- desplazamiento de la distribución de P_{rad}: 1.002 ± 0.002.

- la resolución en energía electromagnética es mejor en la simulación: 0.9975 ± 0.0010.

Las dos primeras correcciones se calculan de la misma forma que antes. El desplazamiento en P_{rad}, se puede observar ajustando el pico correspondiente a los dimuones, obteniendo una variación del valor central del -0.8 %. Suponiendo que es un efecto lineal, se puede reescalar los valores de P_{rad} de los sucesos en la simulación y obtener la variación en la eficiencia por este motivo. En el caso de E_{rad}, como antes, se miden las resoluciones en datos y MonteCarlo y se hace un 'smear' de la simulación para compensar las diferencias.

IV.5.3 Eficiencia de 'trigger'

Dado que tenemos componentes del trigger (sección III.5) básicamente independientes unas de otras (triggers de trazas y de deposición de energía), se puede estimar esta eficiencia a partir de los datos de la siguiente manera. Si tenemos las componentes 1 y 2 del trigger, que pueden considerarse independientes, y un número total de sucesos producidos N, la primera componente seleccionará $N_1 = N\epsilon_1$ sucesos, la segunda $N_2 = N\epsilon_2$, mientras que para $N_{12} = N\epsilon_1\epsilon_2$ casos las dos componentes darán señal. Como N_1, N_2 y N_{12} son conocidos, puesto que sabemos para cada suceso qué subcomponente o subcomponentes activó la toma de datos, resulta un sistema de 3 ecuaciones y 3 incógnitas fácilmente resoluble: $\epsilon_i = \frac{N_{12}}{N_i}$ y de aquí la eficiencia global $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1\epsilon_2$.

Se obtienen así las eficiencias: 99.5 ± 0.2 % (90) y 99.9 ± 0.1% (91) [11] para todo el intervalo angular $25° < \theta < 155°$.

IV.5.4 Errores sistemáticos inducidos por los cortes

El comportamiento de todas las variables usadas en la selección ha sido estudiado. Para ello se han obtenido las distribuciones correspondientes a cada una de ellas para datos y simulación, incluyendo los fondos, previamente a realizar el corte en esta variable, pero con todos los demás incluidos. En las figuras IV.7 a IV.14 se pueden ver algunas de ellas. En cada caso, la resolución de la variable investigada (σ) se estima en los datos y el corte es variado en una cantidad $\pm\sigma$ tanto en datos como en MonteCarlo. Cuando se observan variaciones por encima de las fluctuaciones estadísticas (se tiene en cuenta la fuerte correlación entre $N[x < x_{corte}]$ y $N[x < (x_{corte} \pm \sigma(x_{corte})])$, se considera dicha cantidad como un error sistemático correspondiente a ese corte. Las únicas contribuciones apreciables son $(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon})$ para P_{rad} (0.2 %) y θ_{acol} (0.1 %), datos del 90 y E_{rad} (0.3 %), θ_{acol} (0.2 %) y θ_{iso} (0.1 %) en los datos del 91.

IV.5.5 Otras correcciones

La posible dependencia de la eficiencia con la energía en centro de masas fue estudiada mediante la simulación de 100000 $\tau^+\tau^-$ en cada uno de los 7 puntos del barrido de LEP, con una descripción simplificada del detector (FASTSIM [4]). No se observó ninguna variación por encima de las fluctuaciones estadísticas esperadas, concluyendo que las variaciones están por debajo del 0.1 %, lo cual puede despreciarse dada la precisión actual del análisis.

La indeterminación en el valor medido de $\sin^2\theta_W$, produce un error en la eficiencia, debido a que los espectros de momento y energía, sobre los que se corta, dependen de este parámetro a través de P_τ. Se han generado $\tau^+\tau^-$ para diferentes valores de $\sin^2\theta_W$, entre 0.22 y 0.24, estimando que el error introducido por este hecho (para el valor medio y error del Particle Data Group [15]) es 0.05 %.

Otro problema similar aparece por la indeterminación en las fracciones de desintegración de los distintos canales del τ. Esto, en principio puede ser grave debido al conocido problema del 'missing one prong' comentado en el capítulo 2 (sección II.3.1), puesto que para un generador de MonteCarlo la suma de las proporciones de todos los canales necesariamente deben sumar 100 %. Esto significa que los valores que encontramos en el generador no son exactamente los obtenidos en el PDG, sino que están ajustados para que cuadren con los **BR** topólogicos, mejor conocidos, aumentando las proporciones de los canales peor medidos hasta los máximos permitidos por los experimentos. Además, incluso si no existieran estos problemas, la variación de los **BR** con las nuevas medidas podría afectar también al resultado final. Sin embargo, el efecto es pequeño debido al esfuerzo que se ha puesto en evitar sesgos (si la eficiencia para cada canal fuera exactamente la misma, no habría ninguna variación en la eficiencia global aunque hubiera grandes variaciones en las medidas o su error fuera grande). En la tabla IV.2 están resumidas las eficiencias, fracciones de desintegración y contribución al error global, para los principales canales simulados por KORALZ. El resultado es una variación de la eficiencia $\Delta\epsilon = 0.08 \pm 0.06$ %.

IV.5.6 Eficiencia final

Todos los factores de corrección, incluida la eficiencia de trigger, se han multiplicado al valor de la eficiencia obtenido directamente de la simulación. Todos los errores se suponen independientes y por tanto han sido sumados en cuadratura. Se puede ver un resumen de estos errores en la tabla IV.1.

Los valores finales son :

$$\epsilon_{90} = 49.70 \pm 0.41 \ \%$$
$$\epsilon_{91} = 52.82 \pm 0.34 \ \%$$

que equivalen a 76.93 ± 0.63 y 81.76 ± 0.53 respectivamente, en la zona barrel.

IV.6 Cálculo del fondo

El nivel de fondo en la muestra final ha sido calculado directamente de los datos, pero se ha comprobado la consistencia con sucesos simulados. Para ello se han usado los siguientes generadores:

- BABAMC [6], para $e^+e^- \to e^+e^-$
- DYMU3 [7], para $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$
- LUND [8], para $e^+e^- \to q\bar{q}$
- DIAG36 [9], para $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$

El procedimiento seguido para estimar el fondo de cada uno de los procesos que contaminan la muestra de $\tau^+\tau^-$ es el siguiente:

1. escoger la variable más significativa para rechazar ese tipo de sucesos, la que mejor los distingue de los $\tau^+\tau^-$.

2. aplicar todos los cortes de la selección excepto el correspondiente a esta variable, como se hizo para las figuras IV.7 a IV.14, resultando una distribución con dos zonas dominadas por cada tipo de sucesos.

3. favorecer en esta distribución los sucesos del fondo, eliminando en lo posible los $\tau^+\tau^-$, de manera que al final esté dominada por el fondo. Para ello se hace una identificación de este tipo de sucesos, prestando atención a que sea independiente de la selección de $\tau^+\tau^-$ y en especial de la variable que se está utilizando.

4. comparar lo que se obtiene en el caso de datos reales y de simulación.

5. teniendo en cuenta la forma de la distribución en la simulación, extrapolar la correspondiente a datos desde la zona dominada por el fondo a la dominada por $\tau^+\tau^-$.

6. de esta extrapolación, una vez corregido por la eficiencia de la identificación del paso 3, se puede obtener el número de sucesos de fondo que hay finalmente.

IV.6.1 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$

La variable más significativa en este caso es P_{rad} y la identificación está basada en las cámaras de muones. Si se requiere al menos una señal asociada para cada una de las trazas en estas cámaras, eliminamos la mayoría de los $\tau^+\tau^-$, salvo aquellos en que ambos τ decaen a μ y una pequeña proporción en que uno de ellos lo hace y el otro tiene una desintegración hadrónica y el π llega a dar señal en las cámaras por uno u otro motivo (generalmente por 'punch through'). La eficiencia de esta identificación, 80 %, viene fijada prácticamente por la aceptancia angular de las cámaras en la zona 'barrel'. En la figura IV.15, se muestran las distribuciones después de la identificación, pudiéndose apreciar la buena separación entre $\tau^+\tau^-$ y $\mu^+\mu^-$.

Como test de consistencia, se ha repetido este proceso para $\mu^+\mu^-$ seleccionados independientemente. La selección es muy simple, pidiendo multiplicidad de dos cargados y $\theta_{acol} < 1°$, eliminándose así casi todos los $\tau^+\tau^-$. De aquí no se puede obtener el nivel de fondo, porque la acolinealidad está correlacionada con el momento de las trazas, pero sí se puede ver en la figura IV.17 que no hay efectos inesperados escondidos tras la distribución de los $\tau^+\tau^-$.

Se obtiene el valor de 0.5 ± 0.3 % para el 90 y 0.4 ± 0.2 para el 91.

IV.6.2 $e^+e^- \to e^+e^-$

Aquí la variable utilizada es E_{rad}. Para electrones, es difícil encontrar un criterio de selección independiente de la energía medida en el calorímetro electromagnético. Se ha escogido una identificación basada en el calorímetro hadrónico, exigiendo un máximo de 2 GeV depositados en cada hemisferio. La eficiencia para e^+e^- es próxima al 100 %, pero una gran cantidad de $\tau^+\tau^-$ superan esta exigencia, haciendo más difícil la estimación, ya que las distribuciones de $\tau^+\tau^-$ y e^+e^- se mezclan en mayor medida. La forma de la distribución para e^+e^-, se supone la suma de dos gaussianas, una de ellas correspondiente a los sucesos cuyos dos electrones atraviesan una zona buena de la HPC y la otra a aquellos en que uno de los dos pasa por una zona ineficiente (la probabilidad de que ambos pasen por una zona ineficiente es despreciable, ya que estamos exigiendo sucesos acolineales). Sobre simulación se comprueba que esta hipótesis es razonable realizando un ajuste a este tipo de función (ver figura IV.16). El mismo ajuste se realiza para los datos, para sucesos con $E_{rad} > 1$, donde los e^+e^- dominan y no hay prácticamente $\tau^+\tau^-$. Extrapolando hacia $E_{rad} < 1$ se obtiene un total de 1.0 ± 0.4 % datos del 90 y 1.1 ± 0.4 % para el 91. Dado que este número es un promedio para todas las energías en centro de masas y la sección eficaz de este proceso tiene dos componentes (canal t y canal s) de muy distinto comportamiento, es interesante separarlas, teniendo en cuenta las secciones eficaces teóricas. El resultado, calculado con ZFITTER, es que aproximadamente el 80 % del total corresponde a canal s puro, para el intervalo angular de la selección, los puntos de energía y las luminosidades en cada punto.

También en este caso se ha relizado un test de consistencia equivalente al citado para $\mu^+\mu^-$. En la figura IV.17 se comprueba que tampoco sucede nada anormal.

IV.6.3 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

La variable escogida es el ángulo de aislamiento y la identificación está basada en un corte en $E_{vis} > 20\ GeV$. No se utiliza en este paso la multiplicidad cargada, como podría pensarse, debido a la existencia de fuerte correlación entre esta y el aislamiento. De esta manera se eliminan los $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$, pero sólo unos pocos de los $\tau^+\tau^-$. Sin embargo, dado que la distribución para $q\bar{q}$ es casi plana hasta ángulos bajos, donde no hay $\tau^+\tau^-$, se puede extrapolar sin demasiados problemas a la zona de los $\tau^+\tau^-$.

Se obtiene un 0.8 ± 0.3 %.

IV.6.4 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$

También se usan θ_{iso} y E_{vis}, pero esta vez queremos la componente de baja energía, $E_{vis} < 15\ GeV$. Así se rechazan gran parte de los $\tau^+\tau^-$ sin apenas perder ningún $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$. Se supone que la sección eficaz de este proceso no varía con la energía en centro de masas, lo cual es cierto en primera aproximación en torno a la resonancia del Z^o. El resultado es de $2.0 \pm 0.6\ pb$

IV.6.5 Cósmicos

La contaminación por rayos cósmicos es tratada de un modo diferente, gracias a la medida de tiempo de vuelo del OD [10]. Este tiempo es calculado para todos los sucesos a dos trazas. El tiempo medio para un cósmico es de 14 ns, medido con una resolución de 2 ns. En la figura IV.18 se comparan las distribuciones obtenidas para los sucesos seleccionados como $\tau^+\tau^-$ con la de todos los sucesos con sólo dos trazas cargadas. Un estudio detallado sobre estas gráficas, teniendo en cuenta la resolución y la eficiencia, demuestra que la contaminación de este proceso es despreciable (< 0.05 %).

IV.6.6 Contaminación global

Para posteriormente substraer el fondo en cada uno de los análisis realizados, es conveniente desglosar los niveles de fondo hasta ahora comentados en tres categorías:

- fondo resonante, cuya sección eficaz sigue la resonancia del Z^o y por tanto es proporcional a la de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$; 2.1 ± 0.5 % (90) y 2.1 ± 0.4 % (91).

- fondo aproximadamente constante, con lo cual la proporción final es inversamente proporcional a la sección eficaz de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$; $2.0 \pm 0.6\ pb$ (ambos casos).

- fondo del canal t de bhabhas, con una dependencia diferente con la energía; 0.2 % en promedio (entre 0 y 2.1 pb, según los puntos).

IV.7 Selección en la zona forward

Cuando se intenta extender la selección anteriormente citada, a un rango de ángulos polares más bajos, se encuentran varios problemas. Por una parte, de la física en sí misma, el aumento de la sección eficaz de bhabhas, a través del canal t. Por otra, el comportamiento del detector es peor.

Primero, la eficiencia de reconstrucción de trazas disminuye al bajar en θ (figura IV.19), siendo casi nula por debajo de 20°. Esto implica que la eficiencia de esta selección, fundamentalmente basada en el 'tracking', será más baja. Más aún, la contaminación de $q\bar{q}$, aumentará debido a sucesos cerca del límite angular de detección, con la mayoría de las trazas no detectadas, resultando una multiplicidad aparente mucho más baja y compatible con la de un suceso $\tau^+\tau^-$. En la figura IV.20 se muestra el ángulo del eje de thrust para $q\bar{q}$ con una multiplicidad menor que 10 y se aprecia claramente el aumento de este tipo de sucesos para ángulos bajos.

Segundo, el error en la medida del momento es mayor (figura III.8) y por tanto el rechazo de $\mu^+\mu^-$ y e^+e^- basado en P_{rad} funciona peor.

El tercer efecto, más serio, es la inexistencia de calorímetro electromagnético en la zona comprendida entre el 'barrel' y los 'end caps', $35^\circ < \theta < 43^\circ$ (figura III.3, haciendo muy difícil la identificación de e^+e^-.

Para evitar estos problemas, se usa una selección más estricta, de manera que además de las condiciones exigidas en la zona 'barrel', se debe verificar:

1. $25^\circ < \theta < 43^\circ$ (las dos trazas principales)

2. $E_{rad} < 0.9$

3. si las dos trazas apuntan a la zona sin calorímetros ($35^\circ < \theta < 43^\circ$)

   - $P_{rad} < 0.9$
   - $\theta_{acol} > 1^\circ$

Como se puede ver, lo que se hace es endurecer las exigencias de rechazo de sucesos e^+e^- y basar su eliminación en la zona sin calorímetros en cortes más fuertes en cantidades únicamente dependientes de los detectores de trazas (aquí θ_{acol} se define también para sucesos con más de dos trazas, usando para ello la suma vectorial de los momentos de todas las trazas de cada hemisferio).

IV.8 Eficiencia y contaminación

La eficiencia promedio de esta selección, se ha estimado en 59.2 ± 1.0 % en la simulación, con una fuerte variación con θ.

No es posible repetir el estudio de los fondos a partir de los datos como se ha hecho en el barrel, debido a la baja estadística y a la falta de redundancia en los detectores, y se han estimado únicamente con MonteCarlo.

- e^+e^- : $3.6 \pm 1.0\%$ (2.2% canal t)
- $\mu^+\mu^-$: $0.3 \pm 0.2\%$
- $q\bar{q}$: $1.6 \pm 0.8\%$
- $\gamma\gamma$: 0.8 ± 0.4 pb

	año 1990	año 1991
fuente del error	error sistemático (%)	
Corrección por los cracks en φ de la TPC	0.5	0.25
P_{rad}	0.2	0.2
Corrección en el parámetro de impacto	0.4	0.2
E_{rad}		0.35
acolinealidad	0.1	0.2
aislamiento		0.1
estadística de MC	0.39	0.30
P_τ y BR asumidos en MC	0.1	0.1
Eficiencia de trigger	0.2	0.1
total en eficiencia	0.81	0.65
e^+e^- (s)	0.3	0.3
$\mu^+\mu^-$	0.3	0.2
$q\bar{q}$	0.3	0.3
e^+e^- (t)	$\frac{0\ a\ 0.14}{\sigma}$	$\frac{0\ a\ 0.14}{\sigma}$
$e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$	$\frac{0.11}{\sigma}$	$\frac{0.11}{\sigma}$
total en fondo	$0.5 \oplus \frac{0.11\ a\ 0.18}{\sigma}$	$0.4 \oplus \frac{0.11\ a\ 0.18}{\sigma}$
total	$0.96 \oplus \frac{0.11\ a\ 0.18}{\sigma}$	$0.76 \oplus \frac{0.11\ a\ 0.18}{\sigma}$

Tabla IV.1: Resumen de errores sistemáticos para la selección y la substracción de fondo. σ es la sección eficaz en nanobarns.

	ϵ_i	ΔBR	$\Delta\epsilon$
$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	53.0 ± 0.6	0.4	0.001
$\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	56.6 ± 0.6	0.4	0.013
$\tau^- \to h^-\nu_\tau$	49.7 ± 0.8	0.5	0.018
$\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$	53.2 ± 0.5	0.8	0.001
$\tau^- \to a_1{}^-\nu_\tau\ (2\pi^-\pi^+)$	53.0 ± 0.9	0.6	0.003
$\tau^- \to a_1{}^-\nu_\tau\ (\pi^-2\pi^\circ)$	54.7 ± 0.9	0.8	0.011
$\tau^- \to n\pi$	51.4 ± 0.8	3.1	0.059
$\tau \to 1$ traza	53.5 ± 0.3	0.3	0.001
$\tau \to 3$ traza	51.7 ± 0.7	0.3	0.005

Tabla IV.2: Eficiencia de selección para distintas desintegraciones del τ, junto con la indeterminación en su fracción de desintegración y la contribución al error en la eficiencia global. $n\pi$ representa todos los estados finales de multipiones no mencionados antes.

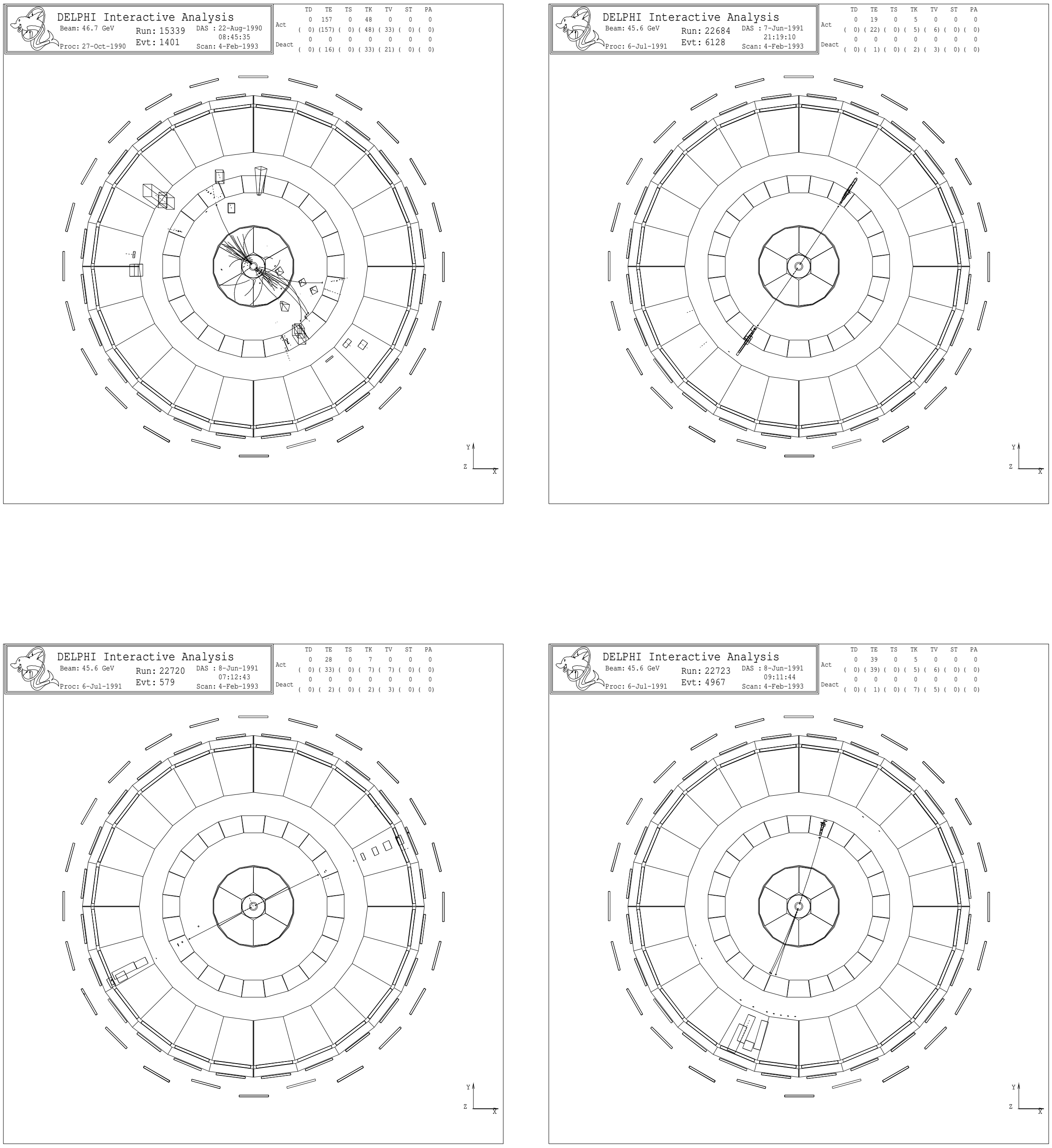

Figura IV.2: Algunos sucesos típicos tal y como son vistos por DELPHI. $q\bar{q}$, e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$.

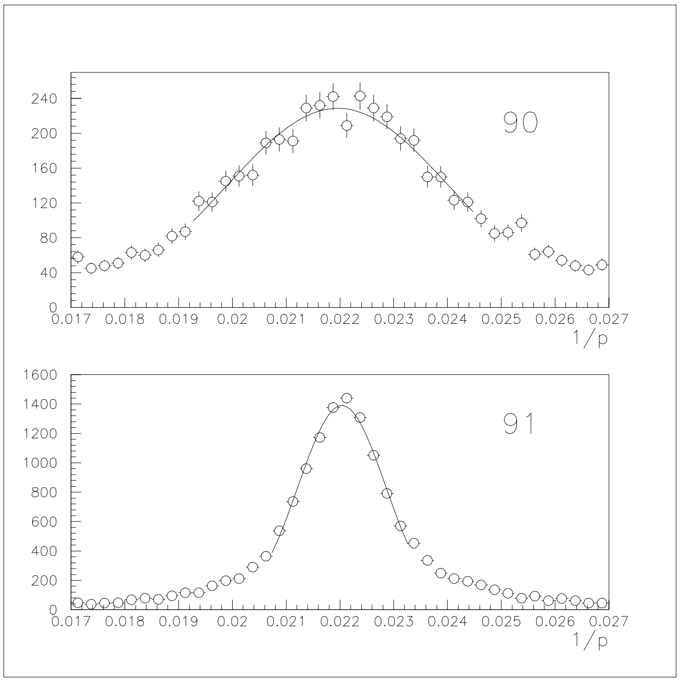

Figura IV.3: Distribuciones en 1/p para sucesos $\mu^+\mu^-$ para datos de los años 1990 y 1991. La desviación estándar del ajuste gaussiano superpuesto equivale a $\frac{\Delta p}{p^2}$ a 45 GeV.

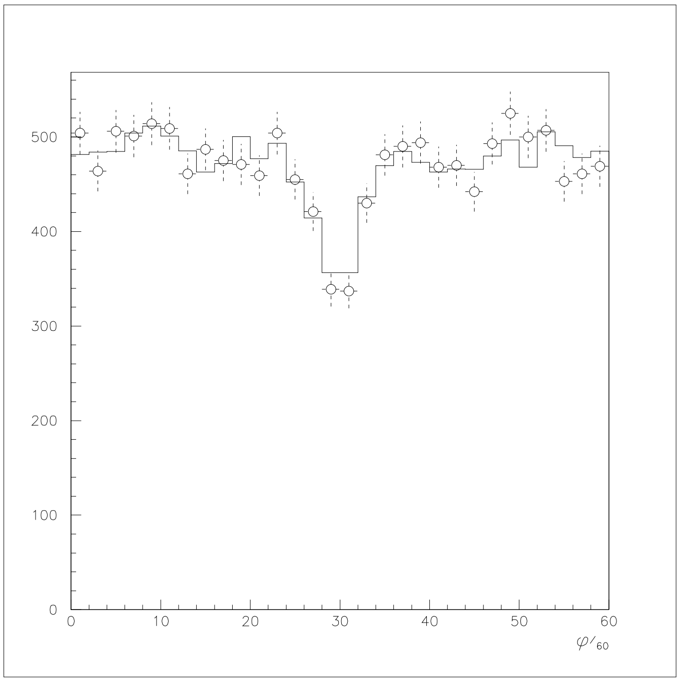

Figura IV.4: Comparación datos/simulación de la eficiencia de reconstrucción de trazas en la proximidad de los límites de los sectores de la TPC (a 30°)

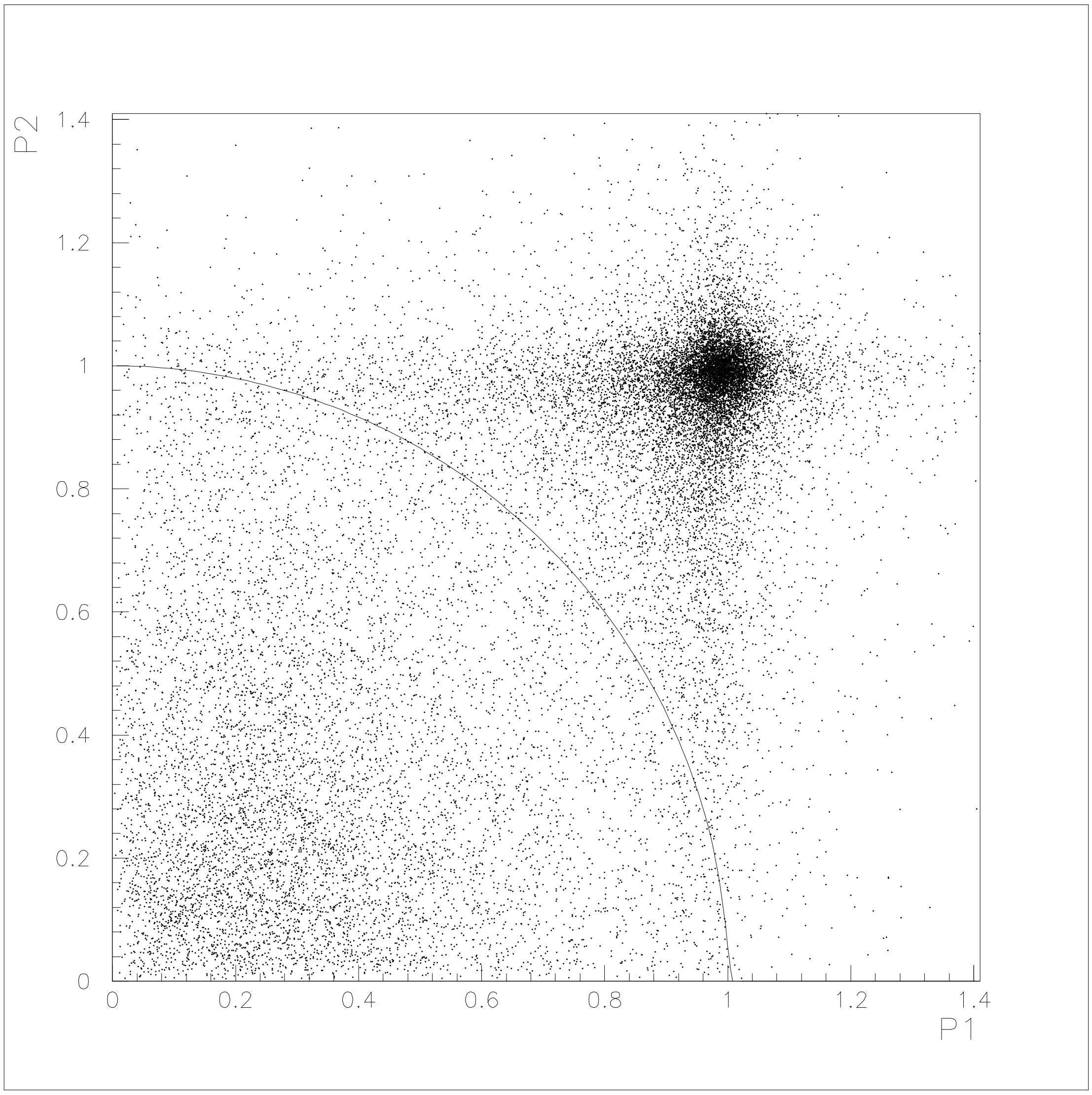

Figura IV.5: P1 frente a P2 para sucesos leptónicos (datos) con la línea de corte superpuesta. P1 y P2 son los momentos de las trazas principales en el hemisferio 1 y 2 respectivamente.

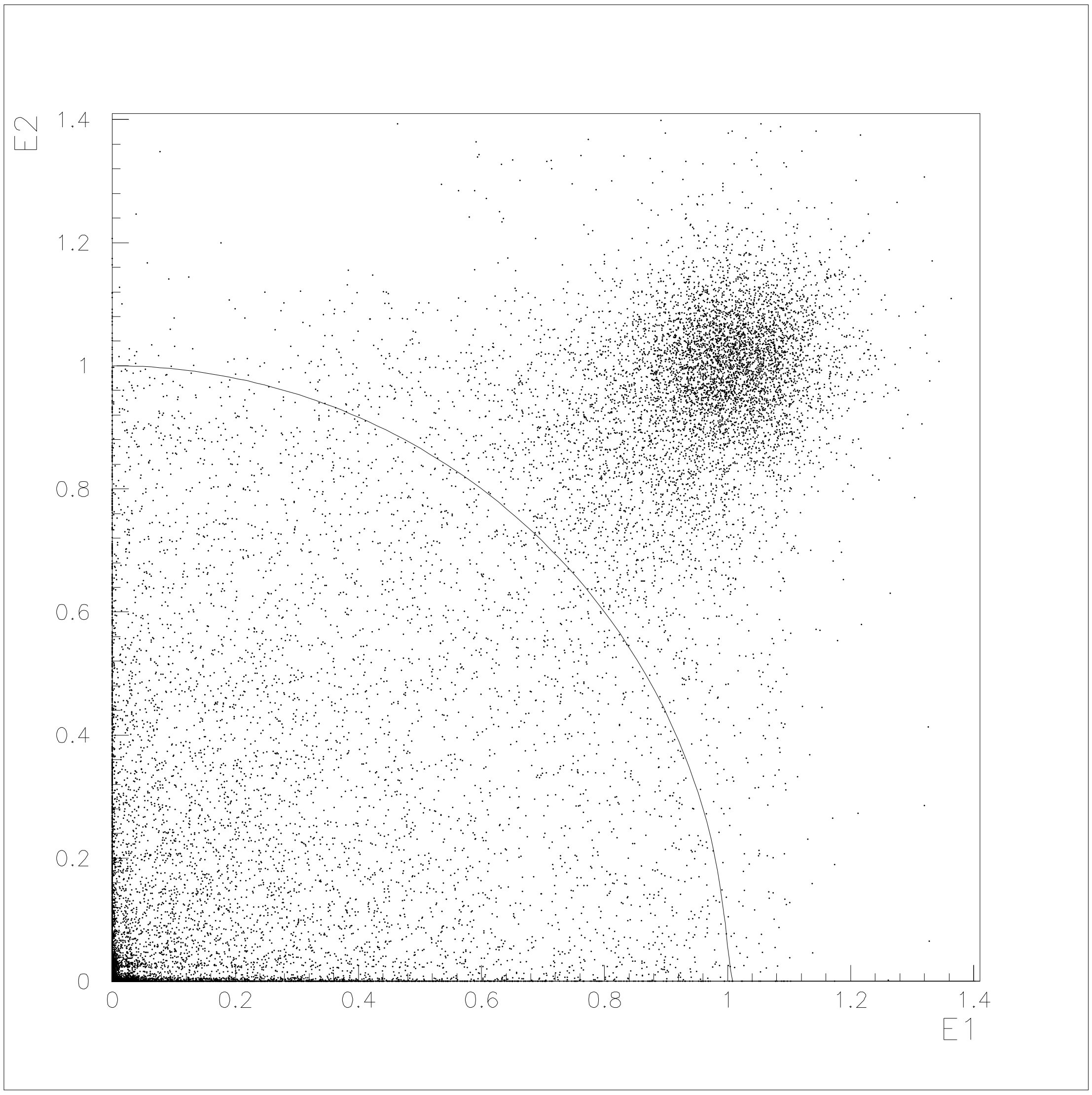

Figura IV.6: E1 frente a E2 para sucesos leptónicos (datos) con la línea de corte superpuesta. E1 y E2 son las energías electromagnéticas en el hemisferio 1 y 2 respectivamente.

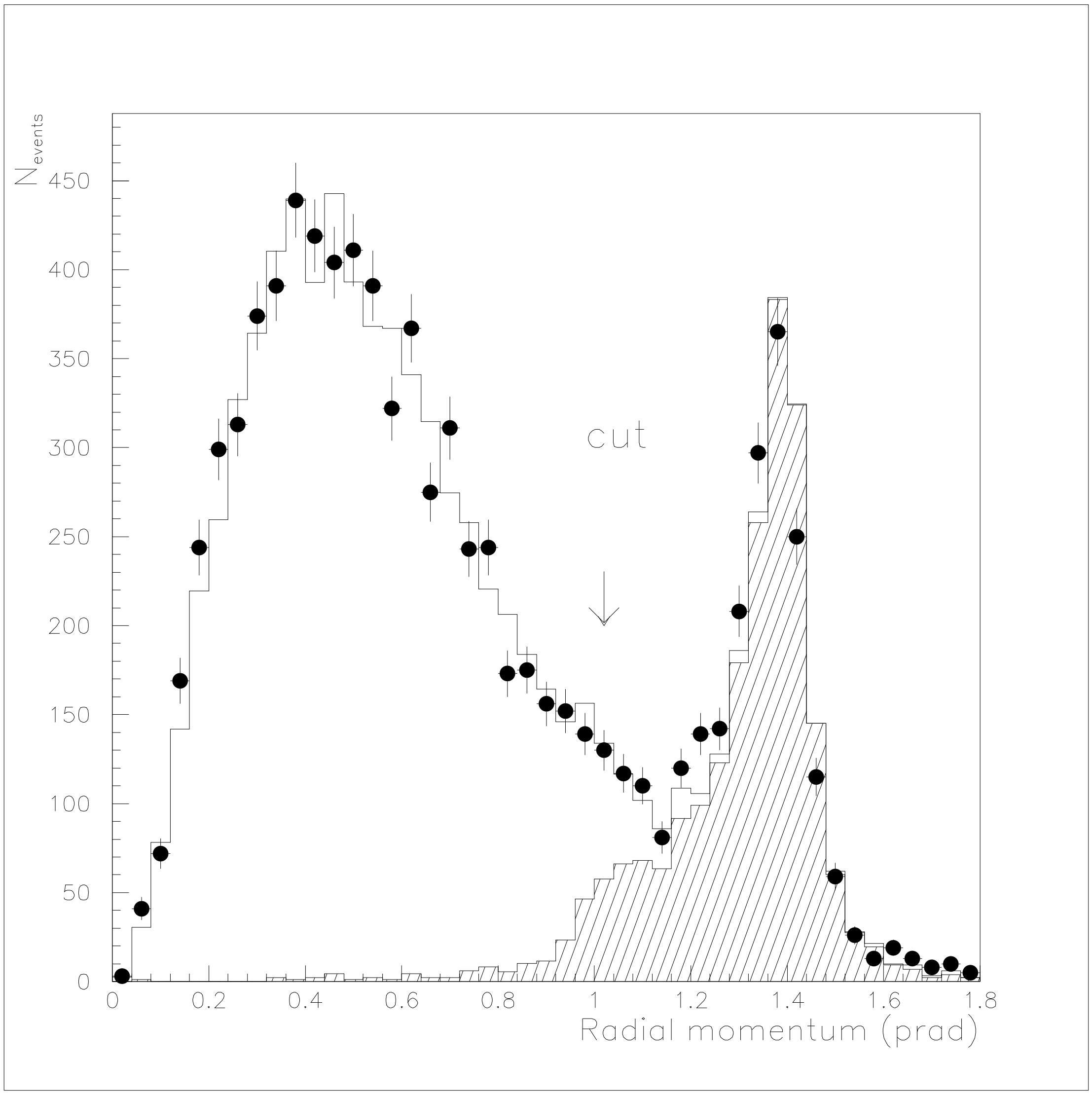

Figura IV.7: Distribución de P_{rad} antes del corte.

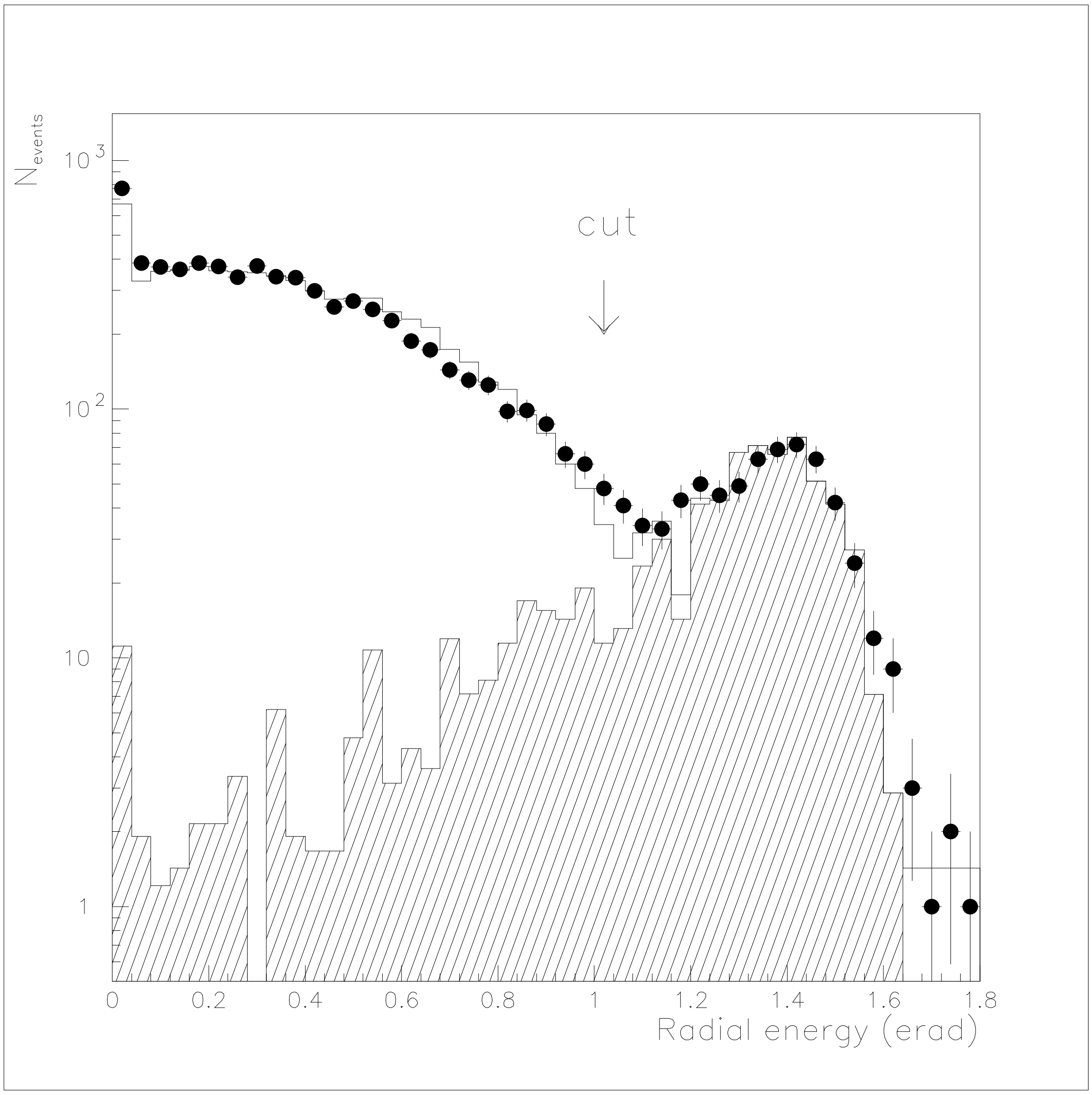

Figura IV.8: Distribución de E_{rad} antes del corte.

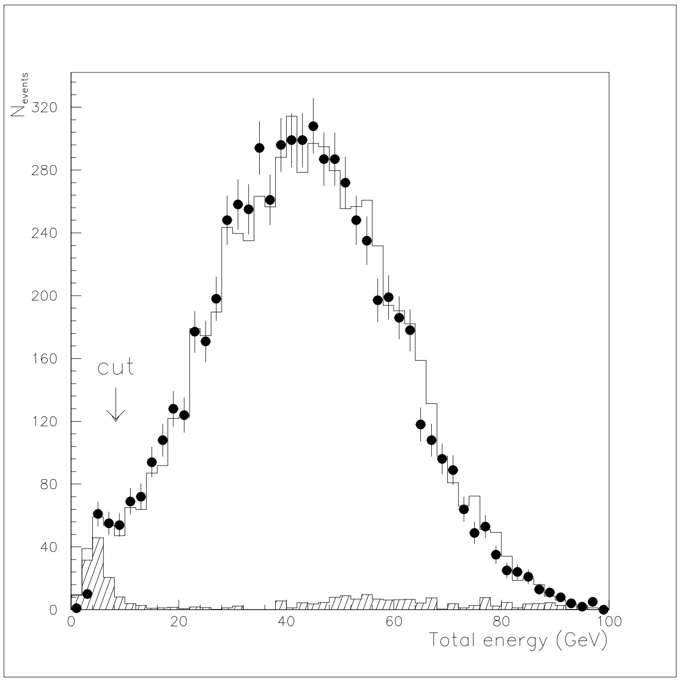

Figura IV.9: Distribución de la energía total antes del corte.

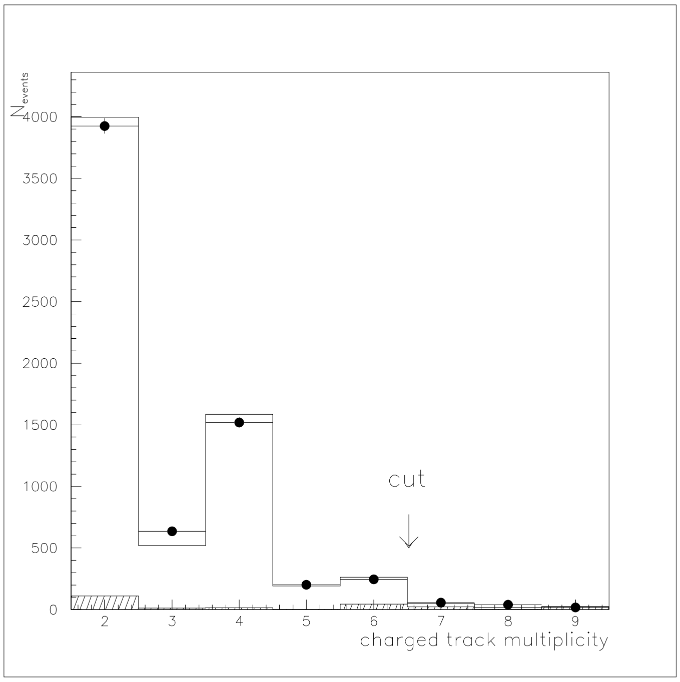

Figura IV.10: Multiplicidad cargada antes del corte.

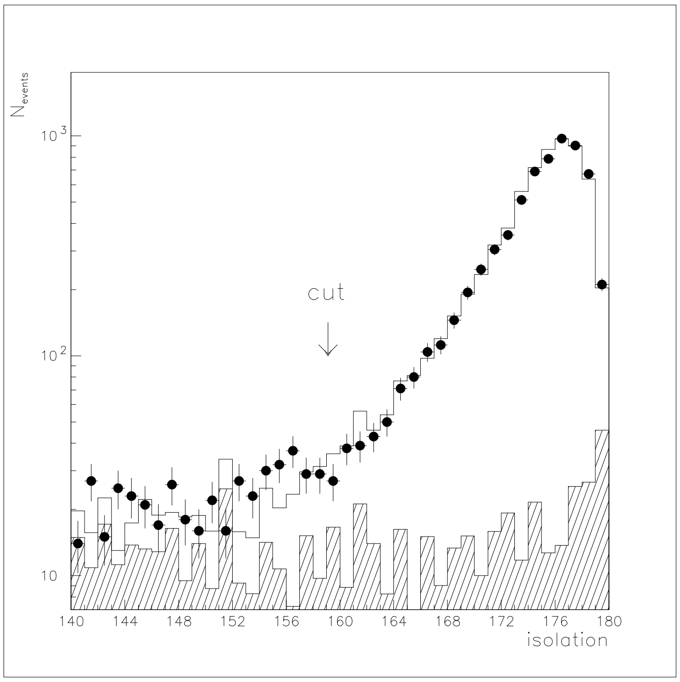

Figura IV.11: Distribución de θ_{iso} antes del corte.

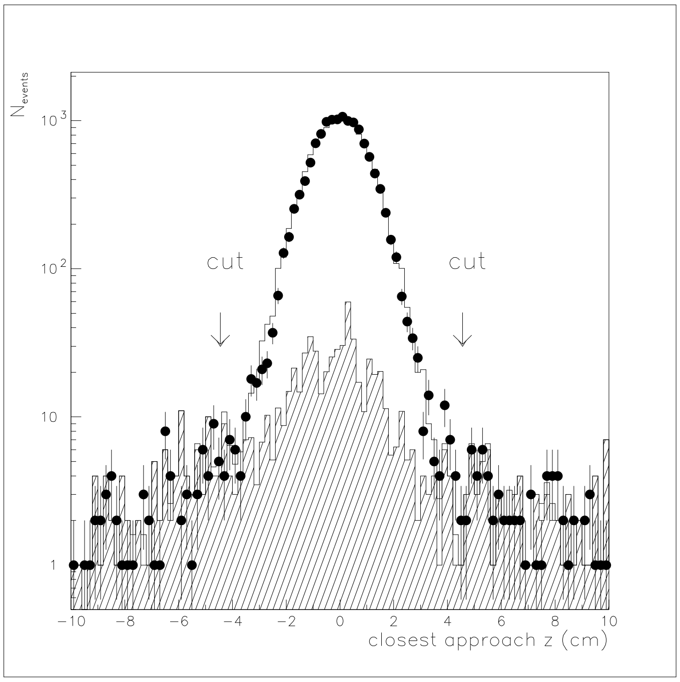

Figura IV.12: Distribución de z antes del corte.

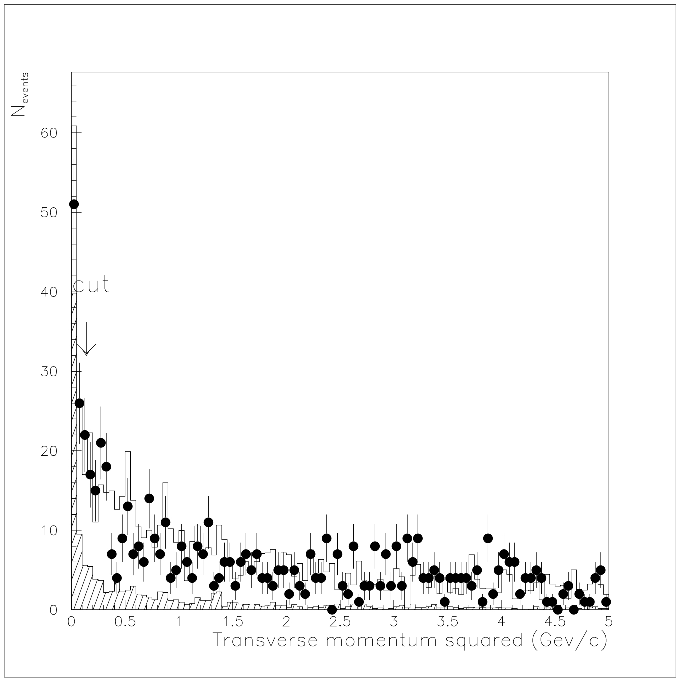

Figura IV.13: Distribución de momento transverso al cuadrado para sucesos de dos trazas antes del corte.

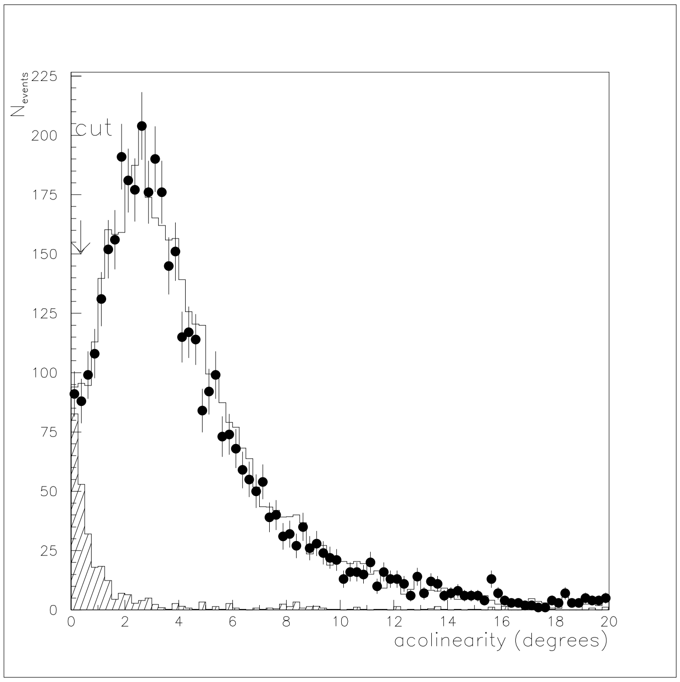

Figura IV.14: Distribución de acolinealidad para sucesos de dos trazas antes del corte.

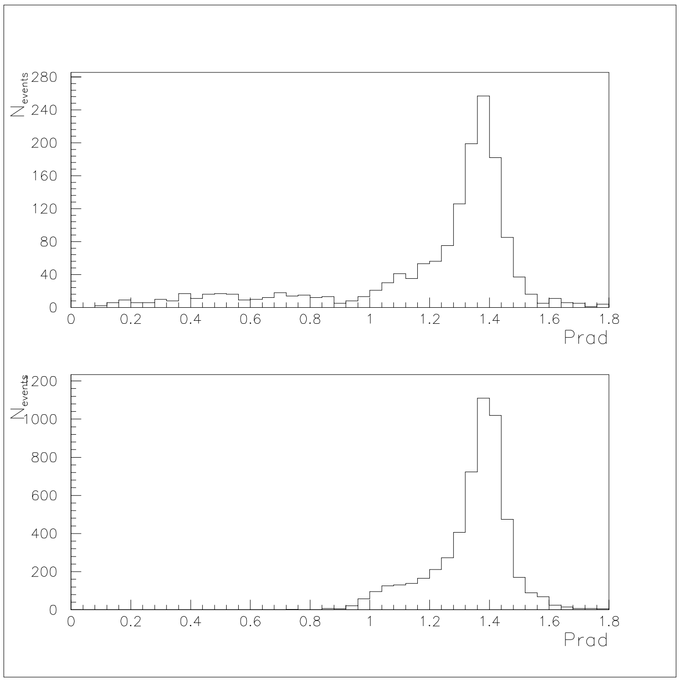

Figura IV.15: P_{rad} para $\mu^+\mu^-$ seleccionados dentros de la muestra de $\tau^+\tau^-$ antes del corte en P_{rad} para datos (arriba) y para $\mu^+\mu^-$ simulados(abajo).

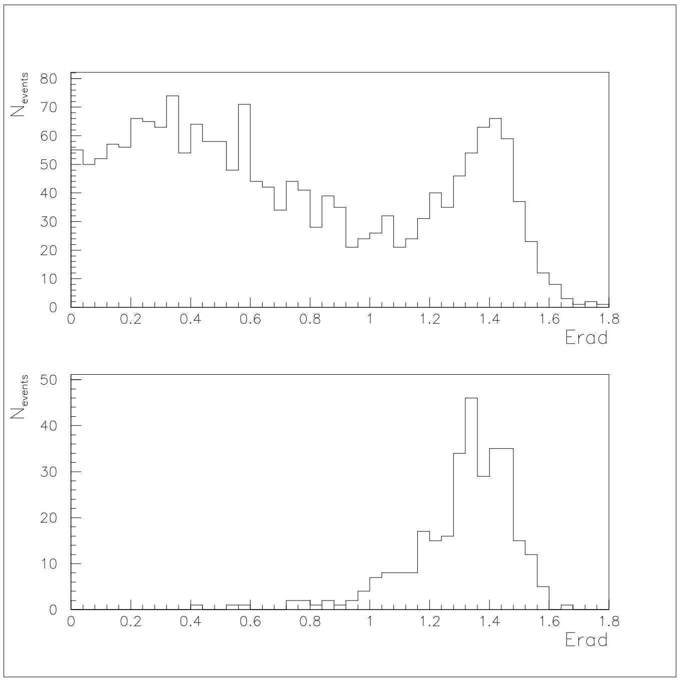

Figura IV.16: E_{rad} para e^+e^- seleccionados dentros de la muestra de $\tau^+\tau^-$ antes del corte en E_{rad} para datos (arriba) y para e^+e^- simulados(abajo).

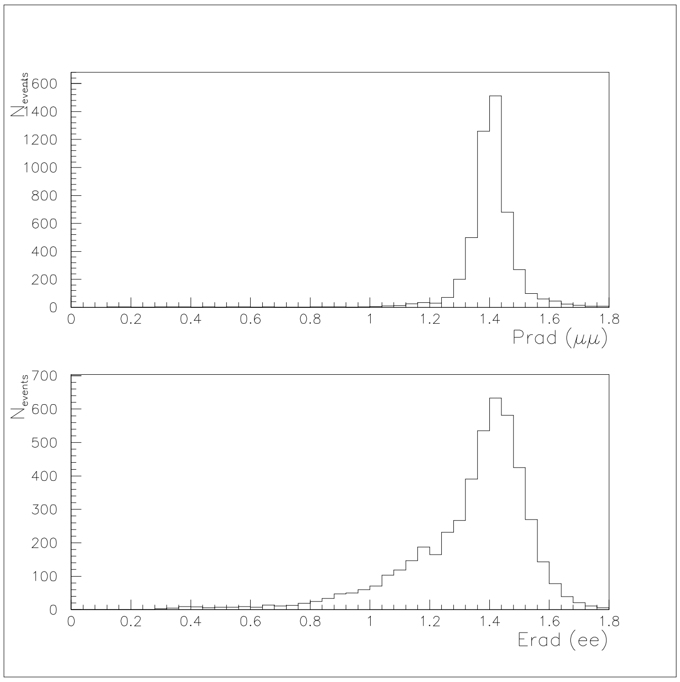

Figura IV.17: P_{rad} para una muestra de $\mu^+\mu^-$ (arriba). E_{rad} para una muestra de e^+e^- (abajo).

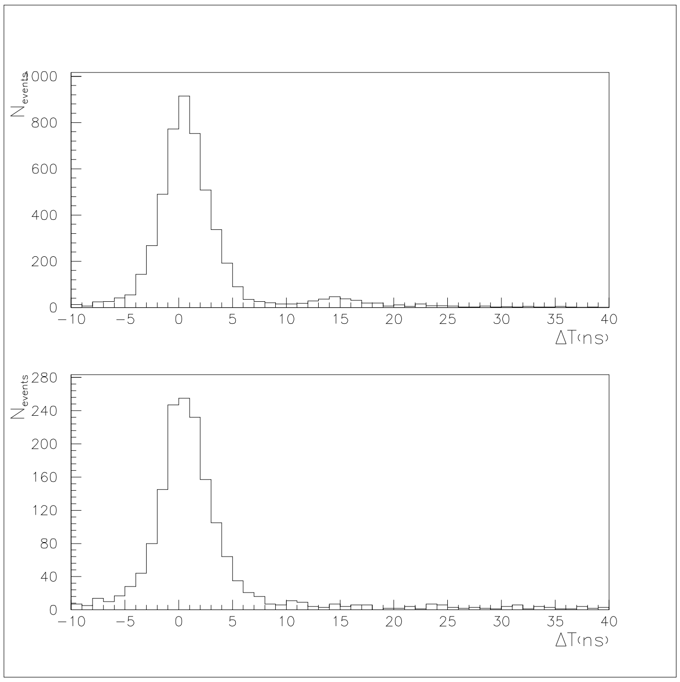

Figura IV.18: Tiempo de vuelo calculado por el OD para sucesos con dos trazas y señal en la cámaras de muones (arriba) y para $\tau^+\tau^-$ seleccionados (abajo).

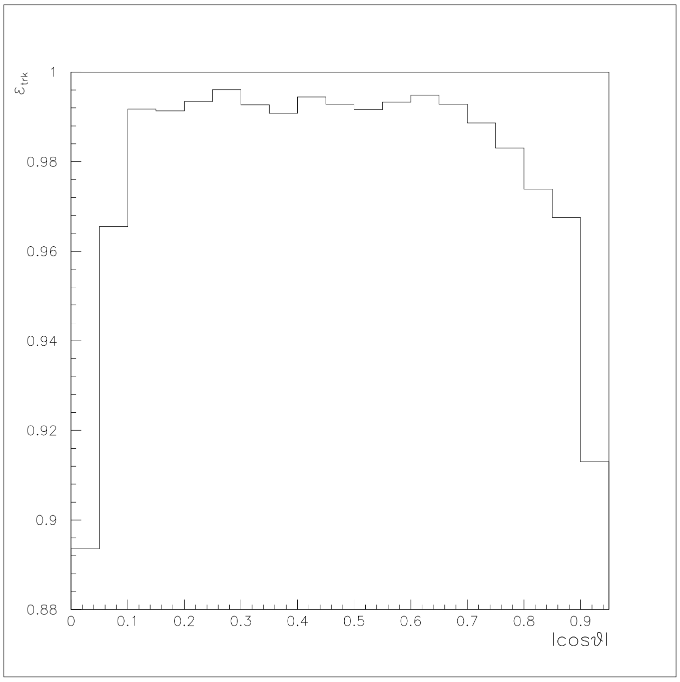

Figura IV.19: Eficiencia de reconstrucción de trazas aisladas en función del ángulo polar.

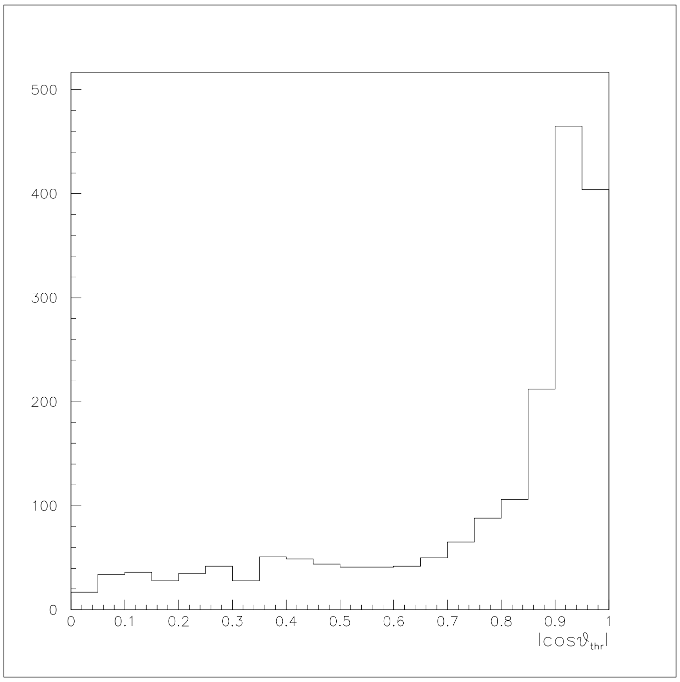

Figura IV.20: Angulo polar del eje de thrust para sucesos $q\bar{q}$ con multiplicidad cargada menor que 11.

Referencias

[1] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Z. Phys. C. 50,185-194(1991)

[2] DELSIM user guide DELPHI 89-67, reference manual 89-68.

[3] DELANA user guide DELPHI 89-44.

[4] J.Cuevas, J.Marco, et al., Nucl. Inst. and Meth. A274(1989)459.

[5] S. Jadach y Z. Was, Comp. Phys. Commun. 36 (1985) 191.

[6] F.A. Berends, W. Hollik y R. Kleiss, Nucl. Phys. B304 (1988) 712; M. Böhm, R. Kleiss y W. Hollik, Nucl. Phys. B304 (1988) 687.

[7] J.E. Campagne y R Zitoun, Zeit.Phys C43(1989)469.

[8] T. Sjöstrand Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347.

[9] F.A. Berends, P.H. Daverveldt and R. Kleiss,

[10] ODTIME package write up, DELPHI 91-106

[11] G. Valenti, DELPHI 92-18 DAS 123, 10 Feb 1992.

[12] P.Aarnio et al., Phys Lett 241B (1990) 425.

[13] P.Vaz, Tesis doctoral, LIP, Lisboa, 1991.

[14] P.Abreu et al., Nucl Phys B367 (1991) 511.

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

Capítulo V

Sección eficaz y asimetría de carga

$\therefore$

V.1 Introducción

En este capítulo paso a aplicar la selección anteriormente explicada a los datos tomados por el detector DELPHI durante los años 1990 y 1991, con una luminosidad total de unos 16.4 pb^{-1}, correspondientes cerca de medio millón de desintegraciones de Z^O a hadrones o leptones cargados, para el cálculo de la sección eficaz de producción y de la asimetría de carga.

Las medidas de secciones eficaces se han realizado únicamente en la zona barrel, puesto que la reducción en el error estadístico que se conseguiría de incluir la zona 'forward' no llegaría a compensar el aumento del error sistemático. Sin embargo, sí se ha utilizado la zona forward para la medida de la asimetría de carga con los datos de 1991, puesto que es menos afectada por estos errores y a la vez el error estadístico se reduce en mayor medida, al ser los sucesos con ángulos polares bajos más sensibles a la asimetría.

Estas medidas se han realizado por separado para cada punto de energía del barrido de LEP, para estudiar la dependencia de estas magnitudes con la energía en centro de masas. En principio debería haber 7 puntos: en $\sqrt{s} = M_Z$, $\sqrt{s} = M_Z \pm 1$, $\sqrt{s} = M_Z \pm 2$, $\sqrt{s} = M_Z \pm 3$, pero en realidad las energías de un año y otro no coinciden exactamente e incluso dentro de 1991, existen dos períodos de toma de datos en el pico con una pequeña diferencia, por lo que finalmente se han usado 15 puntos.

V.2 Medida de la energía

La medida de la energía de LEP, detallada en las referencias [1], [2] y [3] se ha realizado por tres métodos principalmente:

- medidas del campo mágnetico de los imanes deflectores
- medidas con protones inyectados en LEP
- medidas de depolarización resonante

El primer método tiene la ventaja de que se realiza 'on-line' mientras está funcionando el acelerador y se están tomando los datos, pero es poco preciso. El segundo da una mayor precisión, utilizando haces de protones almacenados en LEP a 20 GeV y aprovechando que, dado que su masa es mucho mayor que en el caso de los electrones, estas partículas no se comportan de modo ultrarelativista a estas energías. El tercero es con diferencia el más preciso y hace innecesario el anterior, pero sólo se utilizó a partir de la toma de datos de 1991. Se basa en el efecto observado [4] de polarización y depolarización de los haces de electrones y positrones, dependiendo de las condiciones del acelerador.

Son necesarias, además, algunas correcciones a posteriori debido a:

- efecto niquel; debido a la capa de 7 μm de este metal que recubre los imanes (sólo en el caso del primer tipo de medidas)
- efectos de temperatura
- campo magnético terrestre
- efectos de marea
- influencia de los dipolos correctores

Con estos métodos se puede obtener además la dispersión en energía dentro del haz que es $\Delta_{CM} = 51 \pm 5$ MeV

V.3 Medida de la luminosidad

La luminosidad se ha calculado aprovechando el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ en ángulos polares bajos, donde predomina la producción por procesos QED. Como todos los parámetros de esta teoría son bien conocidos, se puede calcular la sección eficaz teórica con gran precisión. Por medio de los monitores de luminosidad se pueden contar la cantidad de sucesos de este tipo durante un determinado período de tiempo. De esta forma se puede obtener la luminosidad integrada sobre ese tiempo como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{obs} - N_{fon}}{\epsilon \; \sigma_{ee}^{teo}} \tag{V.1}$$

siendo ϵ la eficiencia de detección de los sucesos e^+e^- en los monitores de luminosidad y N_{fon} el número de sucesos de fondo.

Durante el año 1990 sólo estuvo en funcionamiento el SAT, pero en 1991 para la medida de la luminosidad se utilizó la combinación de SAT y VSAT.

V.3.1 Medida con el SAT

El cálculo de la sección eficaz visible en el SAT, incluyendo aceptancias del detector y otros efectos de la selección, está basada en la simulación detallada del detector con DELSIM [5] de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, generados con el programa BABAMC [6]. Este generador incluye correcciones radiativas a orden $\mathcal{O}(\alpha)$, pero se han incluido ordenes mayores asignando a los sucesos pesos de acuerdo con el cálculo semianalítico más preciso realizado por el programa BHLUMI [7]. Además se han realizado otras correcciones a posteriori, bien desde el punto de vista experimental, para corregir algunas pequeñas diferencias entre la simulación y los datos, o bien desde el teórico, para la correcta inclusión de correcciones radiativas débiles y el término de interferencia electrodébil.

Los errores están resumidos en la tabla V.1 y se puede encontrar una descripción más detallada en [8] y [9].

V.3.2 Medida con el VSAT

Este monitor, incluido a partir de la toma de datos de 1991, cubre una zona angular más baja, entre 5 y 7 mrad en ángulo polar. Tiene dos ventajas frente al SAT, debido a este rango angular. Por una parte, en esa zona la sección eficaz de producción de e^+e^- es mucho mayor, reduciendo así el error estadístico de la medida. Por otra, la contribución del término de interferencia electrodébil, que causa algunos problemas teóricos en la zona del SAT, es despreciable para este rango angular. El inconveniente es que, al menos por el momento, los errores sistemáticos en la medida de la luminosidad absoluta son grandes, especialmente los relacionados con indeterminaciones geométricas y la teoría. Así, se

Contribution	90	91
Mask radius	0.21	0.21
ϕ acceptance	0.17	0.14
Unmasked acceptance borders	0.10	0.10
Interaction point position	0.13	0.13
Energy cut	0.25	0.25
Fake high energy deposits at small radii	0.16	0.08
Data behind ϕ-mask	0.15	0.15
Less than half of energy in inner ring	0.10	0.10
Monte Carlo statistics	0.03	0.03
Trigger efficiency	0.13	0.02
Off-momentum background	0.14	0.05
Dead channel correction	0.16	0.10
Miscellaneous	0.20	-
Total experimental	0.6	0.5
Theory	0.3	0.3
Total systematic uncertainty	0.7	0.6

Tabla V.1: Contribuciones al error sistemático (en %) en la medida de la luminosidad con el SAT.

está utilizando la luminosidad total del SAT para normalizar la del VSAT y se usa la información de éste para dar con mayor precisión las luminosidades relativas. En particular para este estudio se ha utilizado el VSAT para los puntos de E_{CM} fuera del pico de la resonancia, realizando su normalización igualando las luminosisdades medidas en el pico.

La sección eficaz visible se calcula análogamente al caso anterior, con la simulación detallada de sucesos generados con BABAMC, con la diferencia de que se estudia detenidamente el efecto de la posición real del vértice de interacción, su anchura y posibles movimientos, dado que al estar el detector tan próximo al haz, variaciones mínimas pueden alterar el ángulo real de producción y por tanto la sección eficaz.

En la tabla V.2 se resumen los principales errores sistemáticos, más detalle se puede encontrar en [9] o [10].

Contribution	Uncertainty (%)
Errors from correction factors	0.07
Uncertainty from errors on measured parameters	0.04
Fiducial volume cut	0.04
Energy cut	0.02
Trigger efficiency, Bhabha selection	0.01
Total uncorrelated systematic error	0.07
Total correlated systematic error	0.06
Total systematic error	0.09

Tabla V.2: Contribuciones al error sistemático de la luminosidad del VSAT.

V.4 Sección eficaz

Para el cálculo de la sección eficaz se ha utilizado la selección descrita en el capítulo anterior, contando el número de sucesos seleccionados (N_{obs}) para cada energía de LEP y aplicando la siguiente fórmula:

$$\sigma_{\tau\tau}(s) = (\frac{N_{obs}}{\mathcal{L}} - \delta\sigma_t - \delta\sigma_{\gamma\gamma})\frac{1+\delta_{disp}}{\epsilon_{\tau\tau}\ (1+\delta_{res})} \tag{V.2}$$

En principio, todas las magnitudes de esta fórmula dependen de la energía en centro de masas, pero $\epsilon_{\tau\tau}$, δ_{res} y $\delta\sigma_{\gamma\gamma}$, eficiencia de selección, fondo resonante y fondo constante (básicamente $\gamma\gamma$), según lo explicado en el capítulo anterior, se pueden considerar constantes.

El término $\delta\sigma_t$ considera la componente del fondo del proceso $e^+e^- \to e^+e^-$ que no varía proporcionalmente a $\sigma_{\tau\tau}$, esto es, la parte no proviniente del canal s. Para ello se ha utilizado el programa semianalítico ZFITTER [11] que proporciona la sección eficaz total y de la parte s de dicho proceso. Teniendo en cuenta las luminosidades, las energías y las sección eficaz teórica en cada punto y sabiendo el número total estimado de sucesos de fondo e^+e^- se puede obtener la fracción que corresponde a canal s puro y la correspondiente al resto, así como la cantidad de éstos en cada punto (tabla V.3).

El término δ_{disp} se debe a la dispersión de energía de los haces mencionada antes. Dado que los haces no son completemente monocromáticos, la interacción no se produce exactamente a la energía central nominal, sino que hay una distribución, aproximadamente gaussiana en torno a este punto. Esto hace que la sección eficaz real observada sea la convolución:

$$\sigma_{obs}(E) = \int \sigma(E')\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta}\ e^{-\frac{(E-E')^2}{2\ \Delta^2}} dE' \simeq \sigma(E)\ (1+\frac{1}{2}\frac{\sigma''(E)}{\sigma(E)}\ (\frac{\Delta}{E})^2) \tag{V.3}$$

La aproximación proviene de un desarrollo en serie de Taylor de $\sigma(E')$ en torno a E y es correcta ya que $\frac{\Delta}{E} \approx 5\ 10^{-4}$ es pequeño. Esto implica que también las

E_{CM}	$\delta\sigma_t$ (pb)	δ_{disp} (%)
$M_Z - 3$	1.9	-0.053
$M_Z - 2$	2.0	-0.075
$M_Z - 1$	2.1	-0.049
M_Z	1.3	0.117
$M_Z + 1$	0.0	0.010
$M_Z + 2$	0.0	-0.042
$M_Z + 3$	0.0	-0.033

Tabla V.3: Correcciones a la sección eficaz por el fondo de bhabhas y por la dispersión de energía de LEP.

correcciones serán muy pequeñas (son siempre menores del 0.1 %. El cálculo de la derivada segunda ha sido realizado numéricamente, por medio del método de incrementos finitos, utilizando los valores de σ proporcionados por ZFITTER. Los factores obtenidos se resumen en la tabla V.3.

Los errores sistemáticos en la sección eficaz provienen de la indeterminación en la eficiencia y de la substracción del fondo, ambos aspectos explicados con detalle en el capítulo anterior y resumidos en la tabla IV.1, y de los errores en la medida de la luminosidad (tablas V.1 y V.2). En la tabla V.4 se exponen los resultados finales obtenidos. En el error sistemático no está incluido el correspondiente a la luminosidad, puesto que es conveniente considerarlo por separado por estar correlacionado con el correspondiente a otras medidas de secciones eficaces de otros procesos en DELPHI con las que se quiere combinar estos resultados (por ejemplo este error se cancela cuando estudiamos $R_{\tau\tau}$, el cociente entre las secciones eficaces a $\tau^+\tau^-$ y hadrónicas).

año 1990			
$\sqrt{s}$ (GeV)	n° de sucesos $\tau^+\tau^-$	Lumi. Int. (nb^{-1})	$\sigma_{\tau\tau}$ (nb)
88.221	45	369	$0.232 \pm 0.036 \pm 0.003$
89.216	96	403	$0.461 \pm 0.048 \pm 0.005$
90.211	200	389	$1.000 \pm 0.072 \pm 0.010$
91.213	1969	2626	$1.472 \pm 0.033 \pm 0.014$
92.207	202	371	$1.069 \pm 0.075 \pm 0.010$
93.207	147	451	$0.637 \pm 0.053 \pm 0.006$
94.201	94	473	$0.388 \pm 0.040 \pm 0.004$
año 1991			
$\sqrt{s}$ (GeV)	n° de sucesos $\tau^+\tau^-$	Lumi. Int. (nb^{-1})	$\sigma_{\tau\tau}$ (nb)
88.464	90	707	$0.223 \pm 0.025 \pm 0.003$
89.455	156	621	$0.464 \pm 0.038 \pm 0.004$
90.209	267	600	$0.794 \pm 0.050 \pm 0.006$
91.208	2024	2554	$1.469 \pm 0.033 \pm 0.011$
91.238	3148	3963	$1.470 \pm 0.026 \pm 0.011$
91.952	430	680	$1.182 \pm 0.058 \pm 0.009$
92.952	236	624	$0.702 \pm 0.046 \pm 0.005$
93.702	195	672	$0.542 \pm 0.039 \pm 0.004$

Tabla V.4: Número de sucesos seleccionados, luminosidades integradas y secciones eficaces de $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para distintas energías en centro de masas. El primer error citado es el estadístico y el segundo el sistemático, excluyendo el error en la luminosidad.

V.5 Asimetría de carga

Como ya se vio se puede obtener la asimetría de carga según (aquí y en las proximas expresiones utilizaré $x = \cos\theta$):

$$A_{FB} = \frac{\int_0^1 \sigma(x)dx - \int_{-1}^0 \sigma(x)dx}{\int_0^1 \sigma(x)dx + \int_{-1}^0 \sigma(x)dx} \tag{V.4}$$

Lo cual equivale simplemente a contar sucesos de $x > 0$ y $x < 0$. En realidad esta expresión es sólo cierta si la eficiencia de selección es constante para todo el intervalo angular, si no lo que se mide al contar de esta forma es:

$$\int \sigma(x)\epsilon(x)dx \tag{V.5}$$

de manera que la asimetría que se obtiene es:

$$\overline{A_{FB}} = \frac{\int_0^1 \sigma(x)\ \epsilon(x)dx - \int_{-1}^0 \sigma(x)\ \epsilon(x)dx}{\int_0^1 \sigma(x)\ \epsilon(x)dx + \int_{-1}^0 \sigma(x)\ \epsilon(x)dx} = \alpha\ A_{FB} \tag{V.6}$$

donde α es el factor que tiene en cuenta este efecto. Su expresión se obtiene de substituir la sección eficaz de I.17 en V.6:

$$\alpha = \frac{8}{3}\frac{\int_0^1 \epsilon(x)\ x\ dx}{\int_0^1 \epsilon(x)\ (1+x^2)\ dx} \tag{V.7}$$

Este factor α complica el análisis e introduce nuevas fuentes de errores sistemáticos. Existe sin embargo otro método que evita esto e incluso reduce el error estadístico. Consiste en realizar una ajuste de máxima verosimilitud a la distribución teórica en aproximación de Born (ecuación I.17), teniendo como único parámetro libre la asimetría, o sea, minimizar la función

$$\mathcal{L} = \prod_i \left(\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta_i) + A_{FB}\cos\theta_i\right) \tag{V.8}$$

siendo el producto sobre todos los sucesos. La medida es afectada por la dependencia en θ de la eficiencia, siempre que sea simétrica. El inconveniente estriba en que se desprecian las correcciones radiativas que distorsionan ligeramente la distribución. Sin embargo, estas distorsiones son despreciables para el nivel de precisión actual (están por debajo del 0.1 %). Por tanto se ha escogido este método para obtener los resultados finales, aunque también se utilizó el método de contado, a modo de comprobación.

V.5.1 Definición de la dirección

Para los dos métodos es necesario reconstruir la dirección en que se produjo el par de τ a partir de sus productos de desintegración. Para ello se utilizará el eje de thrust (definido en IV.1). Se puede ver que, pese a los varios neutrinos que escapan indetectados, con esta variable se reconstruye el valor inicial del $\cos\theta$ con muy buena aproximación. Se comprobó este hecho sobre datos simulados, concluyendo que la desviación cuadrática media de la diferencia entre el valor del $\cos\theta$ generado y el así medido es $\Delta\cos\theta = 0.018 \pm 0.004$ ($\Delta\theta \simeq 1°$).

Esto introduce una variación en A_{FB} proporcional a $\cos^2\theta$, lo que se obtiene de realizar una convolución de la expresión I.17 con una gaussiana, de forma análoga a como se hizo con la expresión V.3. Es una corrección completamente despreciable en relación con otros errores sistemáticos y estadísticos ($\approx 0.001\ A_{FB}$).

V.5.2 Definición de la carga

Puesto que la definición de $\cos\theta$ se basa en la dirección del fermión saliente de carga negativa, es necesario calcular la carga de cada τ. Se ha estudiado sobre datos la probabilidad de asignar incorrectamente el signo a un τ (un hemisferio), dependiendo de la multiplicidad cargada. En el caso de número par de trazas la probabilidad se calcula sobre los casos en que se puede asignar alguna carga, no siendo considerados los de carga total 0.

Estas probabilidades se pueden calcular directamente de los datos. Para el caso de multiplicidades impares, basta con estudiar la proporción de sucesos con carga compensada en topologías 1-1, 1-3, 1-5 y 3-3 y realizar un ajuste de las probabilidades de equivocación para cada multiplicidad, suponiendo independencia. Por ejemplo, la proporción de sucesos 1-1 con carga compensada será $(1-p_1)^2 + p_1^2$, siendo p_1 la probabilidad de definir mal la carga de una traza aislada; en 1-3 será $(1-p_1)(1-p_3) + p_1p_3$, etc. En el caso de multiplicidades pares se puede obtener mirando en los hemisferios correspondientes la proporciones de $|q_{tot}| = 0,\ 2$, etc. En la tabla V.5 están presentados los resultados obtenidos.

Con estos datos se puede calcular la probabilidad de confundir la asignación global de carga en el suceso, esto es, exigiendo carga compensada, la probabilidad de que ambos taus estén mal medidos. En la tabla V.6 se muestran estos valores para todas las topologías posibles. Está incluido como topología 1-n aquellos sucesos con una única traza aislada y la carga del otro τ está mal definida (especialmente en las topologías 1-2 y 1-4, con carga 0), definiéndose la carga global en función de la de la traza aislada. Se muestra también la cantidad de sucesos en cada caso, para los datos del 91, siendo las proporciones en datos del 90 muy similares.

Considerando las probabilidades y proporciones de sucesos de cada topología de esta tabla, se rechazan las topologías 2-2, 2-3 y 2-4, puesto que su

n° trazas	probabilidad	
	90	91
1	1.07 ± 0.17	$0.7 \pm 0.1\%$
2	6.9 ± 6.0	$12.4 \pm 2.0\%$
3	4.41 ± 0.8	$3.6 \pm 0.5\%$
4	34.8 ± 7.5	$23.2 \pm 8.1\%$
5	13.6 ± 6.6	$11.7 \pm 4.0\%$

Tabla V.5: Probabilidad de asignación de carga incorrecta a un τ para cada multiplicidad cargada.

topol.	probabilidad (en %)		sucesos
	90	91	
$1-1$	0.011 ± 0.004	0.005 ± 0.001	3802
$1-2$	0.07 ± 0.06	0.081 ± 0.015	213
$1-3$	0.047 ± 0.006	0.023 ± 0.007	1418
$1-4$	0.37 ± 0.10	0.151 ± 0.076	38
$1-5$	0.15 ± 0.07	0.076 ± 0.038	67
$3-3$	0.19 ± 0.07	0.130 ± 0.036	146
$1-n$	1.07 ± 0.17	0.7 ± 0.1	530
$2-2$	0.47 ± 0.83	1.5 ± 0.5	3
$2-3$	0.30 ± 0.27	0.9 ± 0.3	34
$2-4$	2.4 ± 2.1	5.8 ± 1.5	0

Tabla V.6: Probabilidad de realizar una asignación global de carga incorrecta para cada topología.

contribución estadística es muy baja y su contribución al error sistemático es grande. Sin embargo, dado que este análisis está dominado aún por los errores estadísticos, sí es interesante incluir los sucesos 1-n, aunque es posible que en próximos análisis, con mayor cantidad de datos haya que rechazarlos también.

El efecto sobre A_{FB} se puede corregir aplicando un factor de corrección $\frac{1}{1-2p}$ (con su correspondiente error $\frac{2\Delta p}{(1-2p)^2}$). Sin embargo, como el proceso es muy engorroso, habría que corregir por separado la asimetría calculada para cada topología, y los factores de corrección son muy pequeños en comparación con los errores del estudio, no se aplicarán estas correcciones y se considerará la mayor de ellas como un error sistemático. Así el error para los datos de 1990 será de $0.02 \times A_{FB}$ y para los de 1991 de $0.014 \times A_{FB}$. Todo esto para la zona barrel del detector, en la zona forward la identificación de la carga es un poco peor. La probabilidad de confusión de carga para sucesos con una traza es de 1.75 % que determina un error de $0.035 \times A_{FB}$

V.5.3 Substracción del fondo

En general, el fondo no afecta apenas a la medida de la asimetría, bien por ser muy pequeño o bien porque su comportamiento es igual que para $\tau^+\tau^-$ y el resultado no se ve afectado. Sin embargo, la contribución del canal t de e^+e^- puede ser peligrosa, debido a su fuerte asimetría, especialmente en la zona forward.

Para ello se ha utilizado ZFITTER [11], teniendo en cuenta la proporción de este proceso calculada anteriormente y la dependencia angular de la eficiencia de selección para los e^+e^-. Se obtienen unos valores (tabla V.7) que se restan al valor obtenido directamente del ajuste. Se introduce un error sistemático dominado por la indeterminación en la cantidad de este tipo de fondo en cada punto de energía (ver la sección IV.6.2), que supone un 30 % de la corrección.

	δA_{FB}	
E_{CM}	$43 < \theta < 137$	$25 < \theta < 155$
$M_Z - 3$	0.020	0.050
$M_Z - 2$	0.005	0.028
$M_Z - 1$	0.005	0.015
M_Z	0.0022	0.006
$M_Z + 1$	0.0010	0.005
$M_Z + 2$	0.0005	0.006
$M_Z + 3$	0.0005	0.008

Tabla V.7: Desplazamiento en A_{FB} debido a la contaminación del canal t del proceso $e^+e^- \to e^+e^-$.

V.5.4 Efectos de los cortes

Se estudiaron posibles sesgos introducidos por los cortes aplicados en la selección o por la aceptancia angular del análisis. Para ello se utilizaron 700000 $\tau^+\tau^-$ generados a distintas energías, aplicando sobre ellos los distintos criterios de selección. No se observó ninguna desviación significativa por encima del error estadístico, lo que equivale a decir que el error es menor que 0.001.

V.5.5 Resultados

Los resultados así obtenidos se muestran en las tablas V.8 y V.9. El error sistemático final tiene tres componentes, sumadas en cuadratura, una proporcional a la asimetría medida, procedente de la identificación de carga; otra proporcional a δA_{FB} producido por el fondo de bhabhas y otra constante, de los efectos de los cortes y de despreciar las correcciones radiativas. El error sistemático global es, por tanto:

- año 90 (barrel), $\Delta(A_{FB})_{90} = 0.021A_{FB} \oplus 0.3\ \delta A_{FB} \oplus 0.0014$
- año 91 (barrel), $\Delta(A_{FB})_{91b} = 0.014A_{FB} \oplus 0.3\ \delta A_{FB} \oplus 0.0014$
- año 91 (forward), $\Delta(A_{FB})_{91f} = 0.035A_{FB} \oplus 0.3\ \delta A_{FB} \oplus 0.0014$

año 1990		
$\sqrt{s}$ (GeV)	n° de sucesos $\tau^+\tau^-$	$A_{FB}^{\tau\tau}$
88.221	43	$-0.154 \pm 0.148 \pm 0.008$
89.216	93	$0.038 \pm 0.114 \pm 0.005$
90.211	198	$-0.126 \pm 0.073 \pm 0.004$
91.213	1912	$0.017 \pm 0.025 \pm 0.002$
92.207	198	$0.089 \pm 0.076 \pm 0.002$
93.207	141	$-0.092 \pm 0.095 \pm 0.003$
94.201	92	$0.155 \pm 0.118 \pm 0.004$
año 1991		
$\sqrt{s}$ (GeV)	n° de sucesos $\tau^+\tau^-$	$A_{FB}^{\tau\tau}$
88.464	86	$-0.126 \pm 0.115 \pm 0.007$
89.455	155	$-0.073 \pm 0.085 \pm 0.004$
90.209	253	$-0.218 \pm 0.064 \pm 0.003$
91.208	1965	$0.000 \pm 0.024 \pm 0.002$
91.238	3082	$0.049 \pm 0.019 \pm 0.002$
91.952	416	$0.067 \pm 0.052 \pm 0.002$
92.952	234	$0.071 \pm 0.068 \pm 0.003$
93.702	191	$0.100 \pm 0.078 \pm 0.004$

Tabla V.8: Número de sucesos seleccionados y asimetrías de carga para el proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en la zona barrel para distintas energías en centro de masas. El primer error citado es el estadístico y el segundo el sistemático.

$\sqrt{s}$ (GeV)	A_{FB} (forward)	A_{FB} (barrel+forward)
88.465	$0.110 \pm 0.142 \pm 0.027$	$-0.070 \pm 0.090 \pm 0.013$
89.457	$-0.126 \pm 0.136 \pm 0.013$	$-0.120 \pm 0.072 \pm 0.006$
90.210	$0.013 \pm 0.092 \pm 0.008$	$-0.152 \pm 0.053 \pm 0.004$
91.208	$0.027 \pm 0.037 \pm 0.004$	$0.002 \pm 0.020 \pm 0.003$
91.238	$0.023 \pm 0.031 \pm 0.004$	$0.038 \pm 0.016 \pm 0.003$
91.953	$0.178 \pm 0.070 \pm 0.005$	$0.101 \pm 0.042 \pm 0.003$
92.952	$-0.061 \pm 0.112 \pm 0.009$	$0.031 \pm 0.059 \pm 0.004$
93.702	$0.133 \pm 0.117 \pm 0.011$	$0.108 \pm 0.065 \pm 0.005$

Tabla V.9: Asimetría de carga calculada para sucesos en la zona forward y resultado de combinar los valores barrel y forward (datos de 1991).

Referencias

[1] R. Bailey et al., CERN SL/90-95 (o Proc. de 2nd European Accelerator Conference, Nice, June 1990)

[2] L. Arnaudon et al., CERN PPE/92-125, CERN SL/92-37

[3] L. Arnaudon et al., CERN PPE/92-49, CERN SL/92-16

[4] L. Knudsen et al., Phys. Lett. B270 (1991) p.97

[5] DELSIM user guide DELPHI 89-67, reference manual 89-68.

[6] F.A. Berends, W. Hollik, and R. Kleiss, Nucl. Phys. B304 (1988) 712; M. Böhm, R. Kleiss and W. Hollik, Nucl. Phys. B304 (1988) 687.

[7] S. Jadach et al.,BHLUMI 2.01, CERN TH 6230/91

[8] P. Abreu et al.,Nuc.Phys. B237 (1991) 511.

[9] D. Bardin et al., DELPHI 92-114 PHYS 220 (o Proc. de XXVI Conference on High Energy Physics, Dallas, August 1992)

[10] Delphi Coll., DELPHI 92-77 PHYS 188 (o Proc de XXVI Conference on High Energy Physics, Dallas, August 1992)

[11] D. Bardin et al., CERN TH 6443 (1992)

Capítulo VI

Polarización

$\therefore$

VI.1 Introducción

Ya se ha mencionado anteriormente la importancia de la medida de la polarización del τ dentro de los 'test' de precisión del sector electrodébil del Modelo Estándar. En este capítulo se describirá la medida de la polarización promedio y la asimetría de polarización, utilizando las desintegraciones hadrónicas del τ (únicamente con los datos tomados en 1991).

El enfoque del método propuesto difiere significativamente del usado habitualmente para estas medidas. Por lo general, se mide la polarización por separado para cada uno de los canales de desintegración y se combinan después los resultados. Esto conduce a la necesidad de la identificación del tipo de desintegración, especialmente complicado en el caso de los canales hadrónicos, donde la no identificación de un π°, bien sea por superposición de su señal electromagnética con la de las trazas cargadas, por la no separación de los dos fotones del π° o simplemente por la pérdida de algún fotón debido a ineficiencias del detector, conduce a una identificación errónea del canal. Esto hace que las selecciones de canales hadrónicos tengan que ser muy estrictas, puesto que la signatura de los habitualmente utilizados para medir la polarización, π, ρ y a_1, prácticamente se diferencia sólo por el número de π° en el estado final, con la consiguiente pérdida de sucesos y el mayor riesgo de introducir sesgos. A pesar de estas selecciones tan exigentes, la mayor fuente de errores sistemáticos en cada análisis exclusivo de este tipo siguen siendo la contaminación por el resto de los canales hadrónicos.

El método utilizado aquí evita estos problemas, ya que se mide conjuntamente la polarización del τ con todos los canales hadrónicos, aprovechando el hecho de su dependencia similar con P_τ (ver las expresiones II.13 y II.16). De esta manera la identificación consiste únicamente en separar e y μ de π acompañado o no por uno o varios π°, lo cual es relativamente sencillo y requiere criterios de selección mucho más suaves, reduciendo los errores sistemáticos y aumentando la eficiencia de selección. Por otra parte, aparecen algunos inconvenientes como la pérdida de sensibilidad a P_τ y la excesiva dependencia de la simulación.

Usando este nuevo método, que obtiene su sensibilidad a P_τ básicamente del canal π y ρ y de forma secundaria del a_1, se alcanza una precisión parecida a la obtenida por los procedimientos estándar. Además es parcialmente independiente de los aquéllos tanto estadísticamente (aproximadamente la mitad de los datos son comunes a los análisis inclusivos realizados en DELPHI, si se parte de la misma muestra inicial) como en sistemática (la mayoría de los problemas son distintos aunque hay algunos aspectos comunes).

VI.2 Selección

La muestra de partida sobre la que se realiza la identificación de canales hadrónicos no es exactamente la muestra de $\tau\tau$ utilizada en el capítulo anterior, ya que los cortes en P_{rad} y E_{rad} son demasiado estrictos y distorsionan los espectros de momento y energía, que serán utilizados para la obtención de P_τ, y por otra parte no son tan necesarios, puesto que el posterior rechazo de electrones y muones producidos en desintegraciones del τ elimina también la mayoría de los e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, aunque no fueran rechazados en la fase de selección de $\tau^+\tau^-$. La muestra inicial, es por tanto una muestra enriquecida en sucesos $\tau^+\tau^-$, seleccionada con los criterios explicados en el capítulo 4, pero relajando los cortes en las variables 'radiales', $P_{rad} < 1.1$ y $E_{rad} < 1.1$.

En los sucesos seleccionados se separarán los dos candidatos τ correspondientes a los dos hemisferios definidos por el plano perpendicular al eje de thrust, según se explicó anteriormente, y se aplicarán los criterios de selección independientemente a cada uno de ellos.

Se utilizarán únicamente los sucesos 'one prong', de una sola traza cargada, para reducir al máximo canales no resonantes de varios piones cuyo comportamiento con respecto a la polarización no está bien modelado en la simulación o que tienen **BR** mal determinados, perdiendo pocos de los sucesos con mayor sensibilidad a P_τ. Por ello, se exigirá que en el hemisferio estudiado haya una sola traza primaria. Como tal se considerarán aquellas que tengan señal asociada en el detector de vértices (VD). De esta manera no se cuentan las trazas provinientes de conversiones de fotones en el ID o en la pared interna de la TPC, aunque sí entrarían las producidas en la pared de la 'beam pipe'. Con esta definición sólo se pierde en torno al 3 % de los sucesos de una traza y se eliminan casi completamente (más del 95 %) todos los de varias trazas.

La identificación se limita al intervalo angular $43° < \theta < 137°$, zona barrel, y consta de dos fases, de rechazo de μ y rechazo de e.

Los muones se eliminan utilizando las cámaras de muones, exigiendo que no haya allí ninguna señal asociada a la traza. En la figura VI.1 se muestra la distribución del número de señales asociadas para los candidatos a τ preseleccionados, tanto para datos como para simulación. Dado que existe una zona del barrel no cubierta por estas cámaras ($45° < \theta < 52°$ y $88° < \theta < 92°$), se aplica allí un criterio distinto, basado en el calorímetro hadrónico, requiriendo que la deposición de energía en los dos primeros planos del mismo sea mayor del 80 % del total. De esta forma se eliminan gran parte de los μ (quedan del orden del 5 %) sin apenas eliminar sucesos hadrónicos (≈ 3 %). Sin embargo, todos estos muones que superan los cortes se concentran en valores muy bajos del momento, ya que es evidente que cuando son poco energéticos no llegan hasta las cámaras de muones pues se frenan antes en los calorímetros. Por tanto se realiza un corte de momento mínimo $p > 2.5$ GeV, para eliminarlos.

El rechazo de electrones es más complejo, porque no existe un criterio único que a la vez elimine gran cantidad de electrones y matenga una eficiencia alta para hadrones. Por tanto se ha escogido una selección de manera que un suceso tiene que cumplir al menos dos de las siguientes condiciones:

- $|\frac{E_{EM}}{P} - 1| > 0.6$
- $E_{HAC}^{2+3+4} > 0$
- $E_{HAC} > 0$ y $|\frac{E_{EM}}{P} - 1| > 0.4$
- $\frac{dE}{dx}|_{\pi} < 1$

Algunas de estas variables se muestran en las figuras VI.2, VI.3 y VI.4. La variable $\frac{E_{EM}}{P}$, energía electromagnética asociada a la traza dividido por su momento, es el corte clásico para rechazar electrones puesto que en este caso se espera que su deposición en los calorímetros y su momento sean aproximadamente iguales. E_{HAC}^{2+3+4} es la energía depositada en el calorímetro hadrónico a partir del segundo plano, sirve para eliminar electrones que pueden haber escapado por huecos en la HPC, atravesado el imán superconductor y alcanzado el HAC, pero que difícilmente llegarán al segundo plano de éste. Esto se aprecia con claridad comparando las figuras VI.2 y VI.3, donde se ve que existe una proporción significativa de electrones que depositan energía en el calorímetro hadrónico, mientras que no depositan absolutamente nada a partir del segundo plano. La tercera condición es una combinación de cortes similares a los dos anteriores. Por último, la cuarta consiste en una medida de la ionización en la TPC. Se define una variable que es la diferencia entre el valor medido y el valor esperado para un π con ese momento, dividido por el error en la medida. De esta forma se tiene una variable con distribución normal para los π, centrada en el 0 y con anchura 1, mientras que los electrones están desplazados hacia valores positivos, en general. Esta fase de la selección es algo menos eficiente (se pierden ≈ 14 %) aunque el nivel final de fondo es parecido (≈ 4 %).

La eficiencia final usando estos criterios de selección, calculada con sucesos simulados, es del orden de 82 %, a lo que hay que multiplicar la eficiencia de la preselección de $\tau^+\tau^-$ (≈ 86 %), resultando un 70.5 %, con una pequeña dependencia con el tipo de desintegración (tabla VI.1). El total de fondo es de 8.4 %, con las contribuciones resumidas en la tabla VI.1. Aplicada sobre los datos de DELPHI de 1991, se seleccionan 5326 sucesos.

	eficiencia (%)
$\tau^- \to h^- \nu_\tau$	69.3
$\tau^- \to \rho^- \nu_\tau$	71.6
$\tau^- \to a_1{}^- \nu_\tau$	68.5
total	70.5
	fondo (%)
$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	4.3
$\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	2.1
e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$...	2.0
total	8.4

Tabla VI.1: Resumen de eficiencias y fondo de la selección de canales hadrónicos de desintegración del τ.

VI.3 Método de ajuste

Para obtener la polarización se realiza un ajuste de los datos, utilizando el método de máxima verosimilitud, a una función de la forma

$$N_{tot}\ [\frac{1+P_\tau}{2}\ f_+(\vec{x}) + \frac{1-P_\tau}{2}\ f_-(\vec{x})] \tag{VI.1}$$

donde f_+ y f_-, son las distribuciones de un conjunto de observables $\vec{x}$, para τ de helicidad $+1$ o -1, respectivamente. Cada una de estas funciones se calcula generando con KORALZ [2] sucesos $\tau^+\tau^-$ de helicidad definida ($+1$ o -1), simulando la respuesta del detector con DELSIM [1] y realizando sobre ellos todo el proceso de selección. De esta forma, en esas funciones están incluidos las dependencias teóricas con la polarización, las correcciones radiativas, todos los efectos del detector y la selección y la influencia del fondo.

La dificultad estriba en escoger el observable o conjunto de observables más sensibles a la polarización y a la vez, que tengan dependencia similar para los canales hadrónicos seleccionados. Se suele definir la sensibilidad de un método de obtención de P_τ de acuerdo con la expresión:

$$S = \frac{1}{\sqrt{N}\Delta P_\tau} \tag{VI.2}$$

donde ΔP_τ es el error estadístico en la medida y N es el número de τ utilizados. Para métodos, como el aquí descrito, en que se utilizan las distribuciones de helicidad $+1$ y -1 y si la polarización es baja, se obtiene:

$$S^2 = \frac{1}{2}\int \frac{(f_+(x) - f_-(x))^2}{f(x)_+ + f_-(x)} dx \tag{VI.3}$$

con f_+ y f_- normalizadas a 1. De esta forma se comprueba la idea intuitiva de que el método será tanto más sensible cuanto más difieran las distribuciones de las variables escogidas para sucesos de helicidad positiva y negativa.

La primera variable que se utilizará es el ángulo de desintegración en el sistema en reposo del tau, $\cos\theta^*$, según la definición en la fórmula II.10. En esta expresión, E_{tot} es la energía total del hadrón, calculada como la suma del momento de todas las trazas cargadas y la energía en los calorímetros electromagnéticos de los neutros y m es la masa invariante de todas las partículas de un hemisferio.

La variable $\cos\theta^*$ cumple los requisitos exigidos, según se puede ver en II.13 y II.16. Sin embargo, se puede aumentar la sensibilidad, especialmente por la contribución del ρ, introduciendo una nueva variable basada en la expresión de $\cos\psi$ (II.18), $\overline{\cos\psi} = \frac{P_{car}-E_{neu}}{P_{tot}}$, habiéndose suprimido el factor dependiente de las masas para permitir su definición en estados con $m < 2\ m_\pi$.

Hasta aquí el tratamiento es similar al que se realiza por una parte para el canal π y por otra para el ρ, incluyendo en parte la información del a_1. Sin embargo, el hecho de realizar el cálculo con todos los canales mezclados supone una pérdida de sensibilidad con respecto a lo que se podría obtener de realizar las medidas por separado y después combinarlas. Se intenta recuperar en parte esta información mediante la separación parcial de los distintos tipos de desintegración, en función de su masa:

- $m < 0.3$ GeV, dominada por π con abundante ρ
- $0.3 < m < 0.9$ GeV, dominada por ρ con abundante a_1
- $m > 0.9$ GeV, dominada por a_1 con abundante ρ

Estas tres categorías se ajustan a la vez, pero por separado, de manera que se realiza un ajuste de 3 distribuciones bidimensionales simultáneamente. En la figura VI.5 se pueden ver las distribuciones de estas dos variables en cada intervalo de masas, para sucesos simulados con $P_\tau = 1$ y $P_\tau = -1$.

La sensibilidad final a la polarización siguiendo este método es de $S = 0.37$. Se puede comparar con el valor correspondiente al análisis exclusivo con el π, que es $S = 0.58$ idealmente. En la tabla VI.2 se detallan las sensibilidades reales, según los distintos análisis de los experimentos de LEP (y según este estudio), para los canales que se utilizan. En esta tabla se señala además la fracción del total de τ que se usan en cada caso, calculada multiplicando la fracción de desintegración del canal por la eficiencia de la selección (se han escogido valores típicos de los análisis publicados). También se incluye el producto de esta fracción por la sensibilidad al cuadrado, que es lo que marca el peso de cada canal en el cálculo final de P_τ cuando se combinan todos los resultados (siempre que las correlaciones estadísticas y sistemáticas sean despreciables). Se muestran los pesos relativos tomando como unidad el correspondiente al canal del π.

Para la medida de A_{pol}^{FB} se utiliza el mismo método de cálculo de la dirección del τ utilizada en la sección V.5.1 y el mismo usado para la identificación de carga en V.5.2. Una vez que se tiene definido $\cos\theta$, se realiza el procedimiento análogo al explicado antes para $< P_\tau >$ para los casos de $\cos\theta > 0$ y $\cos\theta < 0$ separadamente, obteniendo así $< P_\tau >_{\cos\theta>0}$ y $< P_\tau >_{\cos\theta<0}$ y calculando la asimetría de polarización con la expresión:

$$A_{pol}^{FB} = < P_\tau >_{\cos\theta>0} \frac{N_{\cos\theta>0}}{N_{tot}} - < P_\tau >_{\cos\theta<0} \frac{N_{\cos\theta<0}}{N_{tot}} \tag{VI.4}$$

obtenida de desarrollar I.23 utilizando la definición de $< P_\tau >$ en I.22.

canal de desintegración	sensibilidad ($S = (\Delta P_\tau \sqrt{N})^{-1}$)	fracción en % ($f = \epsilon\ BR$)	peso ($S^2 f$)
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	0.20	8	0.21
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	0.20	9	0.24
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$	0.55	5	1.00
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	0.45	12	2.43
$\tau^- \rightarrow {a_1}^- \nu_\tau$	0.21	6	0.17
inclusivo	0.37	40	3.62

Tabla VI.2: Sensibilidad a P_τ, proporción seleccionada y peso en la medida de P_τ (relativo al del canal π), para los análisis realizados por los experimentos de LEP. En la última fila se muestran las mismas magnitudes para el análisis hadrónico inclusivo expuesto en esta tesis.

VI.4 Medida de la polarización promedio

Siguiendo este procedimiento se obtiene del ajuste el valor de

$$< P_\tau >= -0.163 \pm 0.037 \tag{VI.5}$$

siendo el error únicamente estadístico. Este número debe ser corregido para tener en cuenta dos aspectos.

El primero de ellos se debe a que la eficiencia de reconstrucción de neutros es algo más baja en la realidad que en la simulación. Esto implica que hay una migración mayor de la esperada entre las distintas categorías de masa (especialmente $\rho \to \pi$ por no reconstrucción del π°). La proporción en que esto sucede se ha calculado comparando el espectro de masas de los sucesos simulados con el de los datos. De acuerdo con la diferencia observada, se han modificado las funciones f_+ y f_-, dando un mayor peso estadístico a los sucesos en que se producen estas migraciones, de manera que se compense este efecto. Se obtiene que es necesario aplicar al valor medido de $< P_\tau >$ una corrección de $+0.022 \pm 0.010$.

El segundo se debe a la contaminación de sucesos no procedentes de la desintegración de un τ, que no se han tenido en cuenta en las funciones f_+ y f_-. Se ha calculado observando en datos y en simulación cómo afecta al resultado final la inclusión de estos sucesos. El resultado es otra corrección, esta vez en sentido contrario, de -0.010 ± 0.010

En la figura VI.6 se muestran las distintas distribuciones de las variables utilizadas, obtenidas con los datos seleccionados. Superpuestas, se muestran las correspondientes a la simulación con el valor obtenido de P_τ.

VI.4.1 Errores sistemáticos

Aparte de la indeterminación en las correcciones anteriores existen otras fuentes de error sistemático que se detallan a continuación y están resumidas en la tabla VI.3.

Dado que se están usando muestras finitas de sucesos $\tau^+\tau^-$ para calcular las funciones teóricas f_+ y f_-, se introduce una indeterminación puramente estadística, de 0.016.

El efecto de los cortes se ha estudiado variándolos en datos y en Monte-Carlo y observando cuánto variaba el resultado del ajuste. Se ha estimado la indeterminación introducida por este motivo en 0.008, dominada por el corte en momento mínimo para rechazar los μ.

La mayor contribución proviene de la indeterminación en las proporciones de cada canal en la muestra final, debida en parte a los problemas ya mencionados de las fracciones de desintegración (ver la sección II.3.1) y en parte a la indeterminación en las eficiencias de selección para cada canal. Se ha variado aleatoriamente sobre el MonteCarlo estas proporciones en torno a los valores centrales de acuerdo con los errores estimados y se ha obtenido en cada caso las f_+ y f_- correspondientes, repitiendo el ajuste de los datos utilizando estas nuevas funciones y observando la dispersión en el resultado. No se observó ningún deplazamiento significativo del valor central del resultado del ajuste, sino sólo una dispersión en torno a él de 0.020 que contribuye a la indeterminación de la medida.

El posible efecto de la descripción de los estados no resonantes en el MonteCarlo se estudió variando sus proporciones en el MonteCarlo, observándose que el resultado no se veía apenas afectado, estimándose que el error es menor que 0.008.

VI.5 Medida de la asimetría de polarización

Del ajuste en la zona de $\cos\theta > 0$ se obtiene

$$< P_\tau >_{\cos\theta>0} = -0.221 \pm 0.039 \tag{VI.6}$$

y en $\cos\theta < 0$

$$< P_\tau >_{\cos\theta<0} = -0.038 \pm 0.050 \tag{VI.7}$$

y aplicando VI.4 tenemos

$$A^{FB}_{pol} = -0.094 \pm 0.045 \tag{VI.8}$$

Las fuentes de error en principio son las mismas, pero dado que A^{FB}_{pol} proviene esencialmente de restar dos polarizaciones promedio con los mismos errores, se produce una cancelación. El único que no se cancela es el error proviniente de la estadística del MonteCarlo, que es dominante. Las correcciones aplicadas antes, son básicamente las mismas para la polarización en $\cos\theta > 0$ y $\cos\theta < 0$ y por tanto no son necesarias para A^{FB}_{pol}, puesto que se anulan en la resta. El resto de los errores se han estudiado de forma análoga, comprobando que efectivamente son mucho menores (ver tabla VI.3).

En este caso aparece también la fuente de error equivalente a la del caso de A_{FB}, por la probabilidad de equivocación en la identificación de la carga y por la indeterminación en la medida de $\cos\theta$ (ver la secciones V.5.2 y V.5.1). El comportamiento de estos errores es el mismo, siendo ambos muy pequeños (la contribución de la medida de $\cos\theta$ es despreciable y la de la identificación de la carga: $0.014 \times A^{FB}_{pol} \simeq 0.001$).

error	$\Delta < P_\tau >$	ΔA_{pol}^{FB}
estadística de MonteCarlo	0.016	0.019
pérdida de γ	0.010	0.002
fondo externo	0.010	
efecto de los cortes	0.008	0.002
eficiencias relativas y Δ**BR**	0.020	0.010
descripción de multipiones	0.008	
definición de la carga		0.001
total	0.030	0.022

Tabla VI.3: Resumen de los errores sistemáticos en la medida de la polarización del τ.

VI.6 Resultados

Las medidas realizadas de $< P_\tau >$ y A_{pol}^{FB}, son un promedio sobre todas las energías del barrido de LEP. Dado que estas magnitudes varían con s (ver la figura I.6) y la mayoría de las expresiones que se utilizan se basan en los valores en $s = M_Z^2$, es conveniente transformar los resultados a los que corresponderían en el pico de la resonancia. Para ello es necesario aplicar un factor de corrección que ha sido calculado con ZFITTER [3], teniendo en cuenta las luminosidades en cada punto de energía, resultando que tanto el valor medido de $< P_\tau >$ como el de A_{pol}^{FB} son el 98.5 % de lo que corresponderían si todos los datos hubieran sido tomados exactamente en el pico.

Todos los errores sistemáticos se pueden considerar independientes y por tanto se suman en cuadratura. El resultado (corregido a $s = M_Z^2$) final de las medidas de polarización será

$$< P_\tau > = -0.153 \pm 0.037 \pm 0.030 \tag{VI.9}$$
$$A_{pol}^{FB} = -0.095 \pm 0.045 \pm 0.022 \tag{VI.10}$$

Con esto queda claro no sólo que $< P_\tau >$ es no nula, como predice el Modelo Estándar sino que también la asimetría es significativamente distinta de 0, de acuerdo con la dependencia angular de P_τ predicha (ver en I.21).

Un factor a tener en cuenta es que las helicidades del par de taus producidos están casi completamente correlacionadas y en algunos casos estamos usando los dos taus para la medida de la polarización. Esto implicaría que el error estadístico mencionado es menor de lo que en realidad debería ser. Si llamamos f a la proporción de τ que estamos utilizando (en este caso $f \simeq 40$ %), en f^2 de los casos estamos contando la información dos veces. Sin embargo, dado que la polarización se mide indirectamente, aunque las helicidades tuvieran correlación 1, la correlación entre las medidas (que llamaré c) es menor. Se puede ver que entonces habría que corregir el error estadístico por un factor

$$\frac{1}{\sqrt{1-c\,f^2}} \simeq 1+\frac{c\,f^2}{2} \tag{VI.11}$$

El valor de c se puede calcular analíticamente para el caso de que los dos τ decaen a π, resultando $c=\frac{1}{3}$ y siendo menor para combinaciones de canales de menor sensibilidad a P_τ. Para la muestra y el método utilizados aquí, se ha estimado que c se encuentra entre 0.10 y 0.15. Esto supone aumentar el error estadístico en un 1 %, lo cual es totalmente despreciable.

En el próximo capítulo se realizarán ajustes detallados de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar, pero es interesante calcular aquí $\sin^2\theta_W$ para comprobar la sensibilidad de este método de medida de la polarización. Despreciando correcciones radiativas y presuponiendo universalidad, se puede escribir $< P_\tau > \simeq -2\ (1-4\ \sin^2\theta_W)$ y $A^{FB}_{pol} \simeq \frac{3}{2}\ (1-4\ \sin^2\theta_W)$.

De aquí se obtiene

$$\sin^2\theta_W = 0.231 \pm 0.005 \pm 0.004 \tag{VI.12}$$

con la primera medida,

$$\sin^2\theta_W = 0.232 \pm 0.008 \pm 0.004 \tag{VI.13}$$

con la segunda y

$$\sin^2\theta_W = 0.231 \pm 0.002 \pm 0.003 \tag{VI.14}$$

combinando ambas (teniendo en cuenta la correlación entre parte de los errores sistemáticos).

Los valores obtenidos están en perfecto acuerdo con el promedio de los experimentos de LEP [4] (sin incluir los resultados presentados en esta tesis). Así, $< P_\tau >_{LEP} = -0.140 \pm 0.018$, frente a -0.153 ± 0.048 y $(A^{FB}_{pol})_{LEP} = -0.092 \pm 0.023$ frente a -0.095 ± 0.050. En cuanto a la precisión es difícil comparar con otros experimentos, porque en ningún otro caso se han publicado medidas realizadas con este tipo de análisis. Los errores son significativamente menores que los de cualquier canal en anális de tipo exclusivo, pero en general son del mismo orden que los que se obtienen de la combinación del canal π y el canal ρ.

$< P_\tau >$	$-0.153 \pm 0.037 \pm 0.030$
A^{FB}_{pol}	$-0.095 \pm 0.045 \pm 0.022$
$< P_\tau >_{\cos\theta>0}$	-0.221 ± 0.039
$< P_\tau >_{\cos\theta<0}$	-0.038 ± 0.050

Tabla VI.4: Resultados de la medida de la polarización del τ.

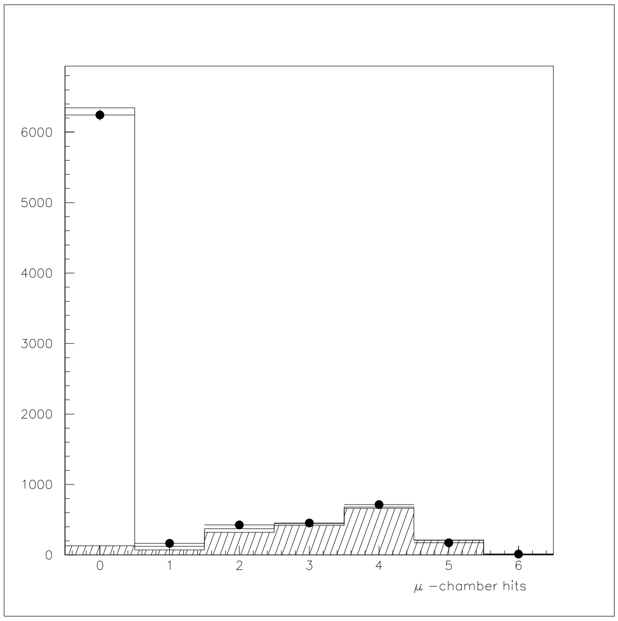

Figura VI.1: Distribución del número de señales en las cámaras de muones para los sucesos seleccionados como $\tau^+\tau^-$. La línea continua representa la simulación y los puntos los datos. La zona sombreada representa la simulación para el caso $\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$.

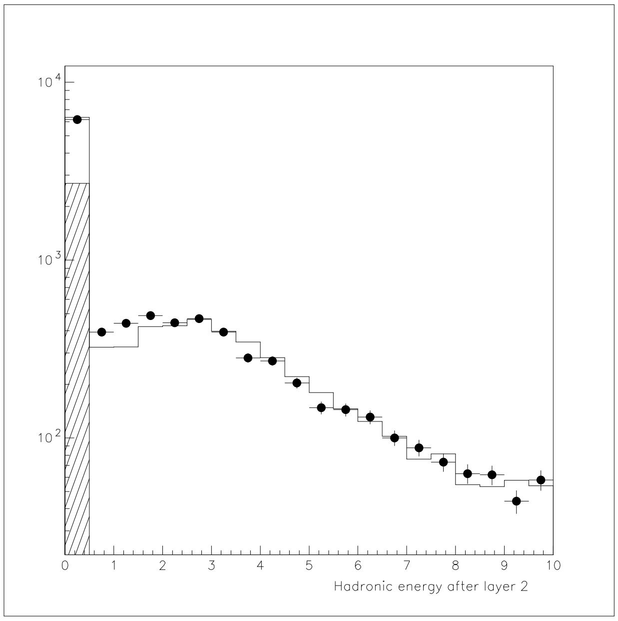

Figura VI.2: Distribución de la energía hadrónica depositada a partir del segundo plano para los τ seleccionados. La línea continua representa la simulación y los puntos los datos. La zona sombreada representa la simulación para el caso $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

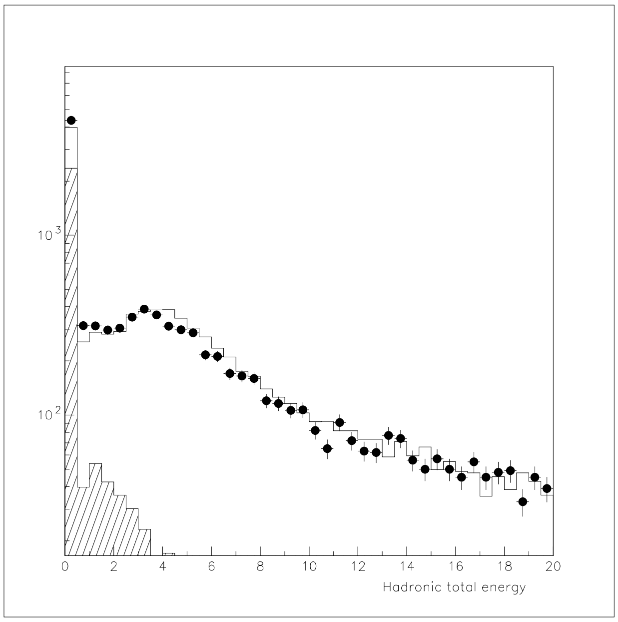

Figura VI.3: Distribución de la energía hadrónica total depositada para los τ seleccionados. La línea continua representa la simulación y los puntos los datos. La zona sombreada representa la simulación para el caso $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

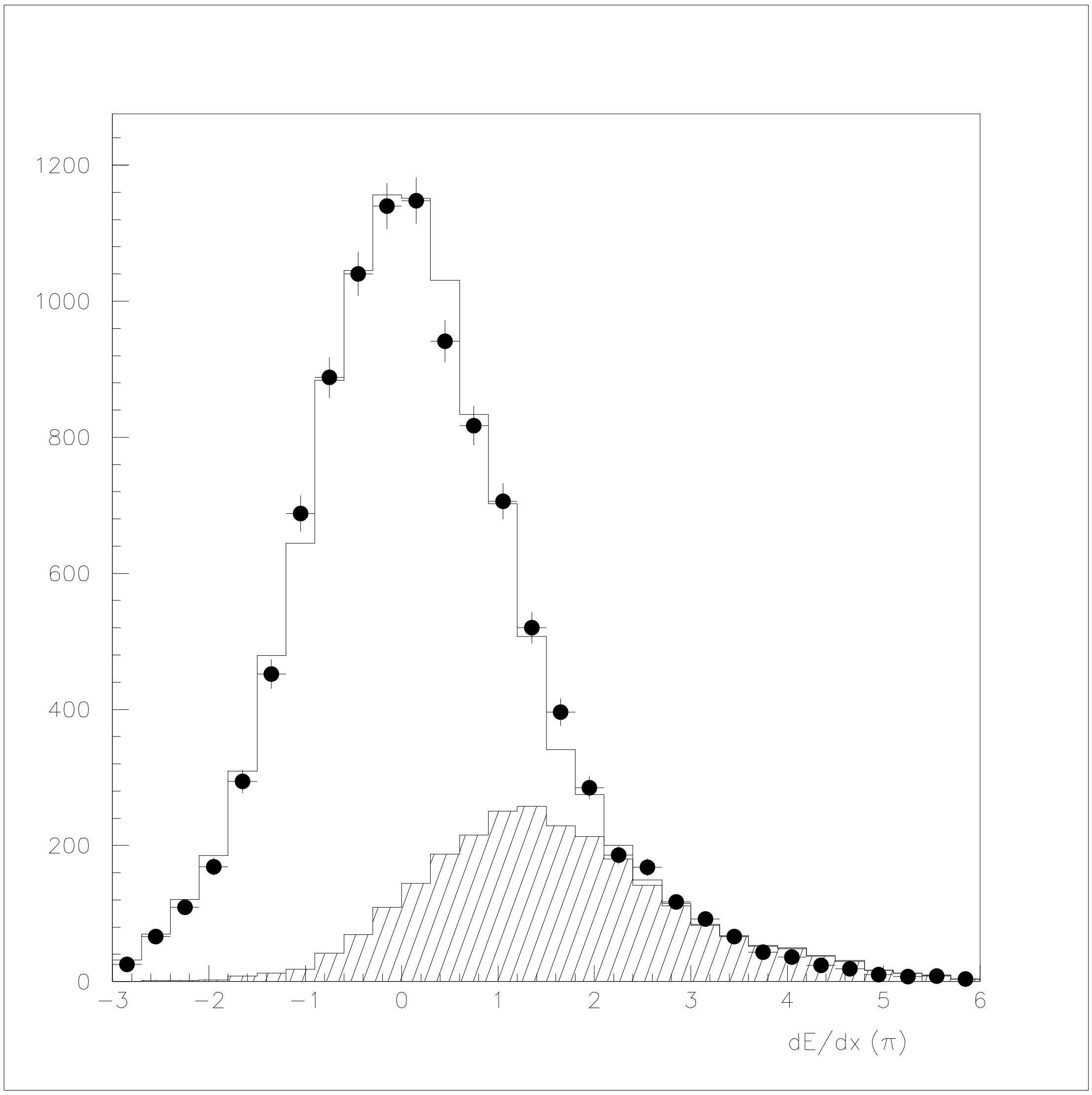

Figura VI.4: Distribución de la variable de identificación de π basada en la ionización en la TPC para los τ seleccionados. La línea continua representa la simulación y los puntos los datos. La zona sombreada representa la simulación para el caso $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

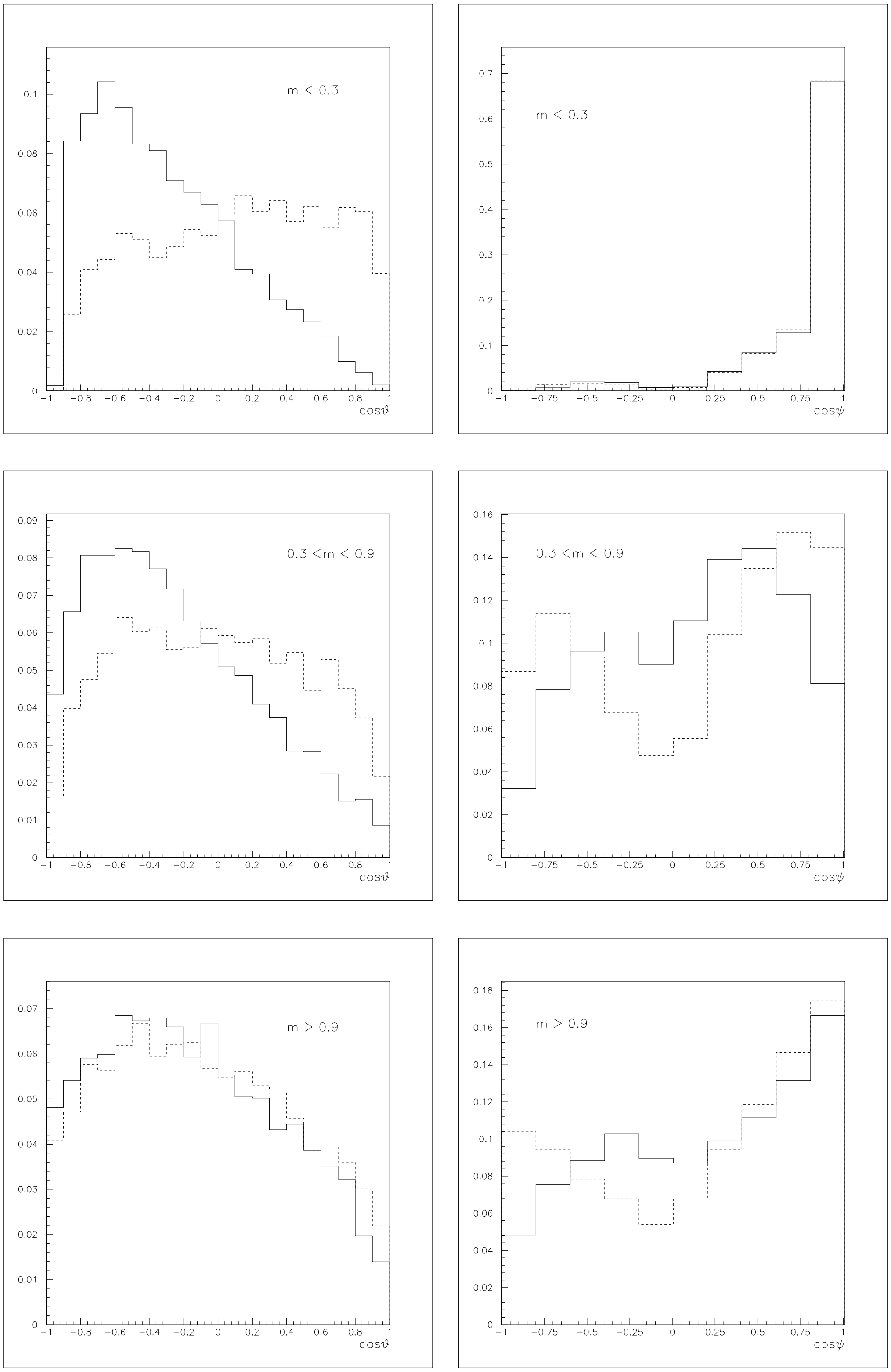

Figura VI.5: Distribuciones de $\cos\theta^*$ y $\overline{\cos\psi}$ para los distintos intervalos de masa considerados para valores de $P_\tau = 1$ (línea discontinua) y $P_\tau = -1$ (línea continua).

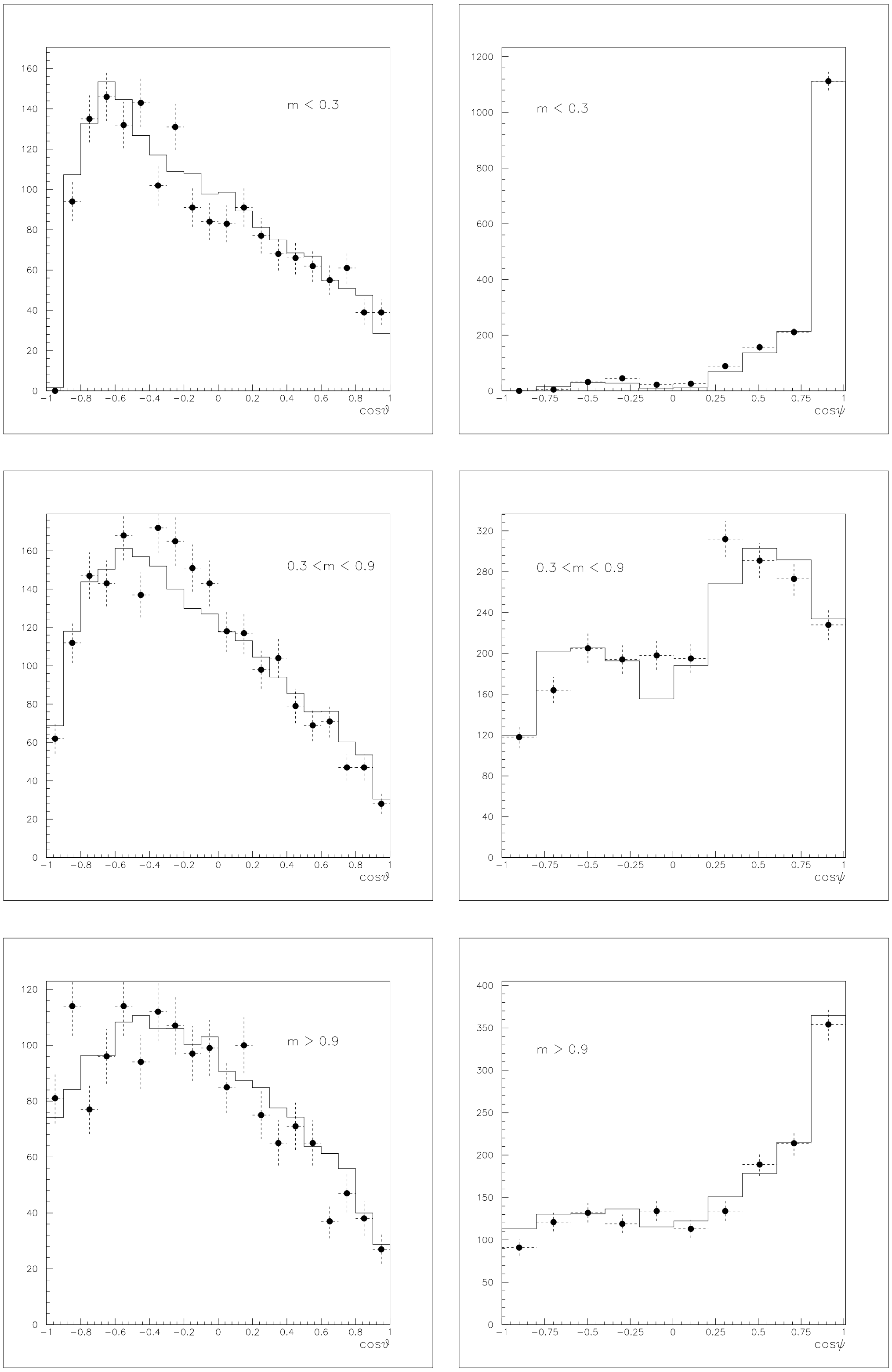

Figura VI.6: Distribuciones de $\cos\theta^*$ y $\overline{\cos\psi}$ para los distintos intervalos de masa considerados para los τ seleccionados. Los puntos representan los datos y la línea continua representa a la simulación para el valor calculado de P_τ.

Referencias

[1] DELSIM user guide DELPHI 89-67, reference manual 89-68.

[2] S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Commun. 36 (1985) 191.

[3] D. Bardin et al., CERN TH 6443 (1992)

[4] R. Tanaka, X-LPNHE/92-3 (o Proc. de XXVI Conference on High Energy Physics, Dallas, August 1992)

Capítulo VII

Extracción de los parámetros del Modelo Estándar

$\therefore$

VII.1 Introducción

En este capítulo se utilizarán los resultados obtenidos anteriormente (presentados en las tablas V.4, V.8, V.9 y VI.4), para extraer algunos de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar.

Como primer paso de la obtención de estos parámetros, se han realizado distintos test de universalidad, para lo cual se han incluido también los resultados de secciones eficaces y asimetrías de los canales $e^+e^- \to e^+e^-$ y $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ obtenidos por la colaboración DELPHI y presentados en la XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas, Agosto 1992 [1]. A continuación, una vez probada la universalidad, se han utilizado únicamente los resultados obtenidos en esta tesis para la reacción $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para el cálculo de los acoplamientos leptónicos y los parámetros ρ y $\sin^2\theta_W$. Finalmente, utilizando estos mismos datos, se ha realizado una acotación de las masas de las partículas aún no observadas del modelo, quark top y bosón de higgs.

Para algunos de los ajustes son necesarias algunos parámetros del Z^o, su masa, la anchura de la resonancia y la anchura hadrónica. Se han utilizado los valores obtenidos por DELPHI y presentados en la conferencia antes citada: $M_Z = 91.188 \pm 0.010$ MeV, $\Gamma_Z = 2.488 \pm 0.012$ MeV, $\Gamma_h = 1.727 \pm 0.012$ MeV.

VII.2 Procedimiento de obtención de los parámetros

El procedimiento de obtención de los parámetros del Modelo Estándar que se ha seguido se basa en un ajuste de tipo χ^2 de las magnitudes medidas respecto de las predichas teóricamente. Estas se calculan con el programa ZFITTER [2], como función de los parámetros que se quieren obtener. El programa de ajuste [3] minimiza este χ^2 utilizando las librerías MINUIT [4], con un tratamiento completo de la matriz de covariancia. Esto es, considera todas las correlaciones entre las medidas de años distintos (parte de los errores sistemáticos están correlacionados), entre los análisis de distintos estados finales (por ejemplo la procedente de la luminosidad) e incluso las correlaciones entre las medidas realizadas por distintos experimentos de LEP.

VII.3 Ajustes sin asumir universalidad

La comprobación más directa y sencilla de la universalidad, se puede realizar a través del cálculo de las respectivas anchuras leptónicas, utilizando únicamente la información de las secciones eficaces. El resultado obtenido es:

$$\begin{aligned}
\Gamma_e &= 83.00 \pm 0.51 \pm 0.18 \pm 0.43 \ MeV \\
\Gamma_\mu &= 83.54 \pm 0.90 \pm 0.45 \pm 0.43 \ MeV \\
\Gamma_\tau &= 83.56 \pm 1.02 \pm 0.61 \pm 0.43 \ MeV
\end{aligned}$$

donde el primer error citado es estadístico, el segundo corresponde al error sitemático de la medida de las secciones eficaces (que es esencialmente independiente entre un canal y otro) y el tercero es el error común a los tres, procedente del error en la luminosidad y la indeterminación estadística y sistemática en Γ_Z. Por tanto, al calcular cocientes entre estos parámetros los dos primeros se pueden sumar en cuadratura y el tercero desaparece, resultando así:

$$\begin{aligned}
\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_e} &= 1.007 \pm 0.014 \pm 0.008 \\
\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_\mu} &= 1.000 \pm 0.016 \pm 0.009
\end{aligned}$$

Un test más completo se puede realizar incluyendo también los valores de las asimetrías. En este caso se suelen escoger como parámetros fundamentales más independientes R_e, R_μ y R_τ, los cocientes entre la sección eficaz hadrónica y las secciones eficaces de cada canal leptónico, y ${A^\circ_{FB}}^e$, ${A^\circ_{FB}}^\mu$ y ${A^\circ_{FB}}^\tau$, los valores de la asimetría de carga en el pico en aproximación de Born, para cada estado final leptónico. Los resultados obtenidos son:

$$\begin{aligned}
R_e &= 20.84 \pm 0.26 \pm 0.14 \\
R_\mu &= 20.70 \pm 0.18 \pm 0.16 \\
R_\tau &= 20.65 \pm 0.21 \pm 0.17 \\
{A^\circ_{FB}}^e &= 0.006 \pm 0.014 \pm 0.005 \\
{A^\circ_{FB}}^\mu &= 0.015 \pm 0.008 \pm 0.002 \\
{A^\circ_{FB}}^\tau &= 0.031 \pm 0.010 \pm 0.002
\end{aligned}$$

De nuevo el primer error es estadístico y el segundo sistemático. En este caso no aparece un error común, ya que estos prámetros no se ven afectadas por los errores de la luminosidad ni de Γ_Z. Se puede obtener directamente la relación entre las secciones eficaces leptónicas, pero hay que tener en cuenta que no debe esperarse que coincida exactamente con los cocientes de las anchuras leptónicas, puesto que $R_l \propto \frac{1}{\Gamma_e \Gamma_l}$ y esto hace que el ajuste sea ligeramente distinto. Los resultados son:

$$\frac{R_\tau}{R_e} = 0.991 \pm 0.016 \pm 0.011$$
$$\frac{R_\tau}{R_\mu} = 0.998 \pm 0.013 \pm 0.012$$

Finalmente, el test más completo consiste en incluir todos los datos de secciones eficaces, asimetrías leptónicas y polarización del τ y calcular los acoplamientos de cada uno de los leptones al Z^O. El resultado es:

$$\begin{aligned} v_e &= -0.0379 \pm 0.0096 \pm 0.0022 \\ a_e &= -0.4983 \pm 0.0017 \pm 0.0005 \\ v_\mu &= -0.0315 \pm 0.0188 \pm 0.0068 \\ a_\mu &= -0.5003 \pm 0.0029 \pm 0.0013 \\ v_\tau &= -0.0446 \pm 0.0088 \pm 0.0064 \\ a_\tau &= -0.5003 \pm 0.0031 \pm 0.0018 \end{aligned}$$

En la práctica, v viene determinado fundamentalmente por las asimetrías de carga y la polarización y a por las secciones eficaces (ver las expresiones I.24 a I.27). Por tanto aparece de nuevo un error común a los acoplamientos leptónicos a_l, por las mismas causas anteriormente mencionadas, de 0.0013. Es interesante destacar que la inclusión de las medidas de $< P_\tau >$ y A_{pol}^{FB}, además de mejorar significativamente (más de un factor 2) la precisión en la medida de v_e y v_τ, elimina por completo la ambigüedad en el signo de los acoplamientos v_l, que existe cuando sólo se utilizan asimetrías de carga, debido a que el signo de este observable proviene de la violación de la paridad en el vértice $Z - l - l$. Cuando se miden asimetrías de carga se es sensible tanto al vértice de producción del Z^O como al de desintegración, con lo cual la paridad se viola dos veces y no se puede apreciar la violación. Sin embargo, las medidas de polarización son sensibles únicamente a uno de los vértices (el de producción para A_{pol}^{FB} y el de desintegración para $< P_\tau >$) y por tanto sí se puede apreciar la violación de la paridad. De esta forma, la medida realizada de $< P_\tau >$ excluye por completo $\frac{v_\tau}{a_\tau} < 0$, la medida de A_{pol}^{FB} excluye $\frac{v_e}{a_e} < 0$ y con este resultado y la medida de $A_{FB}^{o\ \mu}$ se excluye $\frac{v_\mu}{a_\mu} < 0$.

En las figuras VII.1 y VII.2 se representan los contornos correspondientes a un intervalo de confianza del 68 % de los acoplamientos para este ajuste. A la vista de esta gráfica y de los resultados anteriores se puede concluir que dentro de la precisión de estas medidas no existen desviaciones apreciables de la hipótesis de universalidad. Los resultados están resumidos en la tabla VII.1. Una discusión más extensa se puede encontrar en el último apartado de este capítulo.

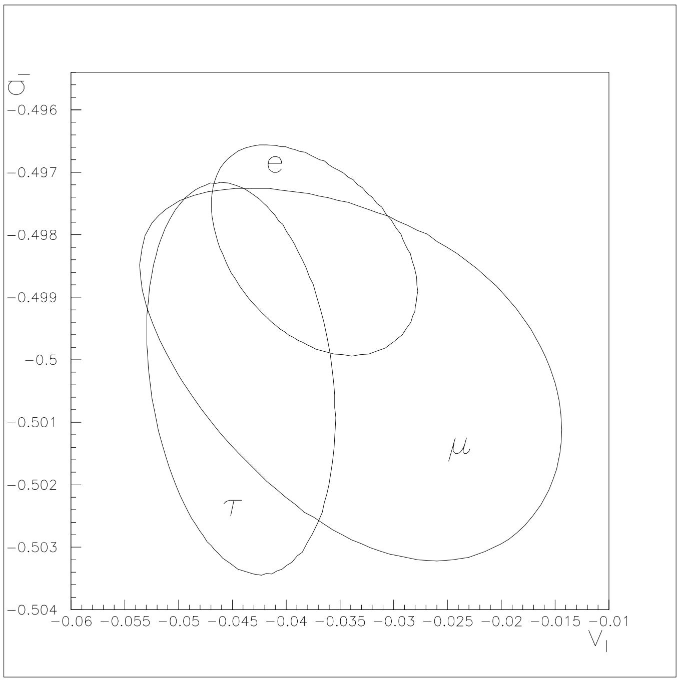

Figura VII.1: Contornos de confianza al 68 % de los acoplamientos del Z^o a los distintos leptones. Sólo están considerados los errores estadísticos.

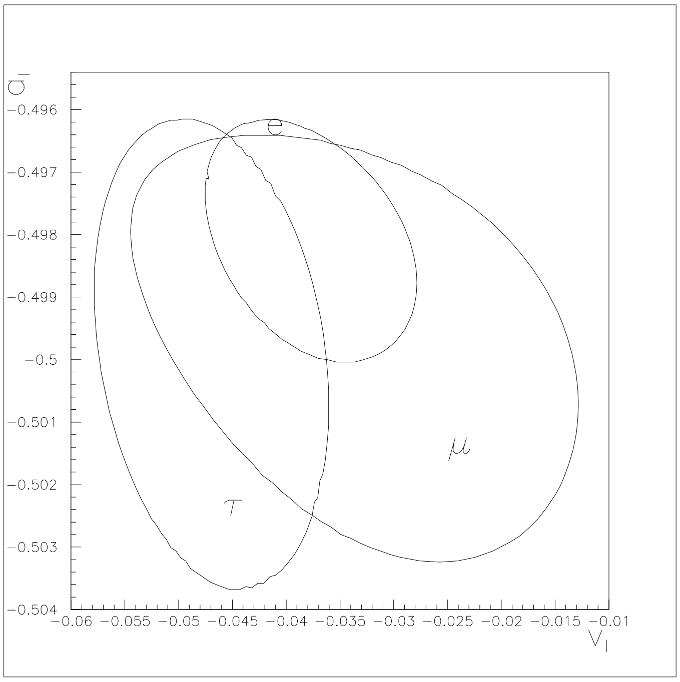

Figura VII.2: Contornos de confianza al 68 % de los acoplamientos del Z^o a los distintos leptones. Los errores sistemáticos (salvo la parte común) están incluidos.

VII.4 Ajustes asumiendo universalidad

A la vista del resultado de la sección anterior, se pueden realizar otra serie de ajustes considerando que los acoplamientos Z^O-leptón son los mismos independientemente del sabor leptónico. Como ya se dijo, en esta sección sólo se utilizarán los resultados del proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ obtenidos en este trabajo.

Del ajuste de las secciones eficaces se obtiene la correspondiente anchura leptónica:

$$\Gamma_l = 83.22 \pm 0.44 \pm 0.48 \ MeV$$

Al incluir la asimetría de carga y la polarización resultan los acoplamientos:

$$\begin{aligned} v_l &= -0.0445 \pm 0.0066 \pm 0.0031 \\ a_l &= -0.4988 \pm 0.0014 \pm 0.0014 \end{aligned}$$

En la figura VII.3 se muestran las secciones eficaces y asimetrías de carga medidas, superpuestas sobre la curva teórica esperada para los acoplamientos obtenidos.

Una manera equivalente y más habitual de expresar esta información es en función de los parámetros ρ y $\sin^2\theta_W$:

$$\begin{aligned} \rho_{eff} &= 0.9953 \pm 0.0057 \pm 0.0053 \\ \sin^2\theta_w^{eff} &= 0.2277 \pm 0.0033 \pm 0.0017 \end{aligned}$$

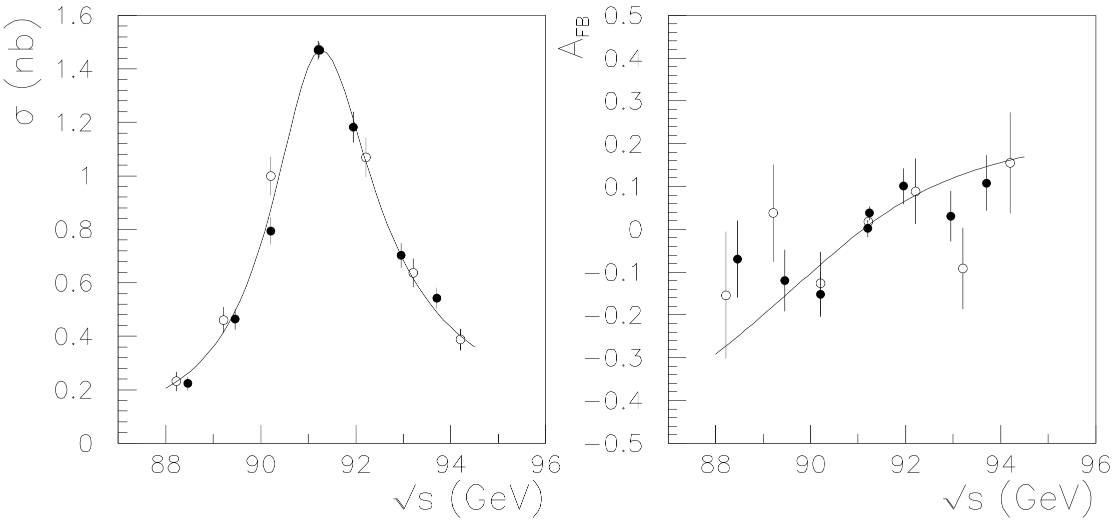

Figura VII.3: Secciones eficaces y asimetrías del proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ medidas (puntos blancos datos de 1990 y puntos negros 1991) y distribución teórica para los acoplamientos obtenidos (línea continua). Sólo se muestran los errores estadísticos.

Γ_e	$83.00 \pm 0.54 \pm 0.43$ MeV
Γ_μ	$83.54 \pm 1.00 \pm 0.43$ MeV
Γ_τ	$83.56 \pm 1.19 \pm 0.43$ MeV
R_e	20.84 ± 0.29
R_μ	20.70 ± 0.24
R_τ	20.65 ± 0.27
$A^{o}_{FB}{}^{e}$	0.006 ± 0.015
$A^{o}_{FB}{}^{\mu}$	0.015 ± 0.008
$A^{o}_{FB}{}^{\tau}$	0.031 ± 0.010
v_e	-0.0379 ± 0.0098
v_μ	-0.0315 ± 0.0200
v_τ	-0.0446 ± 0.0109
a_e	$-0.4983 \pm 0.0018 \pm 0.0013$
a_μ	$-0.5003 \pm 0.0032 \pm 0.0013$
a_τ	$-0.5003 \pm 0.0036 \pm 0.0013$

Tabla VII.1: Resumen de los resultados de los ajustes realizados sin asumir universalidad. Se han combinado todos los errores sistemáticos y estadísticos, salvo en el caso de errores comunes a los distintos parámetros, que se citan como segundo error.

Γ_l	$83.22 \pm 0.44 \pm 0.48$ MeV
v_l	-0.0445 ± 0.0073
a_l	-0.4988 ± 0.0020
ρ_{eff}	0.9953 ± 0.0078
$\sin^2 \theta_w^{eff}$	0.2277 ± 0.0037

Tabla VII.2: Resumen de los resultados de los ajustes realizados asumiendo universalidad. Se han combinado todos los errores sistemáticos y estadísticos.

VII.5 Acotación de m_{top} y m_{higgs}

A partir de estos resultados, principalmente del valor medido de ρ, se pueden realizar cotas sobre las masas del quark top y del bosón de higgs, debido al efecto de las correcciones radiativas de tipo lazo (ver sección I.5). La estimación de estas correcciones en función de los valores de las masas depende del tipo de modelo escogido. Aquí se presupondrá el Modelo Estándar mínimo, con un único doblete de Higgs.

Como ya se vio en el primer capítulo, $\Delta\rho$ tiene una fuerte dependencia con la masa del top ($\propto m_{top}^2$) y muy débil con la masa del Higgs ($\propto \ln \frac{m_{higgs}}{m_W}$). Esto implica que los resultados son apenas sensibles al higgs y por tanto no se puede hacer una estimación precisa de su masa.

En base a las medidas del canal $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ realizadas, se obtiene

$$m_{top} = 212 \pm 68 \pm 20 \pm 12 \quad GeV \tag{VII.1}$$

siendo el primer error el estadístico, el segundo el sistemático y el tercero el teórico, producido por el desconocimiento en la masa del Higgs y de la indeterminación de $\alpha_s(m_Z)$.

Pese a lo dicho anteriormente, se podría obtener información sobre el Higgs, si se conoce con precisión la masa del top por medio de medidas directas en otros experimentos (colisionadores hadrónicos). Como ejemplo se ha calculado la cota superior de su masa (intervalo de confianza del 68 %) para 3 valores posibles de m_{top}.

$$\begin{aligned} m_{higgs} &< 205\ GeV & (m_{top} = 130\ GeV) \\ m_{higgs} &< 642\ GeV & (m_{top} = 200\ GeV) \\ m_{higgs} &< 1.25\ TeV & (m_{top} = 270\ GeV) \end{aligned}$$

VII.6 Discusión y comparación de resultados

Todos los resultados obtenidos son estadísticamente compatibles con los valores esperados por el Modelo Estándar, así como con los correspondientes al resto de las colaboraciones de LEP. Los últimos resultados se pueden encontrar en la referencia [5] y algunos de ellos están resumidos en la tabla VII.3. Por ejemplo se pueden destacar que los valores medidos de R_τ oscilan entre 20.63 y 21.16, estando el valor calculado aquí intercalado entre ellos (20.65). En el caso de ${A^o_{FB}}^\tau$ las medidas varían entre 0.017 y 0.027, siendo esta medida la más alta, pero dentro del intervalo de confianza estadístico. Observando la tabla VII.3 se puede apreciar además que la precisión de este análisis es similar a la de los otros experimentos. Los acoplamientos leptónicos al Z^o, también concuerdan con los promedios de LEP, dentro de una desviación estándar.

La consistencia se puede comprobar a través del valor de $\sin^2\theta_w^{eff}$ obtenido, 0.2277 ± 0.0037 y su comparación con el valor conocido por medio de todo tipo de medidas [6] 0.2325 ± 0.0008, incluyendo M_Z, M_W, Γ_Z, Γ_{lept}, ${A_{FB}}^{lept}$, $A_{FB}(b)$, P_τ y experimentos de neutrinos. También el resultado $\rho = 0.9953 \pm 0.0078$ próximo a 1, es consistente con la estructura en dobletes del sector de Higgs.

En cuanto a la universalidad, una vez incluida la polarización, de la figura VII.1 se puede concluir que dentro de la precisión de este estudio los acoplamientos al Z^O son independientes del tipo de leptón. La única medida que parece desviarse un poco es la de ${A^o_{FB}}^\tau = 3.1 \pm 1.0\%$, frente a 0.6 ± 1.5 % y $1.5 \pm 0.8\%$, para electrones y muones, respectivamente. Teniendo en cuenta los errores de este estudio esto es perfectamente compatible con una fluctuación estadística, pero si se toman en consideración los otros tres experimentos de LEP [5], parece que esta discrepancia se mantiene y se hace más evidente, dado que los errores son menores. Así los promedios de LEP para A^o_{FB} (ver tabla VII.3) difieren en torno a dos desviaciones estándar entre el caso del τ y cualquiera de los otros dos leptones. En cualquier caso, la combinación de los cuatro experimentos tampoco es concluyente y hay que esperar a reducir los errores para saber si realmente existe una discrepancia o se trata únicamente de un efecto estadístico.

Finalmente, en cuanto a las estimaciones de la masa del top, este trabajo apunta hacia valores ($m_{top} \approx 200$ GeV) un poco mayores de lo habitual ($m_{top} \approx 140$ GeV), pero siempre compatible estadísticamente. La masa del higgs sólo se podría acotar por este método en el caso de un conocimiento preciso de la masa del top e incluso estas cotas serían poco determinantes si el top no es relativamente ligero.

	ALEPH	L3	OPAL	DELPHI	LEP
R_e	20.69 ± 0.21	21.24 ± 0.24	21.01 ± 0.26	20.84 ± 0.28	20.92 ± 0.12
R_μ	20.88 ± 0.20	20.72 ± 0.27	20.65 ± 0.18	20.70 ± 0.23	20.79 ± 0.10
R_τ	20.77 ± 0.23	20.63 ± 0.31	21.16 ± 0.25	20.65 ± 0.26	20.84 ± 0.13
${A^\circ_{FB}}^e$	0.014 ± 0.009	0.017 ± 0.014	-0.002 ± 0.012	0.006 ± 0.015	0.008 ± 0.006
${A^\circ_{FB}}^\mu$	0.007 ± 0.007	0.031 ± 0.010	0.005 ± 0.008	0.015 ± 0.008	0.012 ± 0.004
${A^\circ_{FB}}^\tau$	0.027 ± 0.008	0.028 ± 0.016	0.017 ± 0.008	0.031 ± 0.010	0.024 ± 0.005

Tabla VII.3: Parámetros electrodébiles medidos por los cuatro experimentos de LEP. Los resultados de ALEPH, L3 y OPAL son los presentados en Dallas, Conference on High Energy Physics, los de DELPHI son los calculados en esta tesis. La última columna representa el promedio de los cuatro experimentos teniendo en cuenta las correlaciones existentes entre ellos.

Referencias

[1] D. Bardin et al., DELPHI 92-114 PHYS 220 (o Proc. de XXVI Conference on High Energy Physics, Dallas, August 1992)

[2] D. Bardin et al., CERN TH 6443 (1992)

[3] A.Olshevski, comunicaciones privadas, ZFIT 2.01

[4] F.James y M.Roos, CERN Library Writeup, D506 (1989)

[5] R. Tanaka, X-LPNHE/92-3 (o Proc. de XXVI Conference on High Energy Physics, Dallas, August 1992)

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

Conclusiones

Se ha desarrollado un método de selección del proceso $e^+e^- \to Z^o \to \tau^+\tau^-$. Al ser aplicado sobre una muestra de unos 500000 Z^o recogidos por el experimento DELPHI durante los años 1990 y 1991 se han seleccionado cerca de 9000 desintegraciones $Z^o \to \tau^+\tau^-$. Se ha estudiado con detalle los criterios de selección, calculando con precisión su eficiencia y el nivel de fondo en la muestra final, así como los errores sistemáticos en estas evaluaciones.

Es importante destacar que esta selección no sólo ha sido utilizada para los análisis realizados en esta tesis, sino que ha constituido el punto de partida para todos los estudios relacionados con el leptón τ en la colaboración DELPHI.

Con esta muestra de sucesos se ha medido la sección eficaz y asimetría de carga de la reacción $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en 15 puntos de energía en centro de masas en torno a la resonancia del Z^o, con una precisión similar a la de los últimos resultados presentados por las restantes colaboraciones de LEP en conferencias internacionales.

Se ha realizado una medida de la polarización promedio y de la asimetría 'forward-backward' de polarización del τ, por un método distinto al habitual, que no pretende separar entre sí los distintos canales de desintegración del τ, sino que se realiza una medida de tipo inclusivo con todos los canales hadrónicos. Para ello se ha partido de una muestra de $\tau^+\tau^-$ seleccionada con criterios menos exigentes que en el caso arriba mencionado. De aquí se han eliminado los τ que se desintegraban a un leptón, resultando 5300 sucesos del tipo $\tau^- \to hadrones\ \nu_\tau$. Los resultados obtenidos son:

$$\begin{aligned} < P_\tau > &= -0.153 \pm 0.037 \pm 0.030 \\ A^{FB}_{pol} &= -0.095 \pm 0.045 \pm 0.022 \end{aligned}$$

Utilizando estos resultados e incluyendo los datos de sección eficaz y asimetría de carga para los procesos $e^+e^- \to e^+e^-$ y $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ obtenidos por la colaboración DELPHI, se ha comprobado la hipótesis de universalidad de los acoplamientos leptónicos por medio de ajustes a distintos parámetros del Modelo Estándar incluyendo un tratamiento completo de las correcciones radiativas (utilizando el programa ZFITTER), no observando ninguna discrepancia significativa. Las magnitudes relacionadas con el τ obtenidas han sido las siguientes:

$$\Gamma_\tau = 83.56 \pm 1.02 \pm 0.61 \pm 0.43 \ MeV$$

$$R_\tau = 20.65 \pm 0.21 \pm 0.17$$

$$\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_e} = 1.007 \pm 0.014 \pm 0.008$$
$$\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_\mu} = 1.000 \pm 0.016 \pm 0.009$$
$$\frac{R_\tau}{R_e} = 0.991 \pm 0.016 \pm 0.011$$
$$\frac{R_\tau}{R_\mu} = 0.998 \pm 0.013 \pm 0.012$$

$$v_\tau = -0.0446 \pm 0.0088 \pm 0.0064$$
$$a_\tau = -0.5003 \pm 0.0031 \pm 0.0018 \pm 0.0013$$

Medidas que son consistentes con la hipótesis de universalidad. Teniendo en cuenta este hecho, se han realizado nuevos ajustes suponiendo que los acoplamientos leptónicos al Z^O son iguales y utilizando únicamente los resultados aquí presentados para el canal $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, obteniendo:

$$\Gamma_l = 83.22 \pm 0.44 \pm 0.48 \ MeV$$
$$v_l = -0.0445 \pm 0.0066 \pm 0.0031$$
$$a_l = -0.4988 \pm 0.0014 \pm 0.0014$$
$$\rho_{eff} = 0.9953 \pm 0.0057 \pm 0.0053$$
$$\sin^2 \theta_w^{eff} = 0.2277 \pm 0.0033 \pm 0.0017$$

Todos los resultados obtenidos están de acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar.

Indice

Lista de Figuras

Lista de Tablas