. La muestra fue obtenida usando una selección estándar de pares $\tau^+\tau^-$. En la figura 5.10 se puede observar el buen acuerdo datos/MC en cada uno de los canales. Para obtener la medida de la polarización del τ se realizó un ajuste similar al realizado en [4]. El resultado obtenido es $P_\tau = -0.21 \pm 0.11$, en acuerdo con el valor esperado,

$P_\tau^{SM} = -0.11$, comprobando así que los estimadores funcionan.

El error sistemático total (teniendo en cuenta también el error estadístico de la simulación) era de aproximadamente un 10% para el fondo y de un 5% para la señal, no variando significativamente con la energía centro de masas, o con la masa de la señal.

5.5 Cálculo del límite de exclusión

Puesto que no hay un exceso aparente, se estudia la zona de los parámetros (fracción de desintegración del Higgs cargado a $\tau\nu$ y masa del bosón) que están excluidas por esta observación, y de esta forma se fijan cotas en la masa del bosón de Higgs cargado. Una función de verosimilitud con pesos, denominada comunmente *likelihood ratio* [3], Q=L(s+b)/L(b), se utiliza para obtener un límite inferior de masa. El *likelihood ratio* maximiza la hipótesis falsa en un nivel de confianza dado. El *likelihood ratio* para un experimento con canales independientes es simplemente el producto de el *likelihood ratio* de los canales individuales. Por ello,

$$Q(s) = e^{-stot} \prod_{i=1,N_{ch}} \prod_{i=j,N_{ev}} (1 + \frac{s_i S_i(x_{ij})}{b_i B_i(x_{ij})})$$

donde x_{ij} es el valor de la variable discriminante medida para cada candidato, N_{ch} es el número de canales independientes, N_{ev} es el número de candidatos observados en cada canal, s_i y b_i son las proporciones integradas para la señal y el fondo por canal, $S_i(x_{ij})$ y $B_i(x_{ij})$ son las funciones de distribución de probabilidad, PDF, de la variable (o variables) discriminante para la señal y el fondo respectivamente y s_{tot} es la proporción de señal para todos los canales. En el canal puramente leptónico utilizamos una variable discriminante, que es el *likelihood* descrito en el segundo apartado; mientras que en el canal semileptónico hay dos variables discriminantes, la masa reconstruida y la red neuronal anti-WW.

Con ello el nivel de confianza bayesiano para exclusión es, $CL = \frac{\int_0^{stot} Q(s')ds'}{\int_0^\infty Q(s')ds'}$. Con este intervalo de confianza es con el que se calcula la exclusión al 95%. Para esto se hace una estimación del nivel de confianza alcanzado para una hipótesis dada de masa (y de una determinada fracción de desintegración del $H \to \tau\nu_\tau$). Aquellos puntos con un CL mayor del 95% están excluidos. En este cálculo se tienen en cuenta también los errores sistemáticos.

5.6 Resultados

Se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos y el fondo esperado de procesos estándar (figura 5.3 y figura 5.9), con lo que se ha podido aumentar el límite inferior de masa para el bosón de Higgs cargado. Se calculan dos límites, el observado y el esperado. El primero está sujeto a las fluctuaciones de los datos, por lo que se incluye también el límite que se obtendría si no hubiese señal. La ganancia en el límite de exclusión usando la variable discriminante propuesta en el canal puramente leptónico es de 3.5 GeV/c^2 en el caso de BR($H \to \tau\nu$)=1.

Los resultados derivados con el estudio realizado en este trabajo deben ser combinados con el canal hadrónico ($H^+H^- \to c\bar{s}s\bar{c}$), para así obtener un límite de exclusión para la masa del Higgs cargado para cada diferente valor de la fracción de desintegración del $H \to \tau\nu$ [6], y de esta forma depender menos del modelo. Estos límites han sido calculados suponiendo que no existe ningún otro canal de desintegración (por ejemplo existen modelos que predicen una fracción de desintegración substancial al canal $H \to W^{\star}A$, si la masa del A es suficientemente pequeña). Además estos resultados son combinados con los análisis realizados sobre los datos recogidos para más bajas energías descritos en [5], si bien su contribución, sobre todo a medida que se buscan masas más altas, es prácticamente inapreciable (por un lado la sección eficaz crece con la energía centro de masas y por otro la luminosidad disponible fue menor).

El límite de exclusión para la masa del Higgs cargado se muestra en la figura 5.11 para los diferentes valores de la fracción de desintegración (BR) de $H \to \tau\nu_\tau$. El límite observado para cualquier BR es de 76.8 GeV/c^2, mientras que el esperado es de 76.1 GeV/c^2 (tabla 5.5). En la figura 5.12 se muestran los límites de exclusión al nivel de confianza del 95% observados para el bosón de Higgs cargado para cada valor de la fracción de desintegración de $H \to \tau\nu$, cambiando el valor predicho de la sección eficaz de producción H^+H^-. Ciertos estudios indican que el valor de la sección eficaz de producción H^+H^- es modificada debido a correcciones radiativas aproximadamente un $\pm$10%, dependiendo de los parámetros del modelo [7]. Por eso es interesante ver los límites escalando el valor de la sección eficaz por 0.9 y 1.1. Como se puede apreciar en la figura una modificación del 10% no cambiaría enormemente los límites existentes. También se muestran los límites para 0.5, 1.5 y 2.0, por el hecho de que pudieran existir parámetros desconocidos que redujesen o aumentasen la sección eficaz de producción. Por ejemplo si tuviesemos un BR($H \to W^{\star}A$)=0.5, y en el caso peor de que estos sucesos no fuesen seleccionados por ninguna de las tres selecciones, daría una sección eficaz aparente de 0.5 veces la predicha.

$BR(H^+ \to \tau\nu_\tau)$	Límite esperado	Límite observado
1.00	89.1	88.5
0.50	78.0	78.5
0.00	77.1	77.6
Absoluto	76.1	76.8

Tabla 5.5: Límite al nivel de confianza al 95% observado y esperado para diferentes valores de la fracción de desintegración del Higgs cargado a $\tau\nu_\tau$. Unidades en GeV/c^2.

Bibliografía

[1] J.F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", Frontiers in Physics, Lecture Note Series, Addison Wesley, 1990.

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

[3] A.L. Read, in CERN Report 2000-005 p. 81 (2000).

[4] A Precise Measurement of the τ Polarisation at LEP-1, P. Abreu et al., DELPHI Colloboration, E. Phys. J. C14 (2000) 585.

[5] Search for neutral and charged Higgs Bosons in e^+e^- interactions at $\sqrt{s}$ = 161 and 172 GeV, P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, E. Phys. J. C2 (1998) 1.

[6] DELPHI Collaboration, Search for Charged Higgs Bosons in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ = 189-208 GeV, artículo enviado a los 'Rencontres' de Moriond 2001, les Arcs (Francia), Marzo de 2001;
Search for Charged Higgs Bosons in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$=189-202 GeV, DELPHI Collaboration, artículo en preparación, EP Paper 258, 26 de Marzo de 2001.

[7] Jaume Guasch, Arnd Kraft, W. Hollik, Radiative corrections to pair production of charged Higgs bosons in e^+e^- collisions Nucl. Phys. B596 (2001) 66-80.

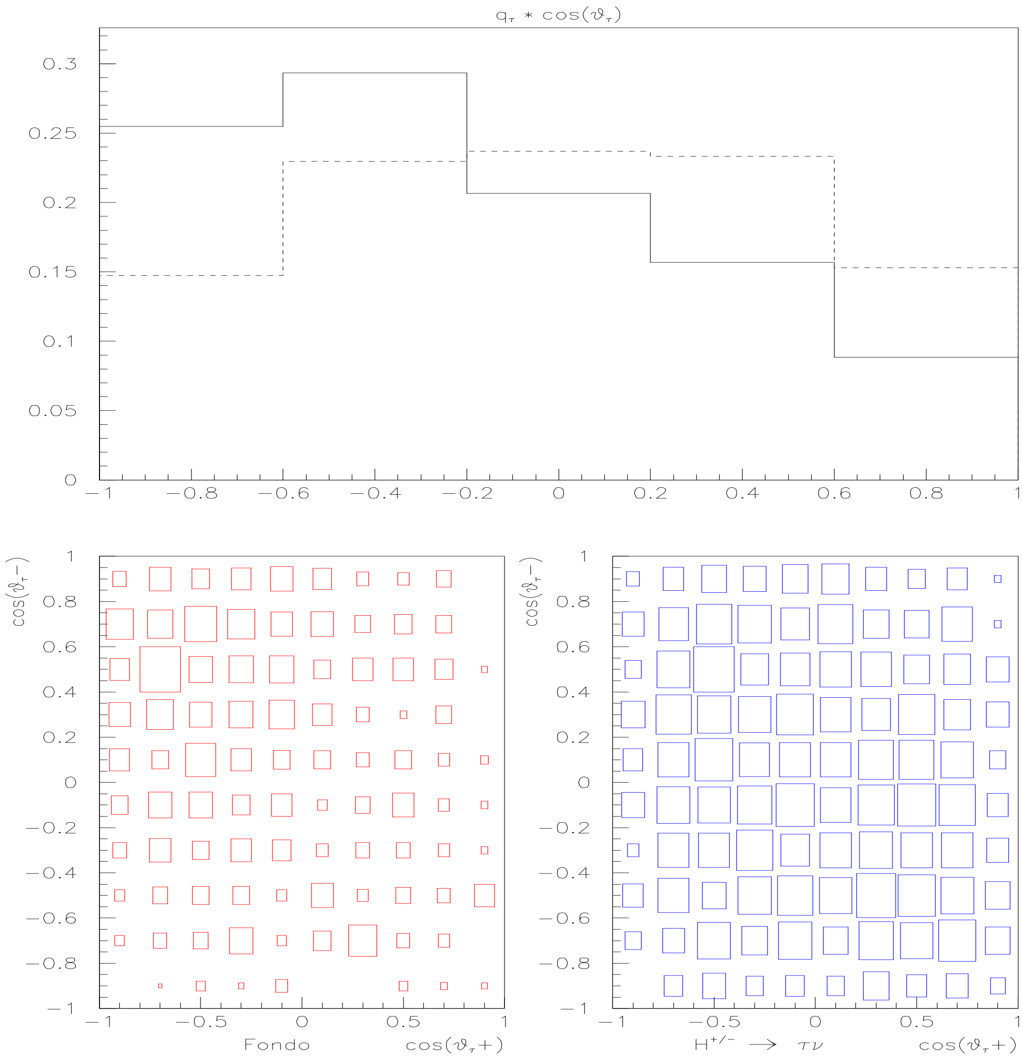


Figura 5.1: Distribución angular para $M_{H^\pm}$=80 GeV/c^2 y fondo, en la búsqueda $H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$. Arriba se muestra la distribución de la carga por el coseno del ángulo polar de cada *jet* del τ (el fondo es la línea continua y la señal la línea discontinua). Abajo se muestra la distribución bidimensional, tanto para fondo como para la señal, del coseno del ángulo polar de ambos *jets*.

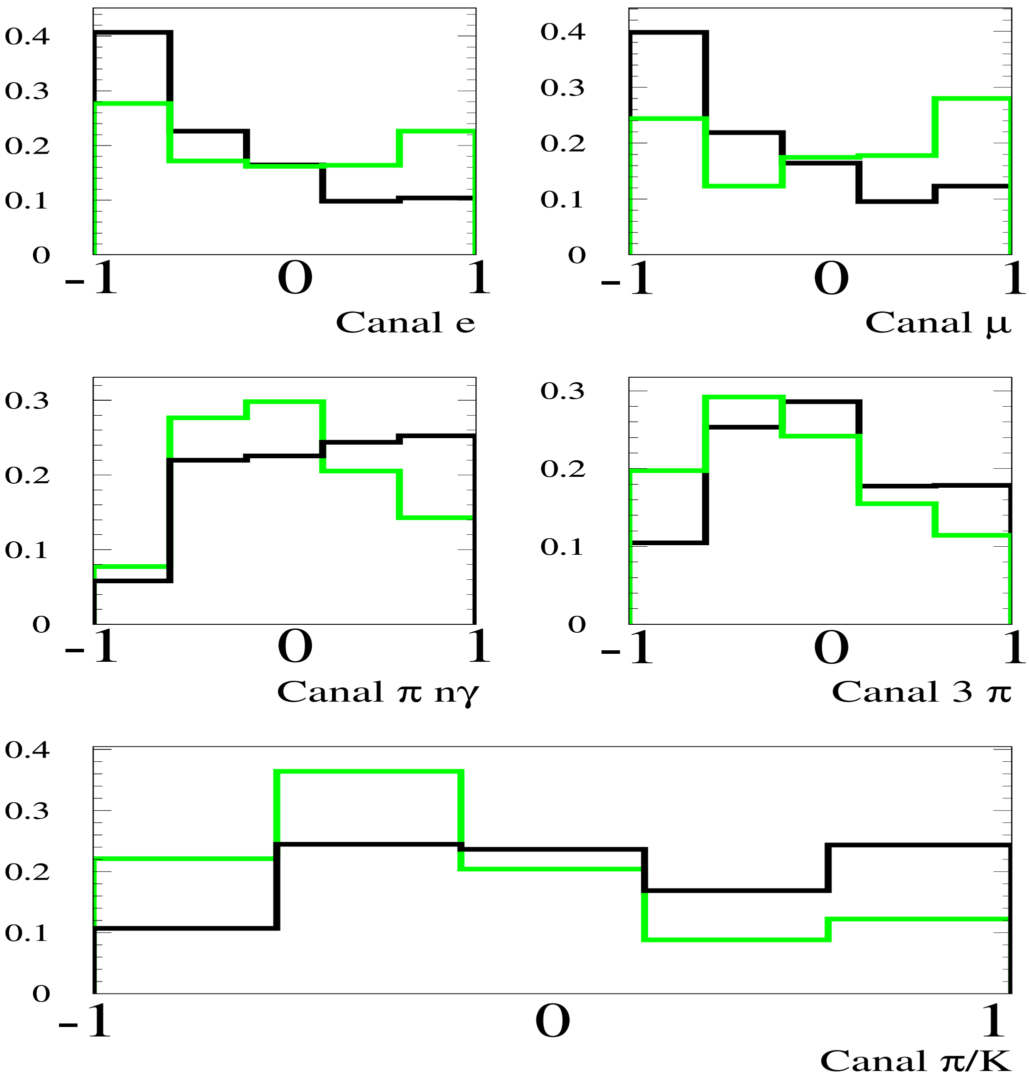


Figura 5.2: Estimador de la polarización del τ para cada canal. Comparación de la señal con $M_{H^{\pm}}$=80 GeV/c^2 (línea negra) y fondo (línea verde), para el canal puramente leptónico.

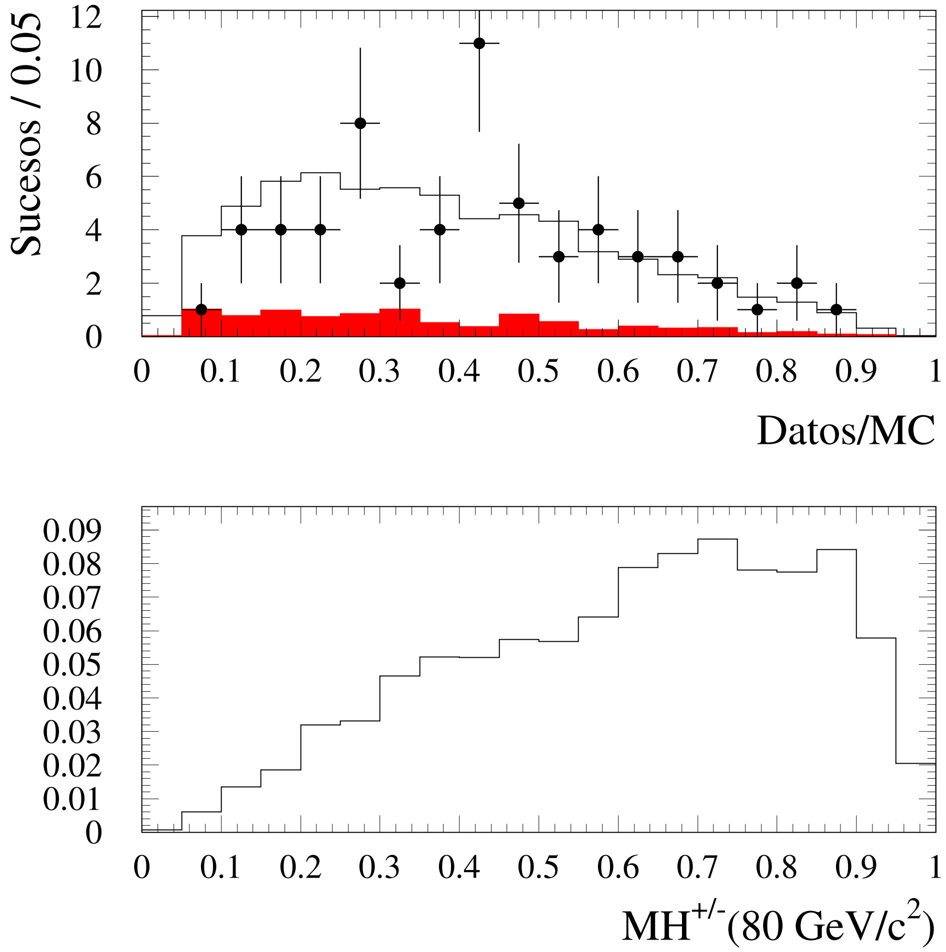


Figura 5.3: Distribución del *likelihood*, en la búsqueda $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$. Arriba se muestra la comparación entre los datos y el fondo esperado (la parte sombreada representa la contribución del fondo que no es W^+W^-), y abajo la distribución esperada para $M_{H^\pm}$=80 GeV/c^2. Los datos corresponden a los tomados por DELPHI entre los años 1998 al 2000.

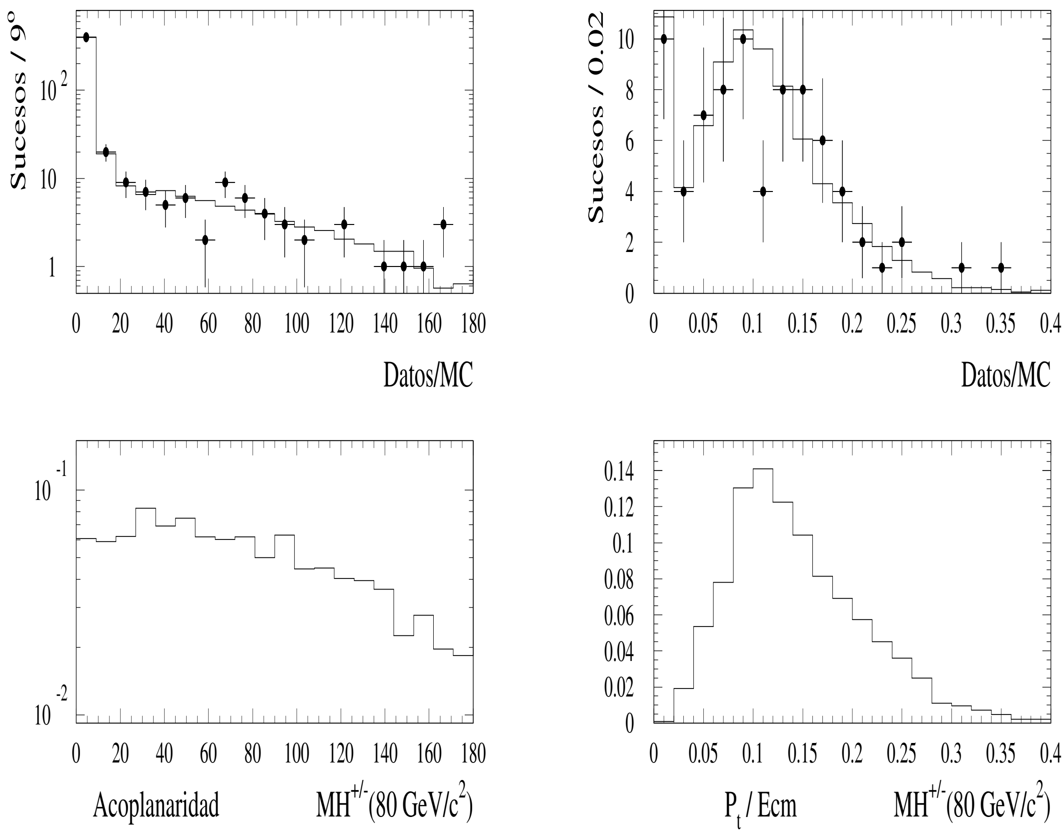


Figura 5.4: Comparación datos/MC (arriba) y distribución de la señal (abajo) para el ángulo de acoplanaridad (izquierda) y para el momento transverso escalado por E_{CM} (derecha), aplicando todos los cortes excepto este, en la búsqueda $H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$.

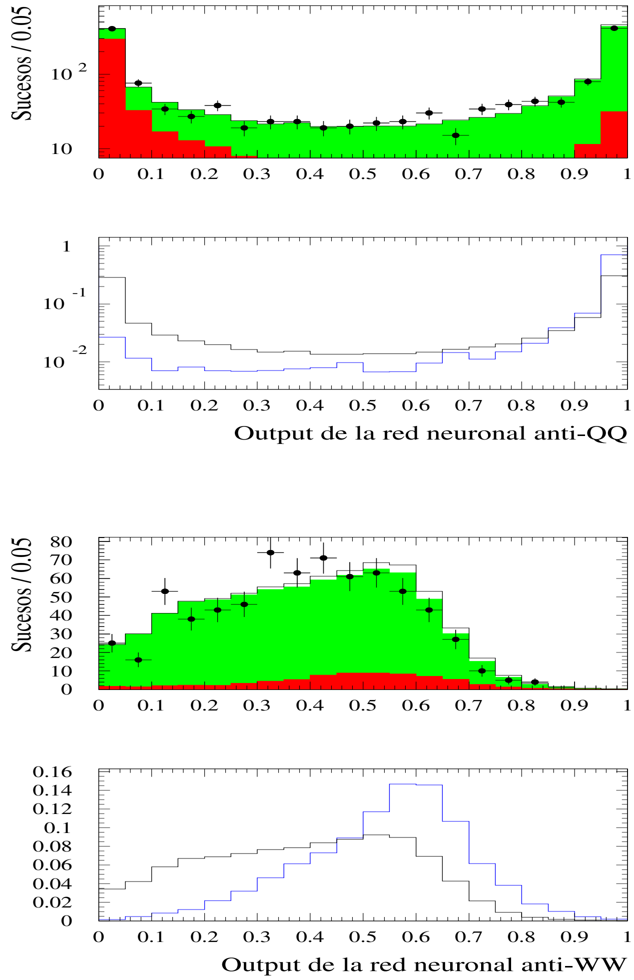


Figura 5.5: *Outputs* de las redes neuronales anti-QQ (arriba) y anti-WW (abajo) en la búsqueda $H^+H^- \rightarrow cs\tau\nu$. En rojo se muestra el fondo no $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$, y en verde la contribución total del fondo. Los datos son los puntos con las barras de error. En cada una de ellas se comparan las distribuciones normalizadas del fondo (en negro) y de la señal (en azul), con $M_{H^\pm}$=75 GeV/c^2.

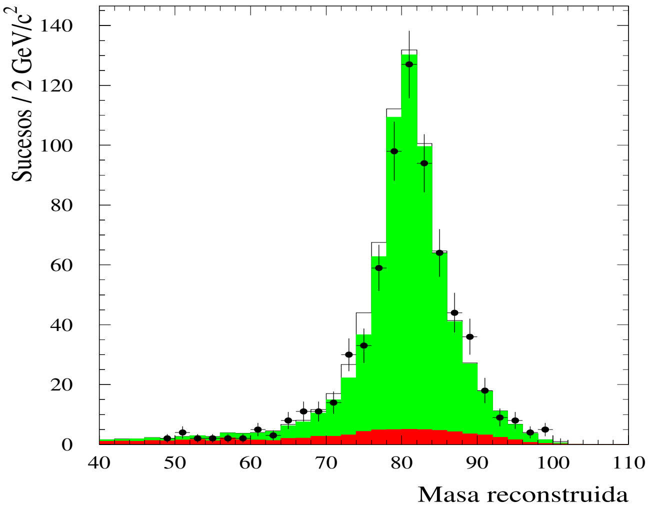


Figura 5.6: Masa reconstruida del bosón después de cortar $NN_{QQ} > 0.6$, en el canal semileptónico. El histograma en blanco muestra la contribución conjunta del fondo y la señal para $M_{H^{\pm}}$=75 GeV/c^2 (BR($H \rightarrow \tau\nu$)= 0.5).

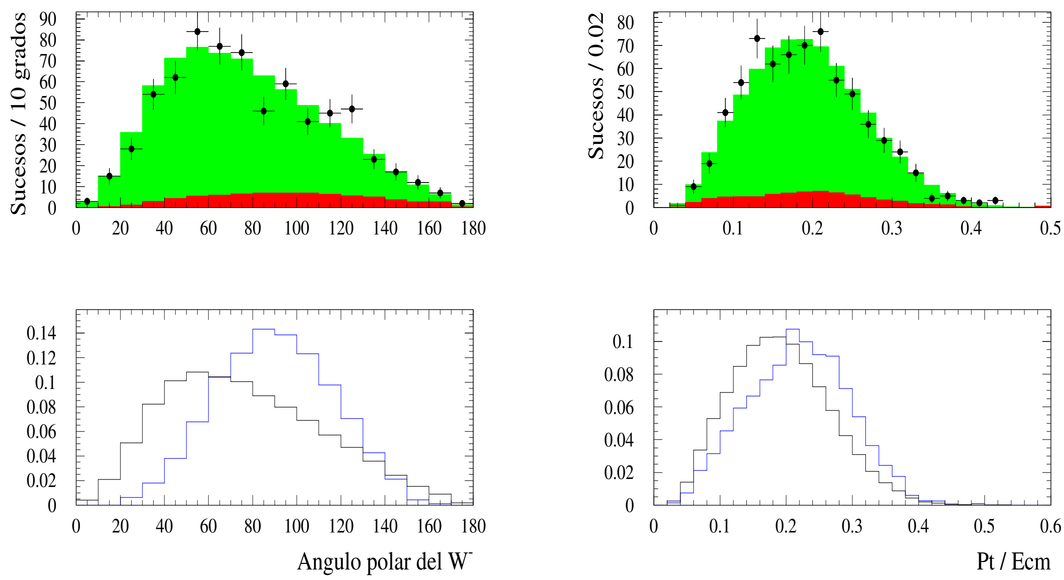


Figura 5.7: Ángulo polar del bosón W^- (izquierda) y momento transverso escalado por la energía centro de masas (derecha), después de requerir $NN_{QQ} > 0.6$, en el canal semileptónico.

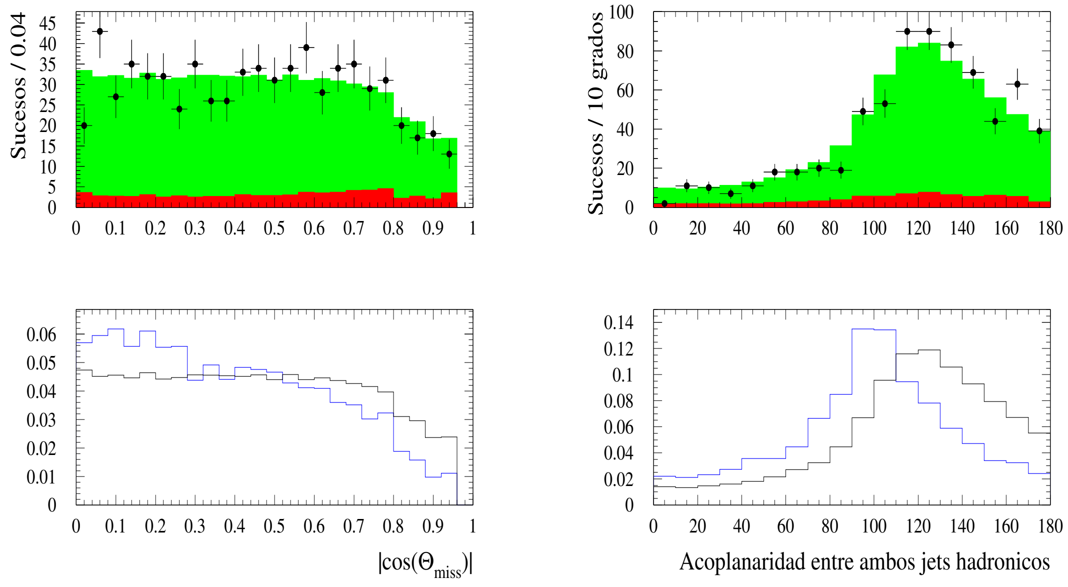


Figura 5.8: Valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz (izquierda) y el ángulo en el plano transverso entre ambos *jets* hadrónicos (derecha), después de requerir $NN_{QQ} > 0.6$, en el canal semileptónico.

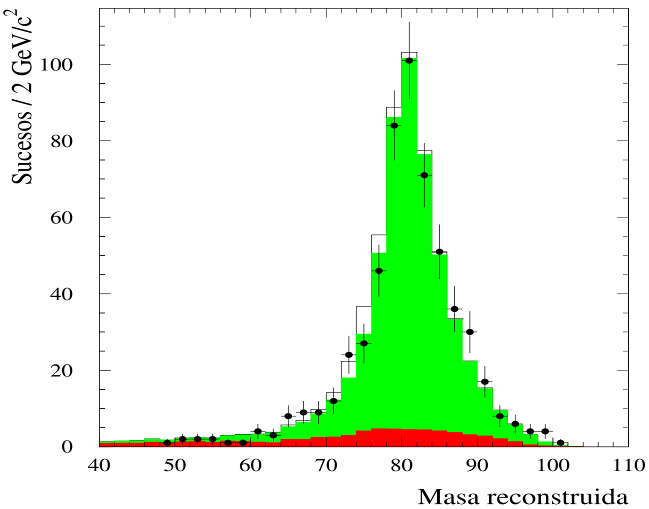


Figura 5.9: Masa reconstruida del bosón después de cortar $NN_{QQ} > 0.6$ y $NN_{WW} > 0.2$, en el canal semileptónico. El histograma en blanco muestra la contribución conjunta del fondo y la señal para $M_{H^\pm}$=75 GeV/c^2 (BR($H \rightarrow \tau\nu$)= 0.5).

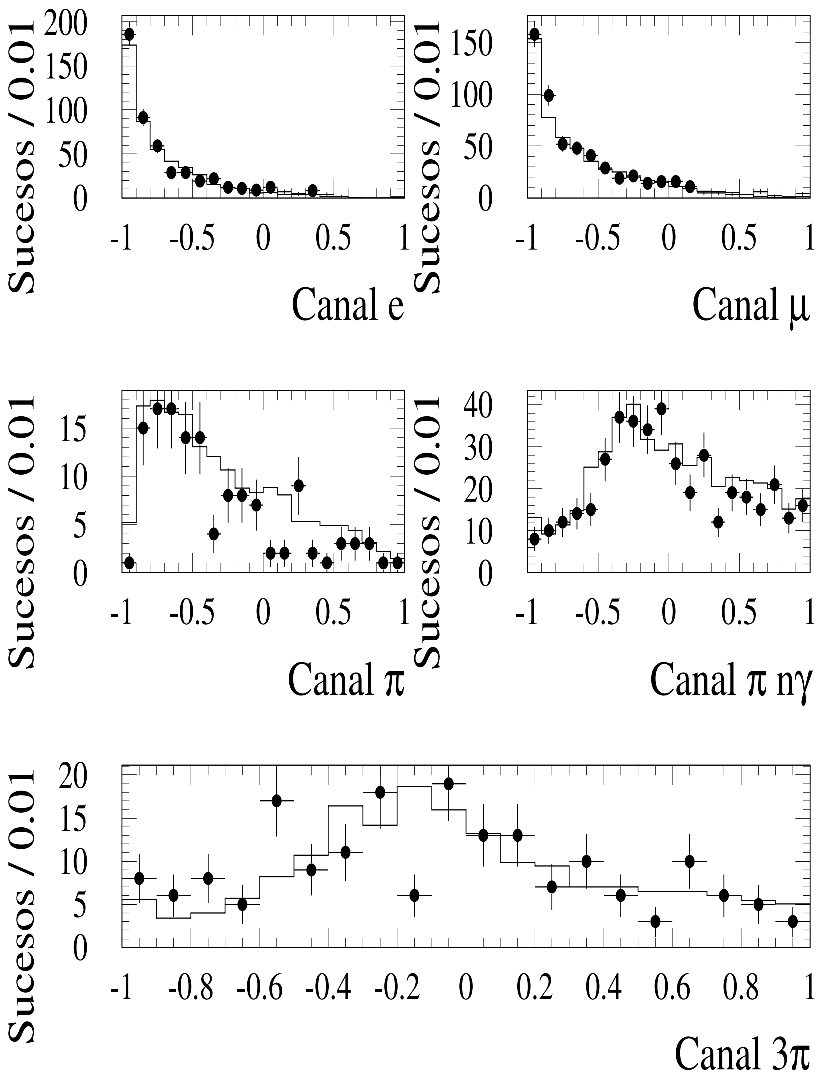


Figura 5.10: Estimador de la polarización del τ para cada canal en sucesos $Z^{\circ} \rightarrow \tau^{+}\tau^{-}$.

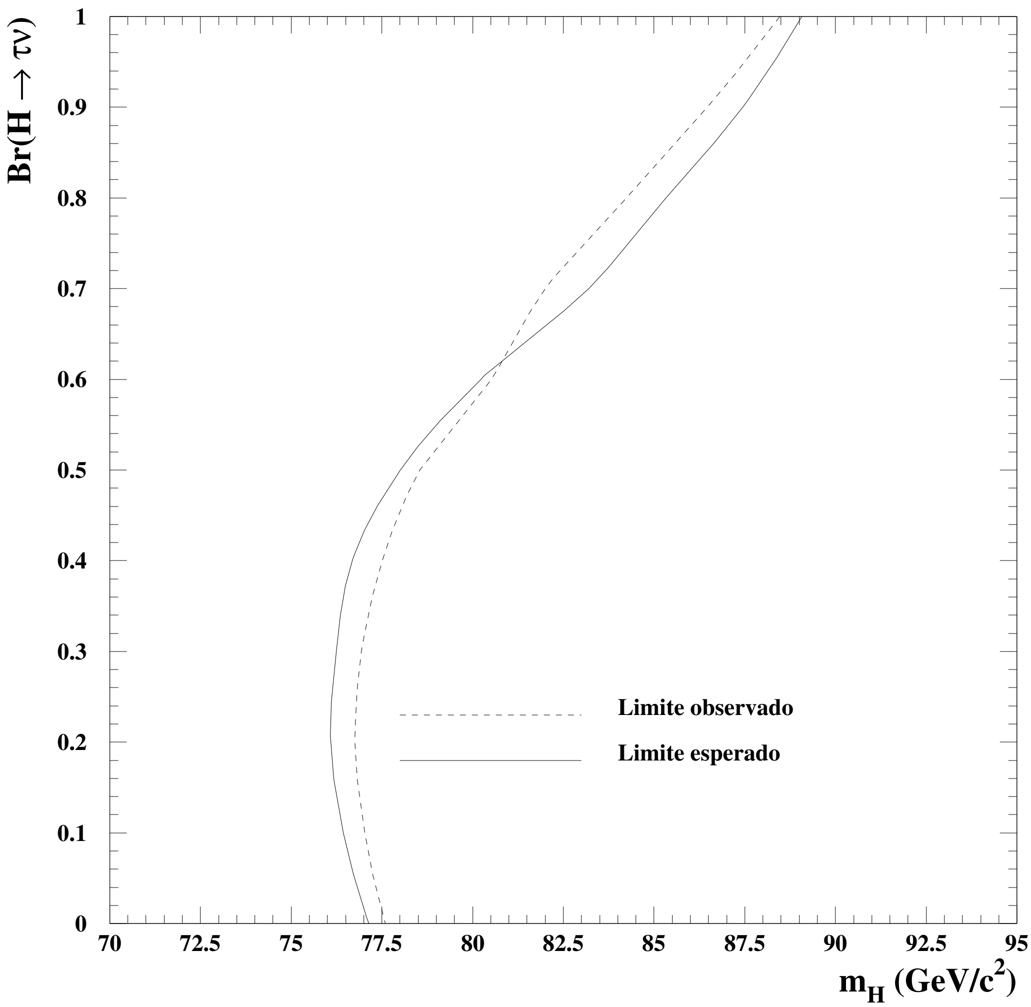


Figura 5.11: Límites de exclusión al nivel de confianza del 95% observados y esperados para el bosón de Higgs cargado para cada valor de la fracción de desintegración de $H \to \tau\nu$. La zona a la izquierda de cada línea es excluida al nivel de confianza del 95%.

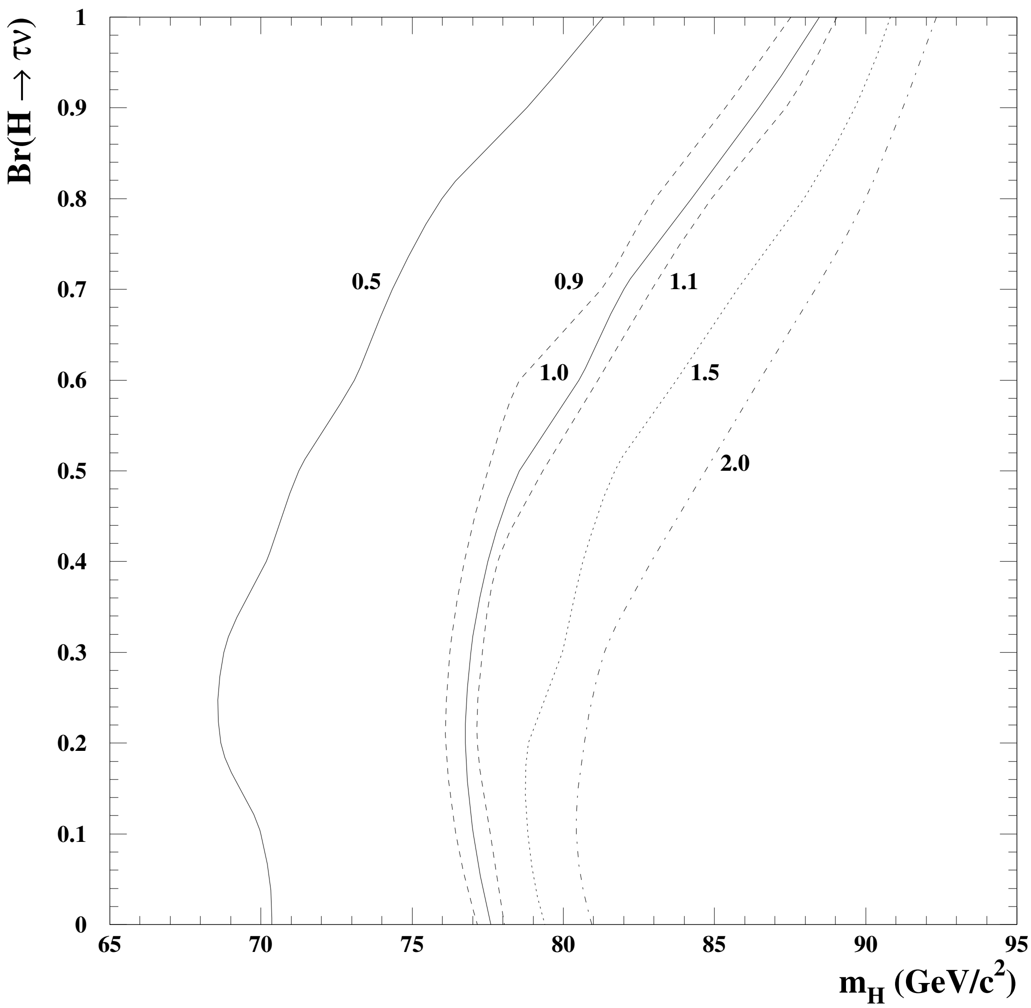


Figura 5.12: Límites de exclusión al nivel de confianza del 95% observados para el bosón de Higgs cargado para cada valor de la fracción de desintegración de $H \to \tau\nu$, reescalando el valor predicho de la sección eficaz de producción H^+H^-. De izquierda a derecha se muestran los resultados para unos valores de 2.0, 1.5, 1.1, 1.0, 0.9 y 0.5 veces respectivamente la sección eficaz predicha.

Capítulo 6

Búsqueda de $e^+e^- \rightarrow Z(l^+l^-)H(invisible)$.

6.1 Introducción

En este capítulo se explica la búsqueda de sucesos compatibles con la producción de un par HZ, cuando el bosón de Higgs neutro, H, se desintegra a estados finales *invisibles*, y el bosón Z da lugar a un par de leptones. El canal buscado, Hl^+l^-, representa un 10% del estado final HZ. La señal experimental de estos estados es un par de leptones acoplanares y acolineales, con una masa invariante compatible a la esperada de $Z \rightarrow l^+l^-$, en el caso de muones y electrones. Los fondos relevantes son pares WW, di-leptones de $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z}(\gamma)$, scattering de Bhabha, colisiones a dos fotones, Ze^+e^-, ZZ y procesos $We\nu$.

6.2 Preselección leptónica

Se aplicó un conjunto inicial de cortes para seleccionar una muestra enriquecida en sucesos leptónicos. Todas las partículas en un suceso fueron agrupadas en *jets* usando el algoritmo de LUCLUS [1], y sólo fueron admitidos sucesos con dos *jets* reconstruidos con al menos una partícula cargada en cada uno de ellos. La multiplicidad cargada total debía estar comprendida entre 2 y 5, y al menos uno de los *jets* debía contener sólo una partícula cargada. Para reducir el fondo de colisiones a dos fotones y de di-leptones radiativos, la acoplanaridad y la acolinealidad del suceso debía ser mayor que 3 grados. Además el momento transverso respecto a la dirección del haz debía exceder de $0.02\sqrt{s}$. La contribución de pares de WW se redujo imponiendo que la acolinealidad fuese menor que 60 grados (figura 6.1). Finalmente la energía del fotón más energético tenía que ser menor que $0.15\sqrt{s}$, y el ángulo entre ese fotón y el sistema cargado proyectado perpendicularmente a la dirección del haz tenía que ser menor que 170 grados.

6.3 Identificación del canal

Para esta muestra los *jets* fueron identificados como μ, e o τ, siguiendo los criterios explicados en la sección 3.6. Se requería que los dos leptones tuviesen el mismo sabor.

6.4 Criterios dependientes del canal

Después de la preselección ambos *jets* debían ser identificados como muones, electrones o taus. Para aquellos sucesos que lo verificaran se aplicaron diferentes cortes en cada canal para reducir el fondo aún presente en cada uno de ellos, muy diferente en cada caso.

En el canal $\mu\mu$ la dirección del momento perdido tenía que desviarse respecto al eje del haz por más de 18°, rechazando con esto sucesos $\mu^+\mu^-(\gamma)$ y $e^+e^-\mu^+\mu^-$. El momento del muón más energético tenía que estar comprendido entre $0.2\sqrt{s}$ y $0.4\sqrt{s}$, y la energía visible menos que $0.55\sqrt{s}$. Finalmente, se requería que la masa de los dimuones estuviese entre 75 GeV/c^2 and 97.5 GeV/c^2, para ser consistente con la masa del bosón Z. Este corte en 75 GeV/c^2 suele ser muy suave, sin embargo no se puede endurecer si queremos mantener un buen nivel de eficiencia cerca del límite cinemático.

En el canal ee el fondo más importante proviene de scattering de Bhabha y sucesos Ze^+e^-. Para suprimir estos fondos la dirección del momento perdido tenía que desviarse respecto al eje del haz por más de 18°. Además, la energía total asociada debía ser menor que $0.55\sqrt{s}$, la energía de ambos leptones menor que $0.35\sqrt{s}$ la energía electromagnética asociada a partículas neutras menor de $0.1\sqrt{s}$. Finalmente, la masa invariante del sistema formado por ambos leptones debía estar comprendida entre 75 GeV/c^2 y 100 GeV/c^2, para ser consistente con la masa del bosón Z.

En el canal $\tau\tau$ la acoplanaridad tenía que ser mayor que 13°, y la acolinealidad mayor que 10°, para reducir el fondo proveniente de $\tau^+\tau^-(\gamma)$ y $e^+e^-l^+l^-$. La masa invariante de ambos *jets* debía ser menor que 3 GeV/c^2. Además la energía transversa tenía que ser menor que $0.1\sqrt{s}$ y la energía detectada lejos de eje del haz ($|\cos\theta| < 0.9$) mayor que $0.06\sqrt{s}$. Finalmente se requería que la energía de ambos *jets* fuese menor que $0.26\sqrt{s}$.

Las eficiencias obtenidas (tabla 6.1) son del orden del 60% para el canal de los muones, del 40% para el canal de los electrones, y del 25% para el canal de los taus. Estas eficiencias no varían significativamente ni con la energía centro de masas ni en un rango amplio de masas del bosón de Higgs, M_H. Si M_H es próxima al límite cinemático la eficiencia cae ligeramente. Del mismo modo a medida que la masa del bosón va haciéndose menor ($M_H \leq 90$ GeV/c^2) la eficiencia va cayendo gradualmente.

M_H	$\mu^+\mu^-$	e$^+$e$^-$	$\tau^+\tau^-$
90	53.4±1.6	34.9±1.5	27.2±1.5
95	57.7±1.6	39.2±1.5	27.5±1.5
100	61.3±1.5	46.1±1.6	27.5±1.5
105	62.4±1.5	45.5±1.6	27.8±1.5
110	62.6±1.5	45.8±1.6	25.2±1.5
115	55.0±1.6	38.9±1.5	15.5±1.4

Tabla 6.1: Eficiencias obtenidas en los canales Hl^+l^- para diferentes masas del bosón de Higgs neutro y $\sqrt{s}$=206 GeV.

6.5 Incertidumbres sistemáticas

Diferentes comprobaciones sistemáticas se han realizado en la muestra leptónica. Todas las variables fueron chequeadas al nivel de preselección y después de todos los cortes, excepto el de la variable en cuestión. El acuerdo encontrado estaba dentro de los errores estadísticos. Algunas variables a nivel de preselección se muestran de la figura 6.2 a la figura 6.4.

El efecto de los diferentes generadores a cuatro fermiones también fue estudiado, comparando diferentes muestras de PYTHIA y EXCALIBUR, encontrando un buen acuerdo.

La identificación de partícula y la reconstrucción de trazas fueron chequeada del mismo modo que se comentó en los capítulos anteriores, utilizando diferentes muestras leptónicas. El error sistemático, combinado con el estadístico del Montecarlo se muestra en la tabla 6.2. Este valor suele ser en términos relativos entorno al 5% para la señal, y entorno al 10% para el fondo.

6.6 Reconstrucción de la masa del bosón

La masa de una partícula desintegrándose invisiblemente fue computada a partir de las medidas de energías y ángulos, suponiendo conservación de energía y momento. Para mejorar la resolución se aplicó un ajuste χ^2, con el requerimiento de que la masa visible debía ser compatible con la de un Z. En el caso del canal $\tau\tau$ la información llevada por los productos de desintegración del τ no reproduce correctamente la energía del τ (debido a los neutrinos indetectados presentes en la desintegración), y las 5 ligaduras no son suficientes para reconstruir las 6 incógnitas (P_τ^1, P_τ^2, $\overrightarrow{P_H}$ y E_H). Para salvar este problema calculamos la masa bajo la suposición de que ambos leptones τ tienen la misma energía, lo cual es exactamente cierto sólo en el límite cinemático. Sin embargo es suficiente para tener un estimador de la masa, que aunque sesgado hacia masas altas, tiene bastante sensibilidad a la masa real. En la figura 6.5 se muestra la masa reconstruida para dos masas distintas del bosón de Higgs, $M_{Higgs} = 90$ y 110 GeV/c^2. Además en dicha figura, para los muones y los electrones, se muestra la clara mejora entre la masa invisible directa [1] y la masa reconstruida mediante el ajuste.

La masa reconstruida para los candidatos, después de todos los cortes, así como para el fondo esperado para los diferentes canales se muestra en la figura 6.6.

6.7 Resultados

Los resultados de este análisis se resumen en la tabla 6.2, en forma de una comparación entre el número de sucesos observados y los sucesos predichos por la simulación del fondo estándar. El acuerdo entre los datos y el fondo es bueno para todos los canales, y no hay indicación de un bosón de Higgs invisible. Estos resultados han sido utilizados dentro de la colaboración DELPHI, junto con el canal hadrónico y los canales de búsquedas para las desintegraciones visibles para poner límites al bosón de Higgs [2].

[1] La masa invisible directa se define como: $M_{miss} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_{total})^2 - {P_{total}}^2}$

$\sqrt{s}$ GeV	Canal	Lumin. pb^{-1}	Datos	Fondo Esperado	ε_{100} %
188.7	$\mu^+\mu^-$	153.81	4	3.68±0.3	62.2±1.5
191.6	$\mu^+\mu^-$	24.53	3	0.70±0.1	62.2±1.5
195.6	$\mu^+\mu^-$	72.44	1	2.03±0.2	62.2±1.5
199.5	$\mu^+\mu^-$	81.77	1	2.16±0.2	62.2±1.5
201.6	$\mu^+\mu^-$	39.44	1	1.09±0.2	61.4±1.5
205.0	$\mu^+\mu^-$	69.09	0	2.20±0.2	61.4±1.5
206.0	$\mu^+\mu^-$	79.83	2	1.98±0.2	61.3±1.5
206.7 (S6)	$\mu^+\mu^-$	50.04	0	1.36±0.2	58.4±1.6
188.7	e^+e^-	153.81	4	4.67±0.5	47.8±1.6
191.6	e^+e^-	24.53	0	0.93±0.2	47.8±1.6
195.6	e^+e^-	72.44	4	2.38±0.3	47.8±1.6
199.5	e^+e^-	81.77	3	2.88±0.4	47.8±1.6
201.6	e^+e^-	39.44	0	1.19±0.2	46.3±1.5
205.0	e^+e^-	66.09	2	2.15±0.2	44.9±1.6
206.0	e^+e^-	79.83	1	2.54±0.3	46.1±1.6
206.7 (S6)	e^+e^-	50.04	1	1.50±0.3	41.7±1.6
188.7	$\tau^+\tau^-$	153.81	7	7.13±0.7	18.9±1.4
191.6	$\tau^+\tau^-$	24.53	1	1.15±0.3	24.3±1.4
195.6	$\tau^+\tau^-$	72.44	5	3.40±0.4	24.3±1.4
199.5	$\tau^+\tau^-$	81.77	4	4.31±0.5	24.3±1.4
201.6	$\tau^+\tau^-$	39.44	1	2.25±0.3	26.2±1.4
205.0	$\tau^+\tau^-$	69.09	3	3.64±0.4	28.9±1.5
206.0	$\tau^+\tau^-$	79.83	2	4.09±0.5	27.5±1.5
206.7 (S6)	$\tau^+\tau^-$	50.04	0	2.86±0.4	26.9±1.5

Tabla 6.2: Luminosidad integrada, número de suscesos observados, fondo esperado y eficiencia de la señal (m_h=100 GeV/c^2) para diferentes energías, incluyendo los errores sistemáticos para el fondo y la señal. La última línea en cada sección se refiere al período en el que un sector de la TPC dejó de ser operativo, lo cual ha sido tenido en cuenta en la simulación de los procesos.

6.8 Límites

6.8.1 Límites dependientes del modelo

Los límites en la sección eficaz y en la masa fueron calculados utilizando el método de *likelihood ratio* [3]. Todos los canales de búsqueda y las energías centro de masas son tratados como experimentos diferentes para obtener una función del likelihood. La figura 6.7 muestra el límite observado y esperado sobre la sección eficaz para el proceso $e^+e^- \to$ Z($f\overline{f}$)H(invisible) como una función de la masa del Higgs. De la comparación con la sección eficaz del modelo Estándar el límite de masa observado (esperado) es de 113.0 (110.7) GeV/c^2.

En general, la fracción de desintegración a partículas invisibles $BR_{\rm inv}$ es un parámetro libre. Los restantes modos de desintegración son entonces visibles y se supone que siguen las probabilidades dadas por el modelo Estándar. En este caso las búsquedas para las desintegraciones visibles e invisibles son combinadas para determinar la región excluida en el plano BR frente a m_H, suponiendo las secciones eficaces dadas por el modelo Estándar. Utilizando los límites de DELPHI sobre la sección eficaz para las desintegraciones visibles [4] se obtiene un límite de 112.7 GeVc^2 independientemente de la fracción de desintegración a partículas invisibles, como se muestra en la figura 6.8. Para el cálculo de los límites se ha tenido en cuenta el solapamiento de los canales $HZ(H \to b\bar{b}, Z \to \nu\nu)$ y $HZ(H \to invisible, Z \to q\bar{q})$.

6.8.2 Límites para un modelo Majorana

Los límites calculados arriba pueden ser interpretados en un modelo Majorana con un doblete ϕ y un singlete η. Mezclando las partes reales de ϕ y η conduce a 2 bosones de Higgs masivos:

$$H = \phi_R \cos\theta - \eta_R \sin\theta$$

$$S = \phi_R \sin\theta + \eta_R \cos\theta$$

donde θ es el ángulo de mezcla. La parte imaginaria del singlete es identificada como el Majorana. El Majorana podía tener un gran acoplamiento a los bosones de Higgs. En este modelo los parámetros libres son las masas de H y S, el ángulo de mezcla θ y la razón de los valores esperados en el vacío de los campos ϕ y η ($tan\beta \equiv \frac{v_\phi}{v_\eta}$). Las razones de producción de H y S se reducen respecto a las esperadas en el bosón de Higgs del Modelo Estándar, por un factor $cos^2\theta$ y $sin^2\theta$, respectivamente. Las anchuras de desintegración de H y S a los pares fermión-anti-fermión accesibles cinemáticamente se reducen por el mismo factor, y sus anchuras de desintegración a un par de Majorana son proporcionales a los factores complementarios ($cos^2\theta$ para S y $sin^2\theta$ para H). Concentrándonos sobre el caso donde el modo de desintegración a un Higgs invisible es dominante ($tan\beta$ grande), la región excluida en el plano del ángulo de mezcla frente a la masa del Higgs se muestra en la figura 6.9.

Bibliografía

[1] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 / JETSET 7.4*, CERN-TH.7112/93 (1993).

[2] G. Gómez-Ceballos, F. Matorras, A. Sopczak, M. Stanitzki (DELPHI Collaboration), Searches for invisibly decaying Higgs Bosons, artículo enviado a los *Rencontres* de Moriond 2001, Les Arcs (Francia), Marzo de 2001.

[3] A.L. Read, in CERN Report 2000-005 p. 81 (2000).

[4] Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000, P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Phys.Lett.B499(2001)23.

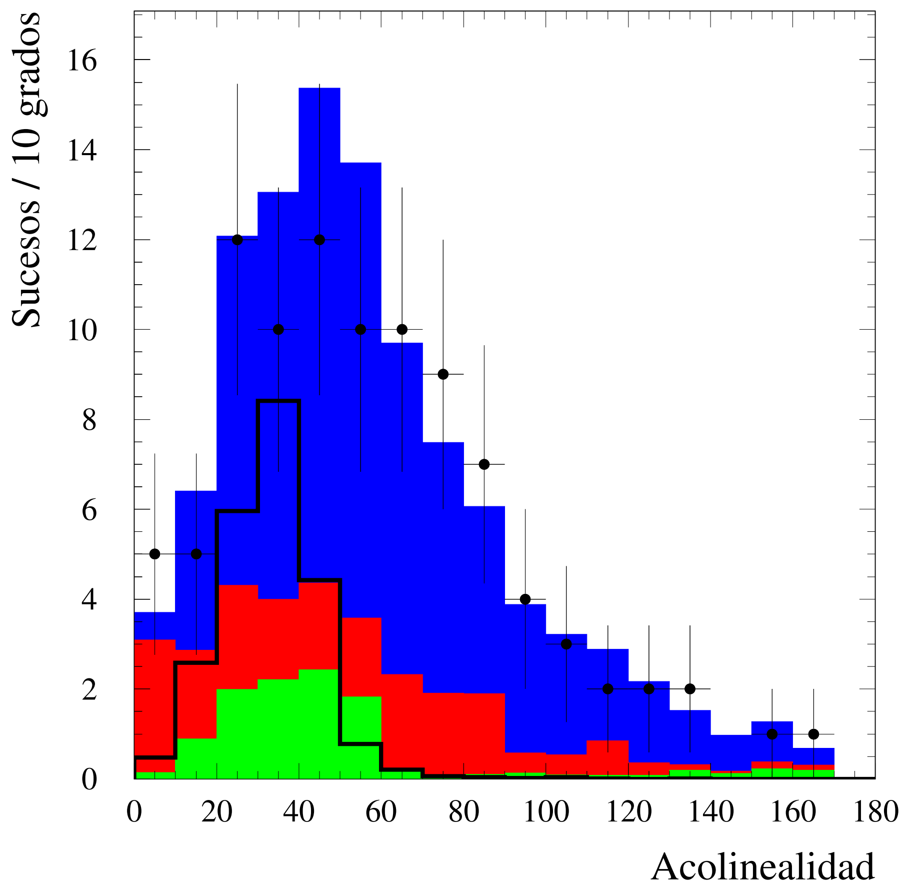
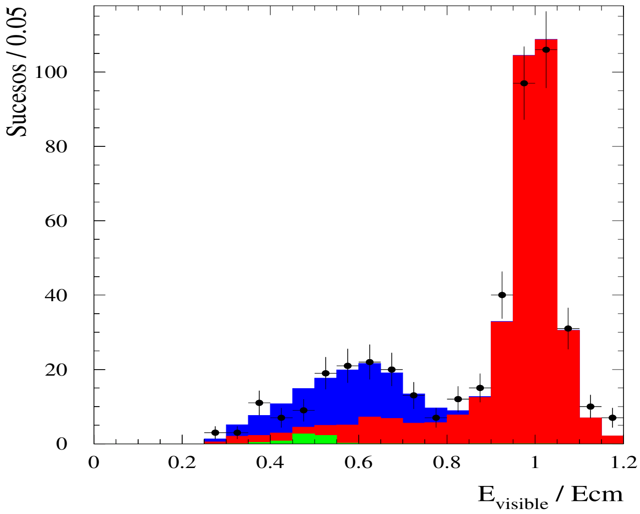


Figura 6.1: Distribución de acolinealidad en el canal Hl^+l^- para 189 a 209 GeV, aplicando todos los cortes, excepto este. En verde se muestra el fondo ZZ, en azul el fondo WW y en rojo el resto de contribuciones. Los datos son los puntos con las barras de error. La línea negra muestra la distribución esperada para la señal (M_{Higgs}=100 GeV/c^2) en unidades arbitrarias.



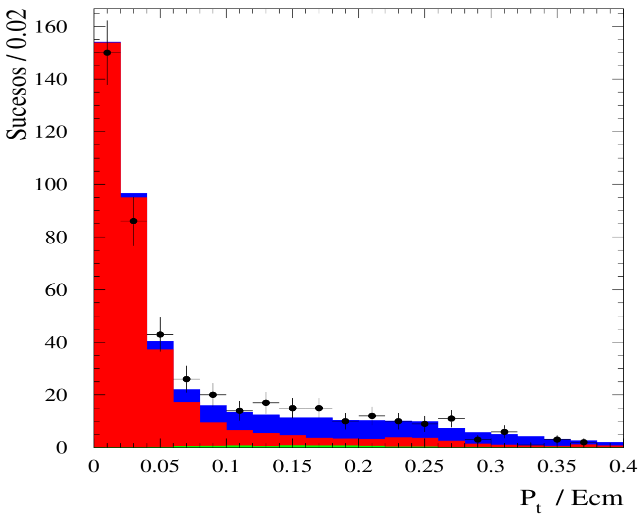


Figura 6.2: Distribución de energía visible escalada por la energía centro de masas (arriba) y del momento transverso escalado por la energía centro de masas (abajo) en el canal $\mu^+\mu^-$ a nivel de preselección.

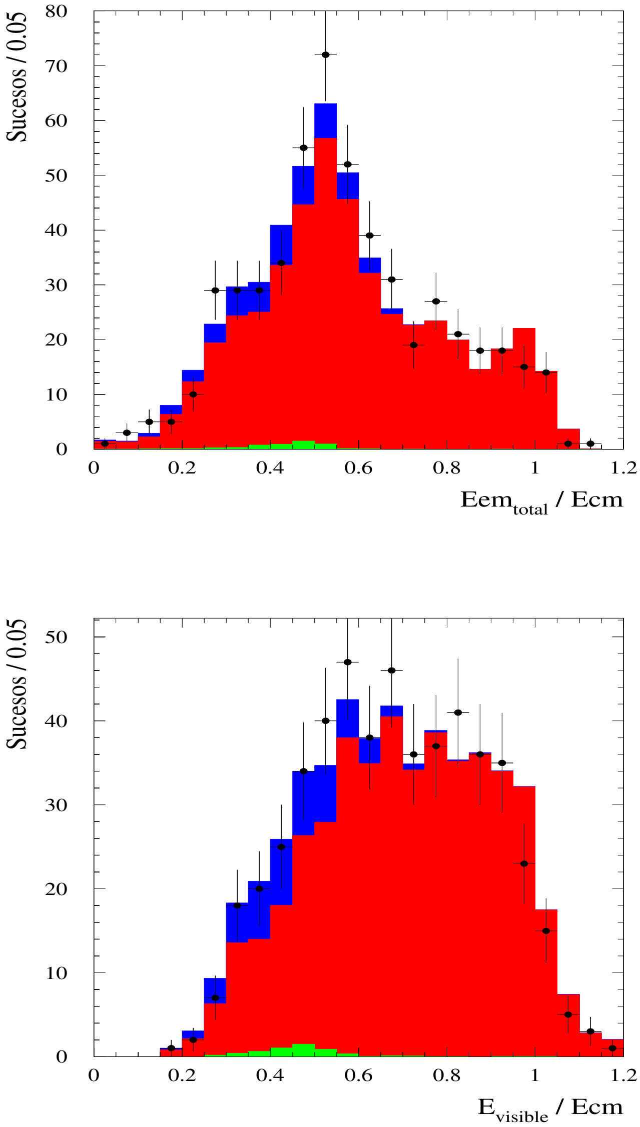
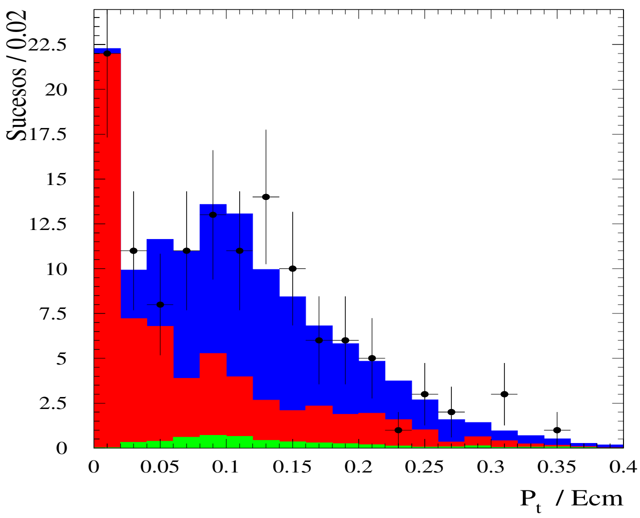


Figura 6.3: Distribución de energía electromagnética total escalado por la energía centro de masas (arriba) y de la energía visible escalada por la energía centro de masas (abajo) en el canal e^+e^- a nivel de preselección.



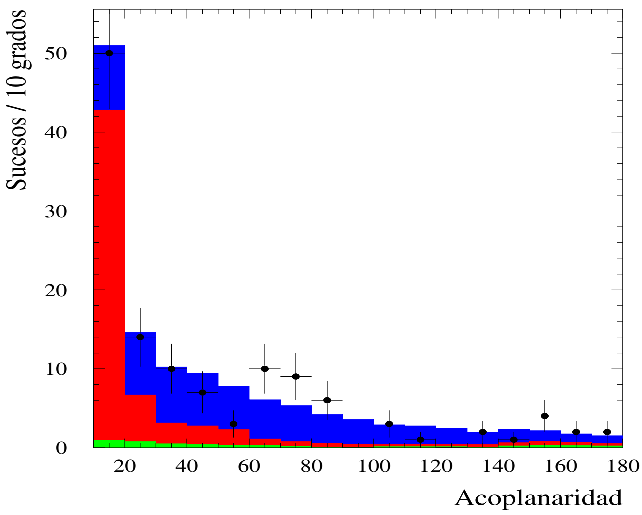


Figura 6.4: Distribución de momento transverso escalado por la energía centro de masas (arriba) y de la acoplanaridad (abajo) en el canal $\tau^+\tau^-$ a nivel de preselección.

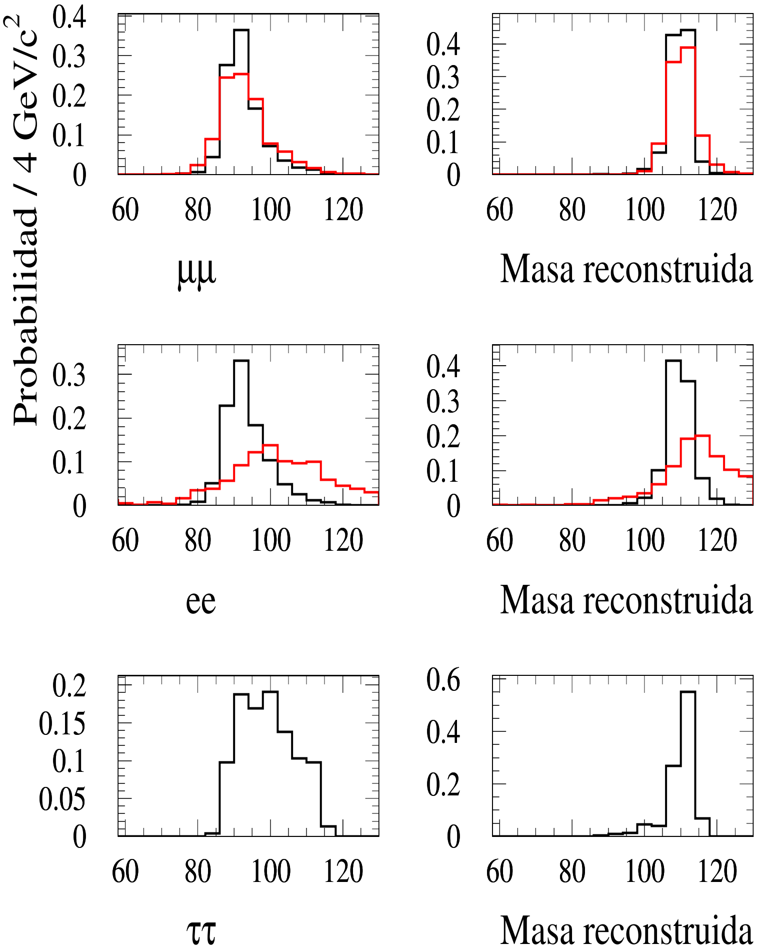


Figura 6.5: Estimador de la masa (línea negra) para dos masas distintas del bosón de Higgs invisible, $M_{Higgs} = 90$ (izquierda) y 110 (derecha) GeV/c^2. La línea roja para los muones y los electrones representa la masa invisible directa.

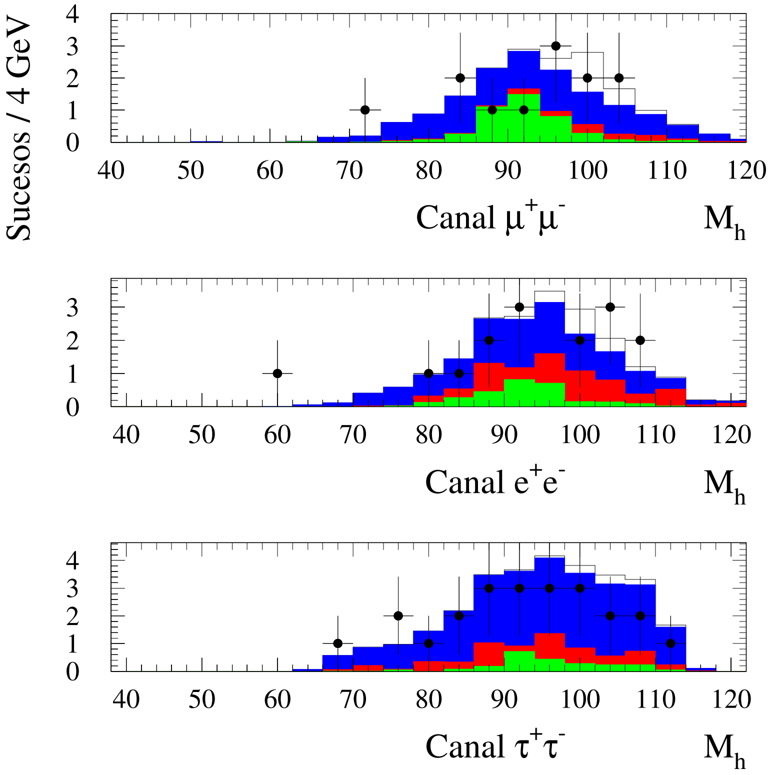


Figura 6.6: Masa reconstruida para todos los candidatos en el canal $Hl^{+}l^{-}$ para 189 a 209 GeV. El histograma en blanco representa la contribución esperada del fondo más la señal (M_{Higgs}=100 GeV/c^2).

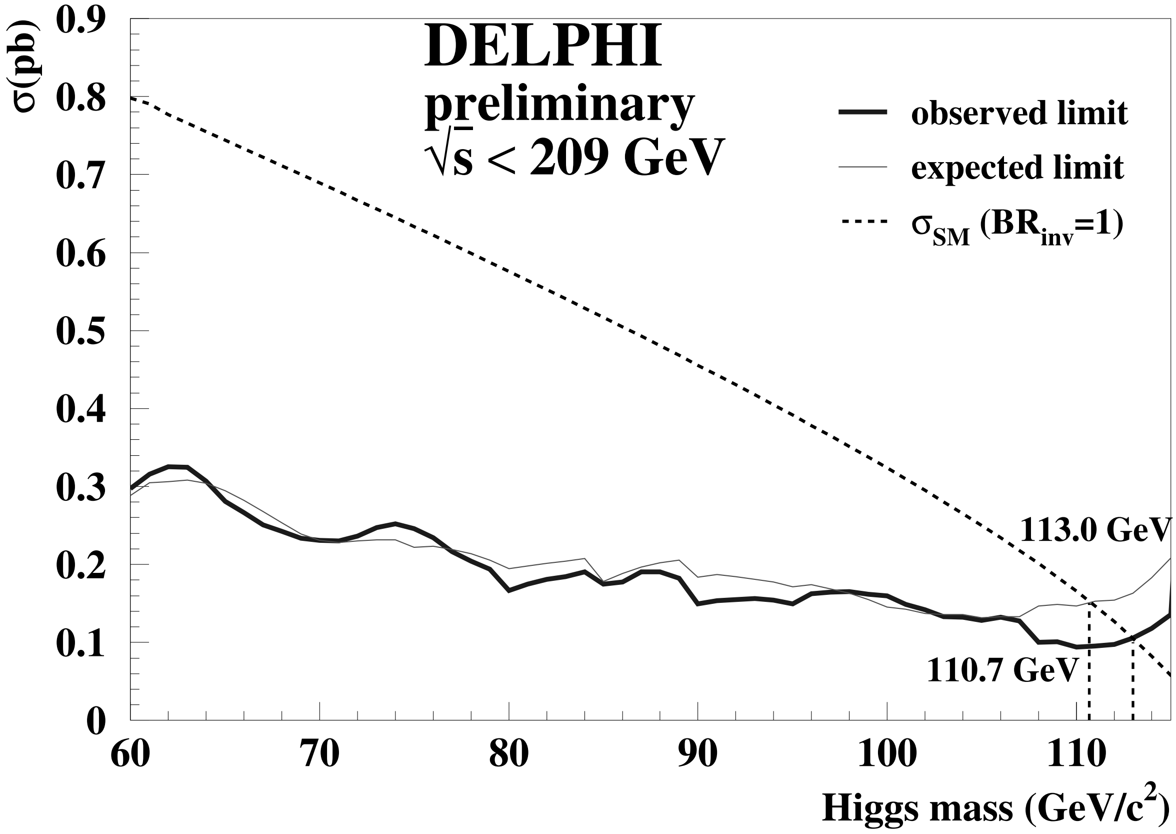


Figura 6.7: Límite superior al 95% del nivel de confianza de la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow$ Z($f\overline{f}$)H(invisible) como una función de la masa del bosón de Higgs. La línea continua muestra la sección eficaz predicha por el Modelo Estándar para una producción del Higgs con un BR_{inv} de 100% [2].

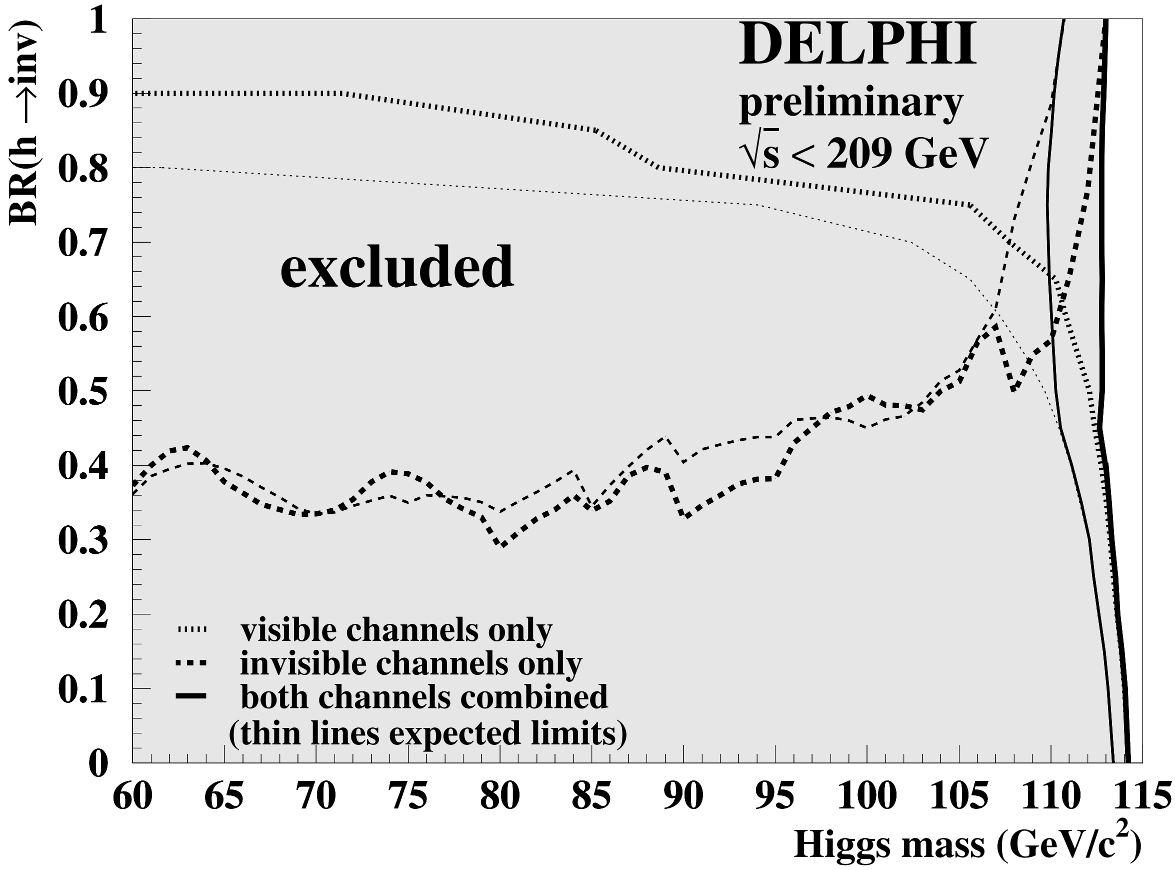


Figura 6.8: Límite en la masa del Higgs como una función de la fracción de desintegración a partículas invisibles BR_{inv}, suponiendo que la fracción de desintegración $1 - BR_{inv}$ va a los modos de desintegración visibles estándar [2].

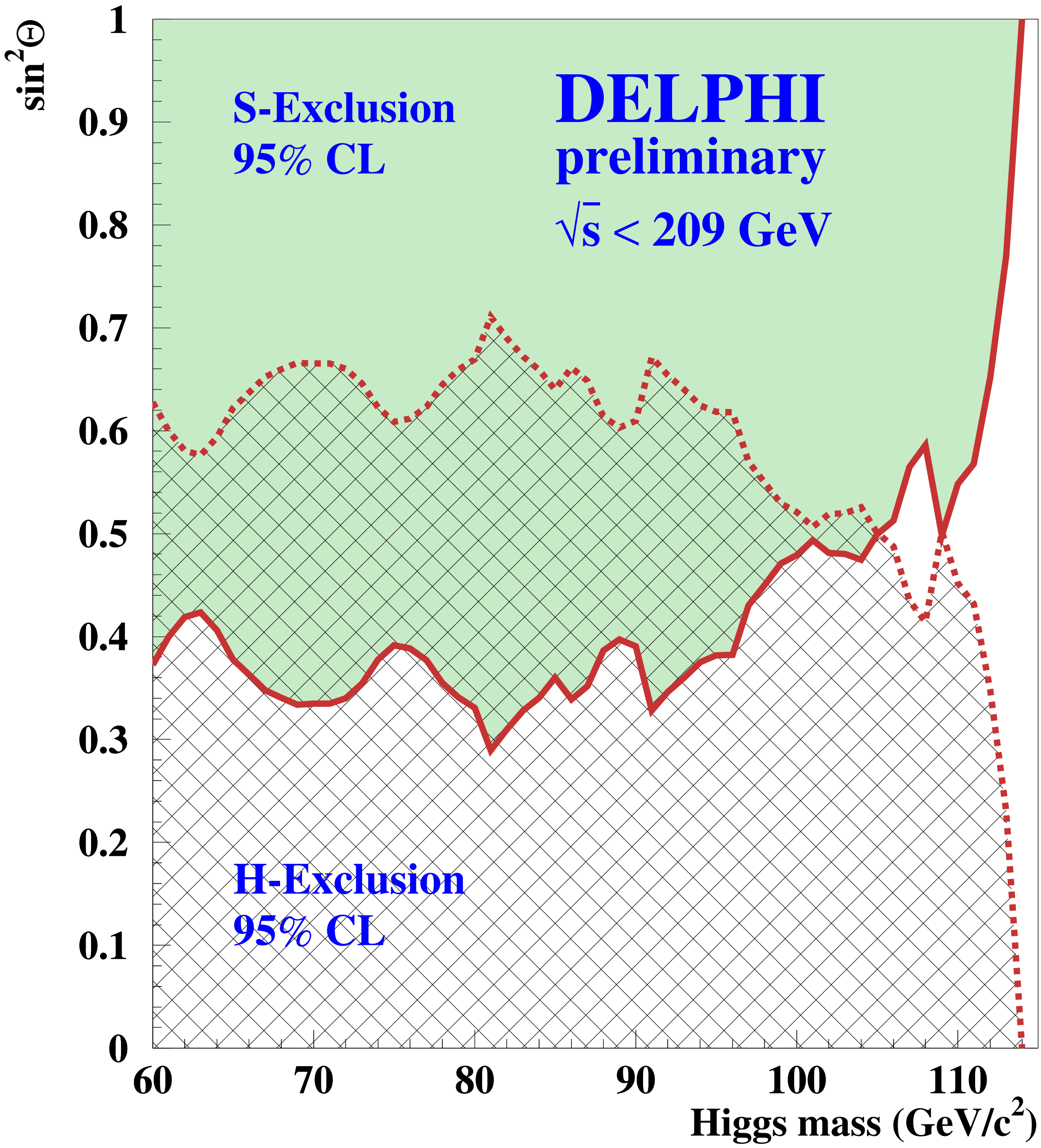


Figura 6.9: Límite sobre $sin^2\theta$ como una función de la masa del Higgs al 95% de nivel de confianza. S y H son los bosones de Higgs en el Modelo Majorana, con una producción esperada para grandes valores de $tan\beta$. En este caso el bosón de Higgs se desintegra sólo invisiblemente [2].

Capítulo 7

Búsqueda de *Technicolor*.

7.1 Introducción

En este capítulo se explica la búsqueda de sucesos compatibles con la producción $e^+e^- \rightarrow \rho_T^* \rightarrow (\pi_T^+\pi_T^-,\ \pi_T^+W_L^-)$ en canales semileptónicos. Como ya se explicó en la sección 1.4, si el π_T es suficientemente ligero, se pueden producir los estados $\pi_T^+\pi_T^-$ o $\pi_T^+W_L^-$, con una sección eficaz dada por la ecuación 1.13. Estos procesos pueden dar unas claras señales, puesto que se espera que los *Technipiones* se desintegren preferentemente a los fermiones más pesados cinemáticamente accesibles [1]. Por ello se espera que para el rango de masas de esta búsqueda la fracción de desintegración del π_T^+ al par $\overline{b}c$ sea del orden del 90% y al par $\tau^+\nu_\tau$ del orden del 5%. En este trabajo se ha buscado la producción de $\pi_T^+\pi_T^- \rightarrow bc\tau\nu$ y $\pi_T W_L \rightarrow bcl\nu$. El etiquetado de los quarks b y el ángulo polar de producción del bosón nos ayudarán a separar esta señal de los pares de bosones W.

7.2 Selección de sucesos $qql\nu$

Como primer paso se han seleccionado sucesos del tipo $qql\nu$. La selección aplicada es exactamente la misma que la usada para seleccionar pares $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\overline{\nu}_l$, y que ya fue detallada en la sección 4.2.

7.3 Rechazo final del fondo

En este punto tenemos una enorme contribución del fondo proveniente de sucesos W^+W^- ($\sim 95\%$), y una pequeña contribución de sucesos $q\overline{q}(\gamma)$ ($\sim 3\%$) y $q\overline{q}l^+l^-$ ($\sim 2\%$). Las eficiencias para la señal son similares a las obtenidas en la selección $W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'l\overline{\nu}_l$: aproximadamente un 75% para la señal $\pi_T W_L \rightarrow bcl\nu$ y del orden del 60% para $\pi_T\pi_T \rightarrow bc\tau\nu$.

Con el fin de rechazar el fondo que aún tenemos construimos una red neuronal utilizando las siguientes cuatro variables (se muestran en las figuras 7.1 y 7.2):

- La variable del etiquetado de quarks b, *B tag* [2], de cada uno de los dos *jets* hadrónicos;

- El ángulo polar del bosón negativo, tal y como se definió en el capítulo 4;
- El valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz.

El *B tag* [2] es una variable probabilística que combina la información de diferentes variables, para separar quarks b de otros sabores. Lo que se hace es acumular en una sola variable las distintas diferencias entre los *jets* de quarks b y los *jets* de otros quarks. Las variables discriminantes se explican brevemente a continuación:

- La probabilidad de la vida media del *jet*, que corresponde a la probabilidad para la hipótesis de que todas las trazas del *jet* vengan de un vértice primario. Para *jets* con hadrones B esta probabilidad es usualmente muy baja, porque las trazas que vienen de una desintegración del b tienen parámetros de impacto grandes. Esto es debido a que la vida media del quark b es relativamente grande comparada con la de los demás quarks.
- La masa efectiva de las partículas incluidas en el vértice secundario. La masa del vértice secundario en un quark c está limitada por la masa del mesón D, por lo que rara vez supera los 1.8 GeV/c^2, mientras que la masa en los habrones B llega a los 5 GeV/c^2.
- La *rapidity* con respecto a la dirección del *jet* de las trazas incluidas en el vértice secundario. La *rapidity* de cada partícula individual se calcula usando el eje del *thrust* ($\overrightarrow{T}$) para definir la componente longitudinal del momento de la partícula:

$$y = \frac{1}{2} ln \Big[\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \Big], \qquad donde \;\; p_{||} = \overrightarrow{p}\,\overrightarrow{T} \tag{7.1}$$

  Aunque un hadrón B tiene en promedio una energía más alta que un mesón D de un *jet* c, la *rapidity* de las partículas de una desintegración del B son en promedio menores que las originadas por quarks c. Esto se debe a la masa más alta del hadrón B y a su mayor multiplicidad cargada en su desintegración. Los vértices secundarios en quarks ligeros (quarks u, d y s) se deben principalmente a trazas mal medidas. Por ello que las trazas incluidas en los vértices secundarios de estos quarks suelen ser débiles y la distribución de *rapidity* está sesgada hacia valores bajos.
- La fracción de energía cargada del *jet* incluida en el vértice secundario. Como ya se ha comentado arriba, en general la energía del vértice secundario es mucho menor en los quarks ligeros que en el quark b.

Las tres primeras variables de la red neuronal se utilizan para rechazar el fondo de pares W. La última variable la utilizamos para rechazar el fondo de sucesos $q\overline{q}(\gamma)$ y $q\overline{q}l^+l^-$. Estos fondos tienen un alto contenido en quarks b, por lo que aunque son pequeños comparados con los pares WW, crecen en importancia tras exigir presencia de quarks b. Este tipo de sucesos tienden a tener valores bajos del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz, cosa que no ocurre para la señal.

Como señal la red neuronal fue entrenada con sucesos $\pi_T W_L \to bcl\nu$ a diferentes masas (80, 90 y 100 GeV/c^2), con el fin de obtener un resultado lo más independiente posible de la masa, y juntando los tres canales, ya que las variables utilizadas no dependen prácticamente del tipo de leptón. Se utilizó la misma también para seleccionar sucesos $\pi_T^+\pi_T^- \to bc\tau\nu$, ya que son topologías muy similares, y el rendimiento no cambiaba.

En ambos casos se reconstruye la masa de los objetos suponiendo que ambos tienen masas iguales. En el canal $\pi_T W_L$ la masa reconstruida de esta forma no es correcta, sino que tenemos un estimador sesgado con $M_{reconstruida} \simeq (M_{\pi_T} + M_W)/2$. Sin embargo es conveniente mantenerle ya que su resolución para el fondo predominante WW es mejor. Además tiene la ventaja de que utilizamos el mismo estimador para ambas búsquedas.

El *output* de la red neuronal, NN_{TC}, muestra un buen acuerdo entre los datos y el fondo esperado, como puede observarse en la figura 7.3. La figura 7.4 muestra la masa reconstruida después de requerir que $NN_{TC} > 0.1$. En el cálculo de los niveles de confianza, además de la masa reconstruida, NN_{TC} entrará como variable discriminante.

7.4 Resultados

Se han encontrado 115 sucesos en los datos, en acuerdo con los 106.4 sucesos de fondo esperado para la muestra total, después de pedir que $NN_{TC} > 0.1$, no habiéndose encontrado señal de cualquier estructura de masa (figura 7.4). La evolución de los cortes aplicados en la selección para los datos y el fondo esperado, así como para la eficiencia de la señal ($\pi_T W_L \to bcW_L$, con M_{π_T}=100 GeV/c^2) se muestra en la tabla 7.1. Esta eficiencia se da teniendo en cuenta las fracciones de desintegración del W, por lo que la eficiencia en los canales con leptones equivale aproximadamente a multiplicar por tres la eficiencia mostrada (salvo la primera fila). Las eficiencias de selección para diferentes masas de M_{π_T} ($\sqrt{s}$ = 206 GeV) se muestran en la tabla 7.2, calculadas en este caso para las muestras de señal leptónicas ($\pi_T W_L \to bcl\nu$ y $\pi_T\pi_T \to \pi_T\tau\nu$).

corte	datos	fondo total	$WW \to q\overline{q}'l\nu$	$q\overline{q}(\gamma)$	$q\overline{q}l^+l^-$	ε_{100}
Preselección hadrónica	28241	27944.2	3995.8	18198.2	961.1	96.7%
Selección $q\overline{q}'l\nu$	3172	3388.9	3123.2	94.6	76.0	24.0%
$NN_{TC} > 0.1$	115	106.4	76.1	11.4	14.8	12.4%
$NN_{TC} > 0.2$	45	45.8	26.1	8.2	10.0	10.0%
$NN_{TC} > 0.3$	23	26.0	11.2	6.4	7.8	8.0%

Tabla 7.1: Número total de sucesos observados y fondo esperado en la selección de sucesos $bcl\nu$, después de diferentes cortes usados en el análisis. La última columna muestra la eficiencia para $\pi_T W_L \to bcW_L$, con M_{π_T}=100 GeV/c^2.

7.5 Errores sistemáticos

La mayoría de estudios sistemáticos son los mismos que los realizados para la selección de pares WW semileptónicos, por lo que ya han sido comentados en capítulos anteriores.

canal	M_{π_T} (GeV/c^2)								
	50	60	70	80	90	99	100	110	120
$W_L\pi_T$	35.1	37.2	41.6	44.3	41.2		38.2	33.9	32.0
$\pi_T\pi_T$	21.7	27.8	29.1	32.2	31.9	24.5			

Tabla 7.2: Eficiencias de selección de sucesos $\pi_T W_L \to bcl\nu$ y $\pi_T\pi_T \to \pi_T\tau\nu$ para diferentes masas de M_{π_T}, $\sqrt{s} = 206$ GeV y $NN_{TC} > 0.1$.

La única novedad incluida aquí se refiere al uso de la variable combinada de *B tag*. Esta variable ha sido extensamente estudiada en DELPHI por su enorme importancia en muchas de las búsquedas realizadas en LEP2 [3]. Se ha estimado un error de aproximadamente el 5% para esta variable. La incertidumbre asociada a ella se estimó repitiendo el procedimiento de selección sobre la red neuronal NN_{TC}, aplicando un *smearing* de las variables de *B tag*. El *smearing* de una variable consiste en 'difuminar' dicha variable, suponiendo en este caso una distribución gaussiana de anchura dada por la resolución para ella. El efecto observado en la selección fue del orden del 0.5%, tanto para la señal como para el fondo.

7.6 Resultados combinados

Puesto que se observa un buen acuerdo entre los datos y la simulación de fondo procedente del Modelo Estándar, se puede poner límites a la producción de *Technicolor*. Los resultados obtenidos en los canales semileptónicos se combinan con todos los demás canales en DELPHI, con el fin de obtener un límite global [4].

Todas las posibles desintegraciones de un ρ_T con masa por debajo de $\sqrt{s}$ fueron consideradas. En todos los casos la sensibilidad del ρ_T era mucho más alta que la producción experimental. Por tanto la producción del ρ_T está excluida hasta el límite cinemático para todas las posibles desintegraciones. Uno de los canales considerados es el $\rho_T \to W_L W_L$. Si el ρ_T tuviese una masa dos veces por encima de la masa del bosón W daría una contribución adicional significativa a la sección eficaz de producción W^+W^-.

Para $M_{\rho_T} > \sqrt{s}$, las búsquedas para $e^+e^- \to (\pi_T\pi_T, W_L\pi_T)$ y para $e^+e^- \to \pi_T\gamma$ pueden ser usadas para poner un límite al 95% del nivel de confianza en el plano (M_{ρ_T}, M_{π_T}). Los límites calculados están basados en los mismos criterios estadísticos que los usados en los capítulos anteriores [5].

Se han considerado dos casos separadamente, $N_D = 2$ (mezcla máxima) y $N_D = 9$ (preferido teóricamente [1]). Las correspondientes combinaciones de todas las búsquedas se observan en las figuras 7.5 y 7.6, que muestran las regiones de exclusión cubiertas por los diferentes análisis.

En el límite de una masa de ρ_T infinita, y suponiendo un acoplamiento puntual de los bosones *gauge* a $\pi_T^+\pi_T^-$, el límite inferior al 95% del nivel de confianza para la masa del *Technipion* es de $M_{\pi_T} = 79.8$ GeV (81.1 GeV esperado) para $N_D = 2$, y $M_{\pi_T} = 89.1$ GeV (88.1 GeV esperado) para $N_D = 9$.

Bibliografía

[1] K.Lane, Phys. Rev. **D60** (1999) 075007, e-Print Archive: hep-ph/9903369;
K.Lane, preprint BUHEP-99-5 (1999), e-Print Archive: hep-ph/9903372.

[2] G.Borisov, Nucl. Instr. Meth. **A417** (1998) 384;
The DELPHI Collab. Eur.Phys.J. **C10** (1999) 415.

[3] Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000, P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Phys.Lett.B499(2001)23.

[4] DELPHI Collaboration, Search for Technicolor with DELPHI, artículo en preparación, EP Paper 289, 30 de Mayo de 2001.

[5] A.L. Read, in CERN Report 2000-005 p. 81 (2000).

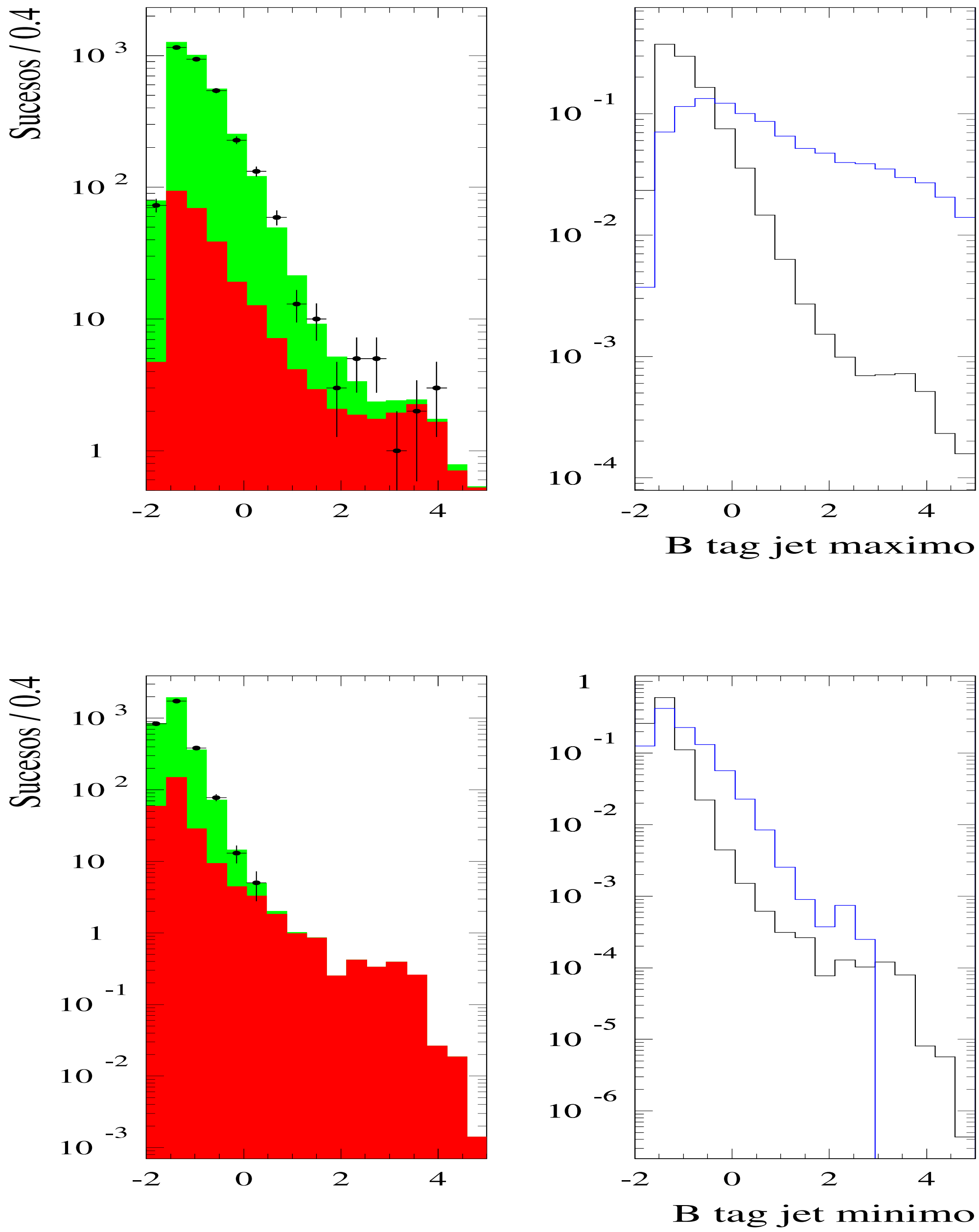


Figura 7.1: Valor del *B tag* máximo (arriba) y mínimo (abajo) entre los dos *jets* hadrónicos en sucesos $qql\nu$. Las distribuciones de la izquierda muestran los datos y el fondo total predicho por el Modelo Estándar. Las distribuciones de la derecha comparan el fondo total esperado (negro) y la señal del proceso $\pi_T W_L$ (azul), con $M_{\pi_T} = 100$ GeV$/c^2$.

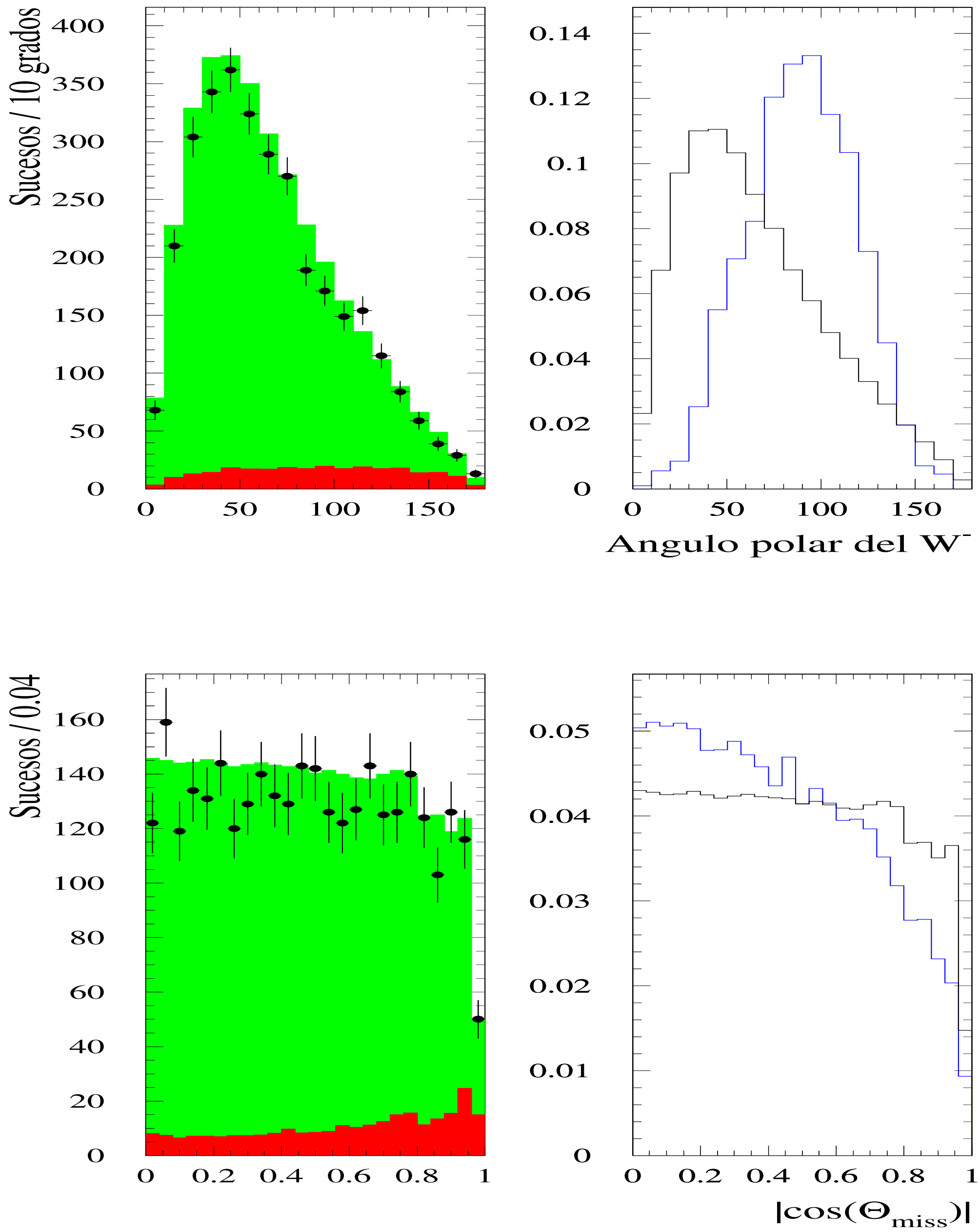


Figura 7.2: Ángulo polar del W^- (arriba) y valor absoluto del coseno del ángulo polar del momento perdido respecto a la dirección del haz (abajo) en sucesos $qql\nu$.

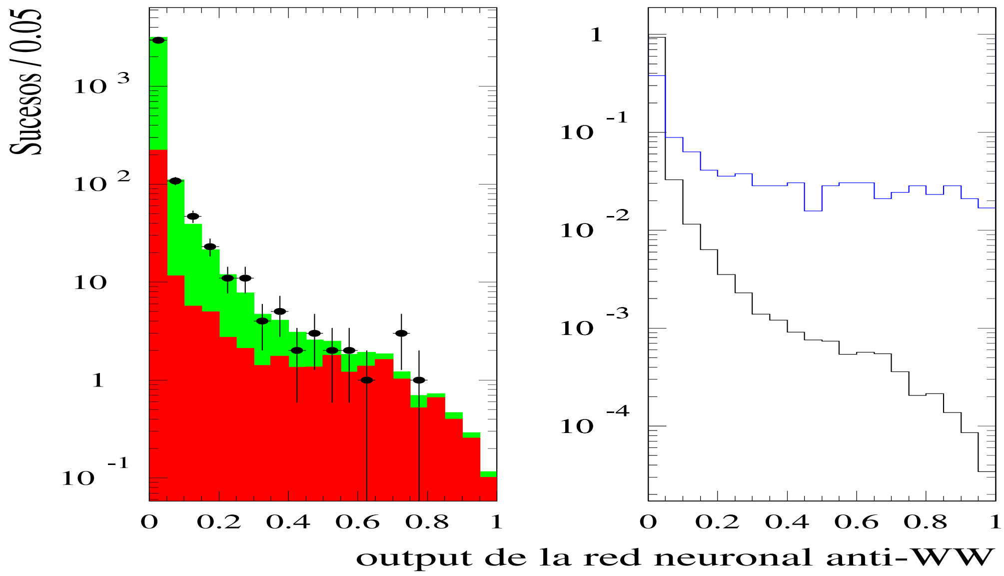


Figura 7.3: Output de la red neuronal anti-WW, NN_{TC}, en la búsqueda de sucesos $bcl\nu$.

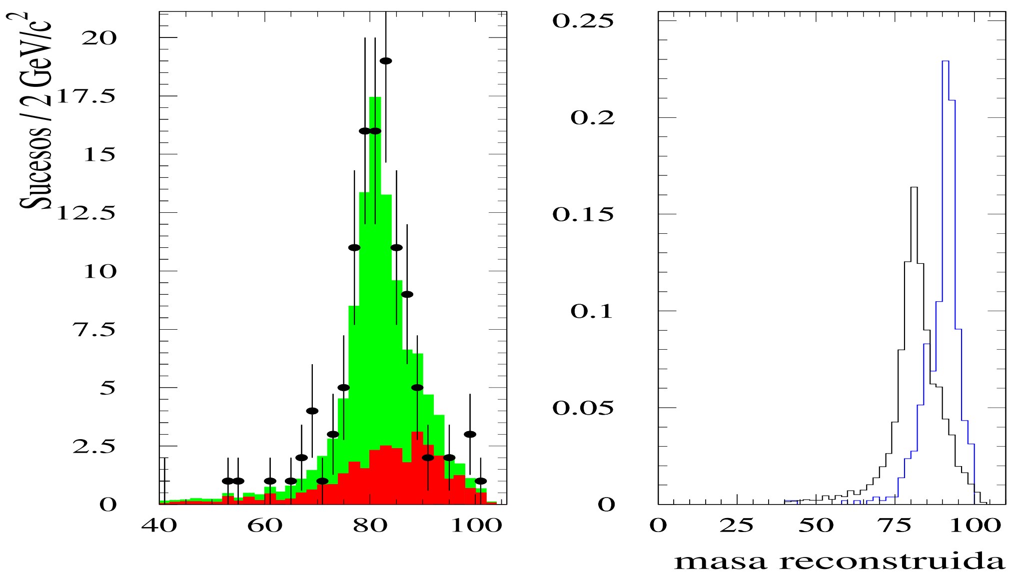


Figura 7.4: Masa reconstruida del bosón, después de exigir $NN_{TC} > 0.1$.

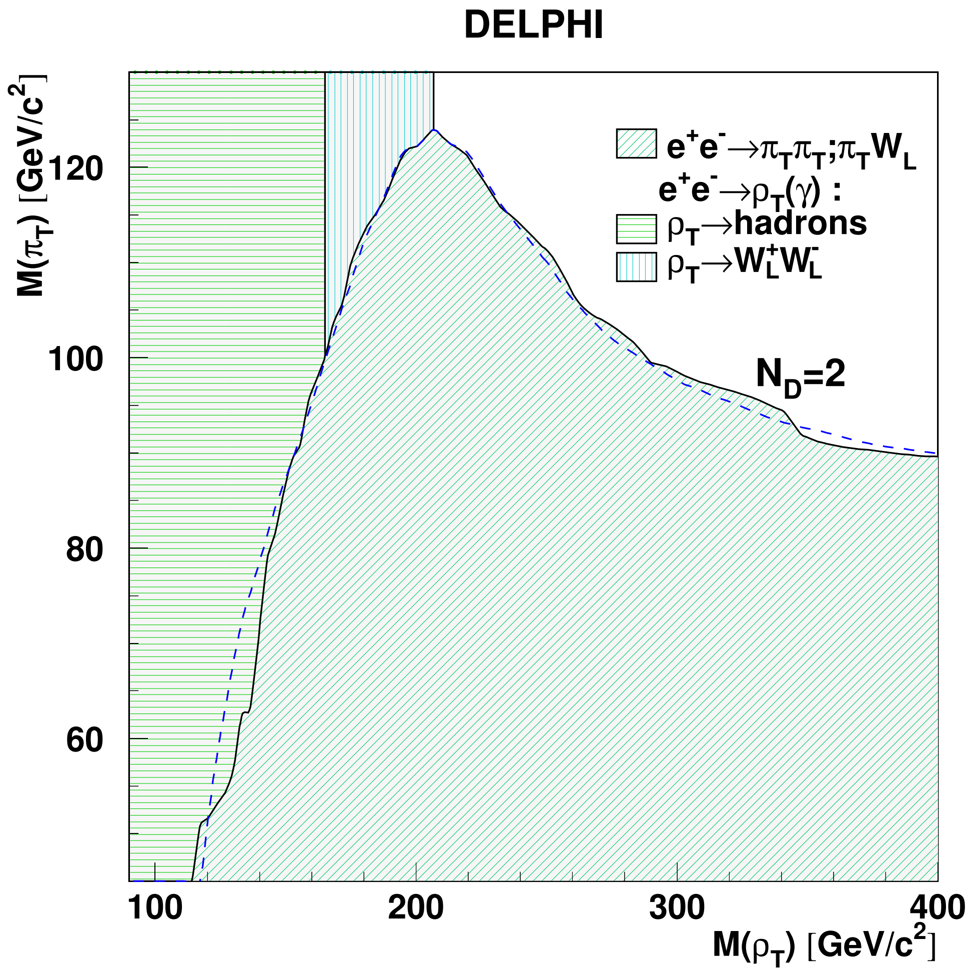


Figura 7.5: Región en el plano $(M_{\rho_T} - M_{\pi_T})$ (area sombreada) excluida al 95% del nivel de confianza para $N_D = 2$ (máxima mezcla entre W_L - π_T).

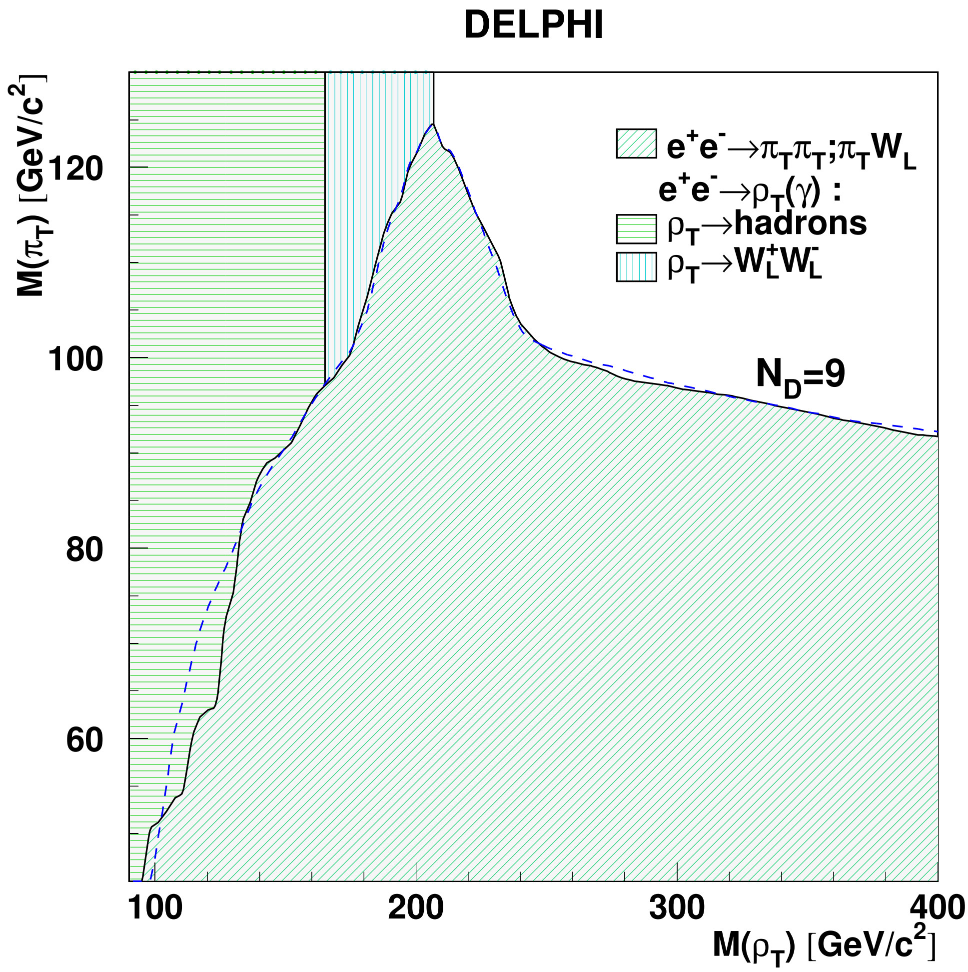


Figura 7.6: Región en el plano $(M_{\rho_T} - M_{\pi_T})$ (area sombreada) excluida al 95% del nivel de confianza para $N_D = 9$ (máxima mezcla entre W_L - π_T).

Capítulo 8

Resumen y conclusiones.

Se han estudiado, utilizando el detector DELPHI, distintas desintegraciones de bosones en aquellos canales en los que al menos un leptón estaba presente. Se han hecho tanto medidas de precisión de los bosones W, como búsqueda de nuevos bosones, tales como el bosón de Higgs cargado, $H^{\pm}$, el bosón de Higgs neutro, H, cuando se desintegra a partículas que no son detectables por el experimento, y búsqueda de señales de *Technicolor*.

Se han desarrollado algoritmos de selección de pares W^+W^- en el canal leptónico y semileptónico, obteniéndose una medida de la sección eficaz para diferentes energías centro de masas. Los resultados de este trabajo para la sección eficaz leptónica y semileptónica se resumen en las tablas 8.1 y 8.2 respectivamente.

$\sqrt{s}$ (GeV)	Datos	Ef. (%)	Fondo (pb)	Pureza (%)	Sección eficaz (pb)
188.7	190	67.1	0.120	90.6	$1.66 \pm 0.13 \pm 0.06$
191.6	32	67.3	0.112	91.5	$1.77 \pm 0.34 \pm 0.07$
195.6	103	65.5	0.124	90.6	$1.98 \pm 0.21 \pm 0.06$
199.5	100	65.2	0.135	89.8	$1.67 \pm 0.19 \pm 0.06$
201.6	48	64.4	0.143	89.1	$1.67 \pm 0.27 \pm 0.06$
205.0	81	64.0	0.146	88.9	$1.60 \pm 0.20 \pm 0.07$
206.0	97	63.3	0.150	88.6	$1.68 \pm 0.19 \pm 0.06$
206.7 (S6)	60	61.4	0.136	89.4	$1.73 \pm 0.25 \pm 0.06$

Tabla 8.1: Resultados globales en el canal puramente leptónico para las energías centro de masas desde 189 hasta 209 GeV.

La combinación de éstos con los obtenidos en la colaboración DELPHI en el canal hadrónico ($W^+W^- \rightarrow q\overline{q}'q''\overline{q}'''$) se ha utilizado para medir la sección eficaz total de producción de pares W^+W^- (figuras 4.18 y 4.19) y las fracciones de desintegración del W (tabla 8.3).

Se han buscado indicios de producción de pares de bosones de Higgs cargados en los canales $\tau\nu\tau\nu$ y $cs\tau\nu$. En el canal leptónico para obtener los niveles de confianza se ha propuesto por primera vez una *variable discriminante* basada en los ángulos polares y en estimadores de la polarización de ambos taus. La ganancia en el límite de exclusión usando la variable discriminante propuesta en el canal puramente leptónico es de 3.5 GeV/c^2 en el caso de BR($H \rightarrow \tau\nu$)=1. En el canal semileptónico se ha construido una red neuronal

$\sqrt{s}$ (GeV)	Datos	Ef. (%)	Fondo (pb)	Pureza (%)	Sección eficaz (pb)
188.7	835	75.0	0.478	91.7	6.59 ± 0.25 ± 0.12
191.6	162	75.8	0.505	91.5	8.03 ± 0.69 ± 0.14
195.6	454	75.4	0.496	91.7	7.63 ± 0.39 ± 0.13
199.5	497	75.2	0.462	92.2	7.45 ± 0.36 ± 0.13
201.6	244	75.3	0.472	92.1	7.59 ± 0.53 ± 0.14
205.0	400	74.7	0.482	91.9	7.09 ± 0.39 ± 0.13
206.0	451	74.5	0.452	92.3	6.95 ± 0.36 ± 0.14
206.7 (S6)	292	73.6	0.475	91.9	7.28 ± 0.47 ± 0.15

Tabla 8.2: Resultados globales en el canal semileptónico para las energías centro de masas desde 189 hasta 209 GeV.

canal	BR	error estad.	error sist.
$W \to e\nu$	0.1010	0.0031	0.0018
$W \to \mu\nu$	0.1042	0.0026	0.0010
$W \to \tau\nu$	0.1133	0.0041	0.0026
$W \to l\nu$	0.1057	0.0013	0.0011

Tabla 8.3: Fracciones de desintegración leptónicas del W calculadas con los datos de DELPHI por encima del umbral de producción de pares WW. La última línea muestra el resultado suponiendo universalidad leptónica.

para discriminar la señal y el fondo WW. Se han mejorado substancialmente anteriores resultados en ambos canales. El buen acuerdo de los datos con el número de sucesos esperados por el MC y en las distribuciones ha permitido establecer un límite inferior en su masa al 95% de nivel de confianza. El límite observado para cualquier fracción de desintegración es de 76.8 GeV/c^2, mientras que el esperado es de 76.1 GeV/c^2 (tabla 8.4).

$BR(H^+ \to \tau\nu_\tau)$	Límite esperado	Límite observado
1.00	89.1	88.5
0.50	78.0	78.5
0.00	77.1	77.6
Absoluto	76.1	76.8

Tabla 8.4: Límite al nivel de confianza al 95% observado y esperado para diferentes valores de la fracción de desintegración del Higgs cargado a $\tau\nu_\tau$. Unidades en GeV/c^2.

Se ha buscado el bosón de Higgs neutro para el caso en el que se desintegra a partículas *invisibles*, cuando éste va acompañado de pares de leptones. Por primera vez se han conseguido resultados razonables en el canal con taus. Se ha mejorado la reconstrucción de la masa del bosón de Higgs aplicando un ajuste χ^2. El límite de masa observado (esperado) para el proceso $e^+e^- \to$Z($f\overline{f}$)H(invisible) es de 113.0 (110.7) GeV/c^2.

Se han buscado por primera vez señales de *Technicolor* en procesos $e^+e^- \to \rho_T^* \to \pi_T^+\pi_T^- \to bc\tau\nu$ y $e^+e^- \to \rho_T^* \to \pi_T^+W_L^- \to bcl\nu$. Se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos y el fondo esperado, habiéndose puesto límites a la producción de *Technicolor*. En el límite de una masa de ρ_T infinita, y suponiendo un acoplamiento puntual de los bosones *gauge* a $\pi_T^+\pi_T^-$, el límite inferior al 95% del nivel de confianza para la masa del *Technipion* es de $M_{\pi_T} = 79.8$ GeV (81.1 GeV esperado) para $N_D = 2$, y $M_{\pi_T} = 89.1$ GeV (88.1 GeV esperado) para $N_D = 9$.

En todos casos la mejora del análisis, junto con el aumento de la energía centro de masas, ha permitido mejorar significativamente los resultados existentes, no habiéndose observado desviaciones del Modelo Estándar.

Apéndice A

Redes neuronales.

A.1 Introducción

Una red neuronal [1] (NN) 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 interconectados 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.

Los parámetros que caracterizan una NN 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.

- La arquitectura de la red, que es la forma 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. Aquí sólo se ha utilizado un aprendizaje supervisado.

A.2 Aprendizaje supervisado: *perceptrones multilayer* o *feed forward*

Una arquitectura para un *perceptron multilayer* [1] se muestra en la figura A.1. Las neuronas son agrupadas en capas o *layers*. En el primer *layer* se sitúan las neuronas que introducen la información (*input layer*) a la red. En los siguientes *layers* (uno o varios) es donde se procesa esta información (*hidden layers*) y en el último *layer* se hayan ubicadas las neuronas de salida que dan la respuesta que la red (*output layer*) haya obtenido. En general la entrada a la neurona i en *layer* $l+1$ es dada por:

$$I_i^{l+1} = \sum_j w_{ij}^{l+1} S_j^l + B_i^{l+1} \tag{A.1}$$

donde la suma es sobre todas las neuronas del *layer* precedente (l). S_j^l es el estado de la neurona j en el *layer* 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 'función logística' que consideramos aquí es:

$$f(I) = \frac{1}{1 + e^{-I/T}} \tag{A.2}$$

Donde T es un parámetro que juega el papel de una temperatura. La actividad de las neuronas en el *layer* de entrada es propagada hacia adelante por la primera ecuación. Si interpretamos la información de salida como una medida de la probabilidad que una cierta muestra de entrada pertenezca a una clase, podemos 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 nosotros fijemos. Los pasos a seguir son:

1. Introducimos N muestras distintas. Cada una, correspondiente a cada clase para la cual queremos entrenar la red neuronal.
2. Modificamos los pesos y umbrales hasta conseguir que la diferencia entre lo esperado y lo que la red nos da sea mínima.

La minimación se consigue a través de la función de coste (a veces llamada energía):

$$E = E(I_i^{(p)}, d_k^{(p)}, \vec{w_k}) = \frac{1}{2} \sum_k (\sigma_k^{(p)} - d_k^{(p)})^2 \tag{A.3}$$

$I_i^{(p)}$ es el estado de la neurona i en el layer de entrada, $\sigma_k^{(p)}$ es el estado de la neurona k en el *layer* 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:

$$\Delta w_{ij} = -\epsilon \frac{\partial E}{\partial w_{ij}} \tag{A.4}$$

Además, la forma de esta expresión nos garantiza que se llegue a un mínimo. El párametro 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 [3]. Para agilizar su cálculo se utiliza el llamado algoritmo de *Backpropagation* [2]. 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 ha sido muy simple. En general existen métodos más complejos que aquí no discutiremos. Nosotros nos hemos basado en el paquete MLPFIT que está disponible en el programa de análisis PAW [4, 5]. Hemos utilizado concretamente el método híbrido lineal-BFGS (Broyden - Fletcher - Goldfarb - Shanno).

A.3 Optimización de una red

Existen algunos inconvenientes a la hora de utilizar una red neuronal. Para poder eliminarlos, en cierta medida, introducimos algunas reglas empíricas, que no se pueden considerar como generales, pero que suelen ser de mucha ayuda en la práctica.

A.3.1 Preprocesando entradas

Teóricamente una red neuronal con varios *layers* 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, o normalizar todas las distribuciones a valores entre 0 y 1.

A.3.2 Arquitectura de la red

No hay reglas generales para determinar tanto el número de *layers* como el número de neuronas en cada *layer*, 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 ejemplo, y pierda generalidad. El número de *layers* internos ha de ser el más pequeño posible, pues si no el método se ralentiza demasiado.

A.3.3 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.

A.3.4 Muestras de entrenamiento y pesos de cada una de ellas

Las muestras que se utilizan para el entrenamiento de la red deben ser completamente independientes a las utilizadas luego para obtener eficiencias y estimaciones del fondo, ya que en caso contrario el resultado obtenido podría ser excesivamente 'optimista'.

En algunas ocasiones las diferentes muestras de fondos no han guardado las proporciones reales entre ellas. Esto se debe a que a veces algunas muestras, cuya proporción era mucho menor respecto a otras, eran mucho más difíciles de discernir de lo que nosotros llamabamos señal. Por eso, con la idea de que aprendiese mejor esos fondos, se aumentaba artificialmente el peso de ese tipo de sucesos.

Bibliografía

[1] Neural Networks in experimental high-energy physics. G. Bortolo, A. De Angelis, L. Lanceri, N. de Groot, J. Seixas.

[2] Parallel distributed processing. Volume 1. D. Rumelhart, J. McClelland and PDP research Group.

[3] Introduction to Neural Networks, F. James. Lectures given 31 Jan-4Feb. 1994

[4] Physics Analysis Workstation, version 2.10/09, 1-March-1999

[5] MLPfit, written by J. Schwindling, B. Mansoulié and O. Couet. Para más información ver http://home.cern.ch/schwing/MLPfit.html.

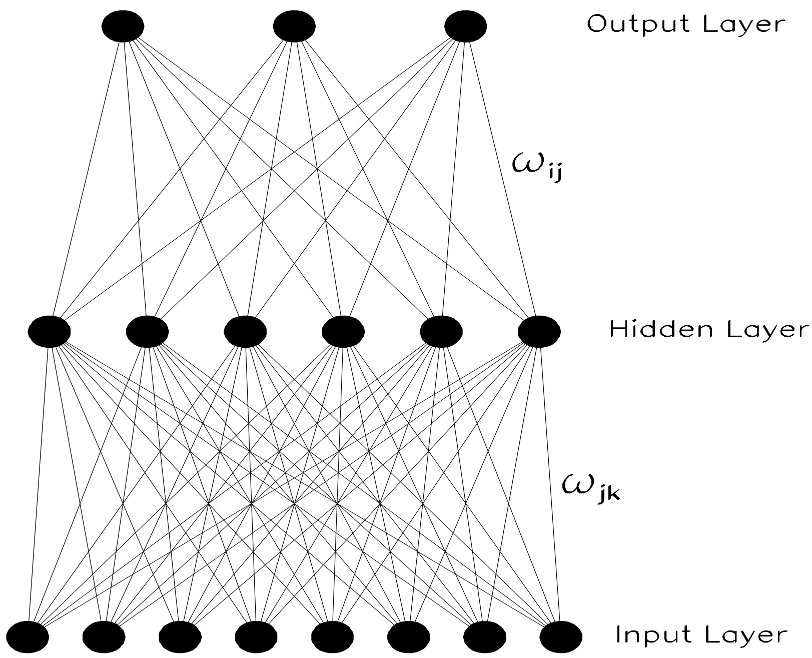


Figura A.1: Ejemplo de *perceptron multilayer*.

Agradecimientos

Esta tesis no podría haber sido hecha si no fuera por la colaboración de muchas personas de forma directa o indirecta, y por esta razón me gustaría expresarles mi gratitud. Ante todo me gustaría destacar el buen ambiente que ha habido entre la gente a lo largo de estos años.

En primer lugar me gustaría dar las gracias a Francisco Matorras, por toda la orientación que he recibido, su gran preocupación en que todas las cosas fueran bien y, sobre todo, por el apoyo y dedicación que me ha dado. Muchas de las cosas que he ido aprendiendo han sido gracias a él.

A Alberto Ruiz, ya que con él comencé a introducirme en el mundo de la Física de Altas Energías, y siempre está dispuesto resolver cualquier duda que le puedas plantear.

A Jesús Marco y a Javier Cuevas, que siempre me han ayudado y me han dado buenos consejos en muchos temas.

A todos los que me han *soportado* como compañero de despacho, pues siempre han tenido buenas palabras conmigo, y me han ayudado si lo necesitaba: Ivan Vila, Rocío Vilar, Jesús Fernández..., y ni que decir tiene a Jónatan Piedra y a Alicia Calderón, que les ha tocado ser los últimos *sufridores*.

Al resto de integrantes del grupo de Altas Energías: Teresa Rodrigo, Rafael Marco, Amparo López, Carlos Figueroa, Enrique Calvo, Noelia García, Isidro González, José María López, Celso Martínez, Javier Fernández, David Rodriguez y Pedro Arce. Siempre han estado ahí si se les ha necesitado.

A Ángel Camacho y Rocío de la Vega por la ayuda prestada en temas informáticos.

Me gustaría dar las gracias a Paolo Privitera por su ayuda en el estudio de la desintegración del a_1.

Gracias a Roberto Chierici y a Alessandra Tonnazzo por poder utilizar sus programas para la obtención de las medidas combinadas de las secciones eficaces y las fracciones de desintegración del W.

Gracias a Uwe Mueller por poder utilizar sus resultados en el canal $W^+W^- \to q\overline{q}'q''\overline{q}'''$.

Gracias a Ari Kiiskinen por poder usar sus *inputs* en el canal $H^+H^- \to c\overline{s}\overline{c}s$.

Gracias Marcel Stanitzki y a Andre Sopczak por la utilización de sus resultados en el canal puramente hadrónico del Higgs invisible.

Gracias a todos los integrantes del grupo de búsquedas de *Technicolor*.

Gracias a Pierre Lutz por su valiosa ayuda, sobre todo para poder entender el programa que obtiene los límites de las masas de los bosones.

Gracias especialmente a Duncan Reid, ya que me hizo fácilmente accesibles muchas de las herramientas que utilicé.

Gracias también a Francois Richard por toda su ayuda, destacando sobre todo la colaboración prestada en el estudio de los ”dimuones”.

Gracias en general a toda la gente de DELPHI dentro de los diferentes *teams*, ya sea el *team* de taus, el *team* del W, o el *team* de búsquedas.

Y por supuesto muchas gracias a mi familia y a todos mis amigos, que han tenido que habituarse a mis constantes viajes. Tampoco puede faltar un recuerdo muy especial a mi padre, que no pudo ver a su hijo defendiendo la tesis doctoral...

Índice de Figuras

Índice de Tablas