

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

(ESTUDI GENERAL)

DEPARTAMENT DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR I
NUCLEAR

EL SISTEMA DE TRIGGER
EN
DELPHI

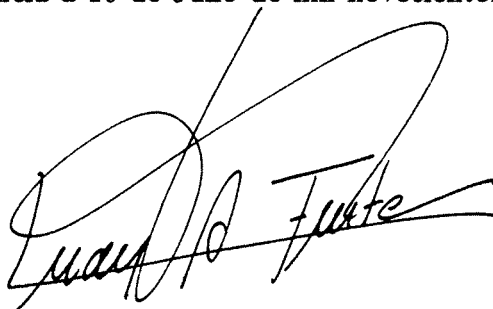
Tesis de Licenciatura
CARLOS LACASTA LLÁCER
Julio 1992

JUAN ANTONIO FUSTER VERDÚ Colaborador Científico del CSIC
perteneciente al Departamento de Física Atómica Molecular y Nuclear de
la Universitat de Valencia

CERTIFICA:

Que la presente memoria **EL SISTEMA DE TRIGGER EN DELPHI**
ha sido realizada bajo mi dirección en el Instituto de Física Corpuscular,
Centro Mixto Universidad de Valencia-C.S.I.C., por Carlos Lacasta Llácer y
constituye su tesina para optar al grado de Licenciado en Ciencias Físicas.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el
presente Certificado en Valencia a 10 de Julio de mil novecientos noventa y
dos.

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Juan Antonio Fuster Verdú". The signature is stylized with large loops and a long horizontal stroke at the end.

**A Carla,
a mis padres,
y a mis hermanos**

Quisiera mostrar mi reconocimiento a todas las personas que me han iniciado en este mundo de la Física de Altas Energías. De forma especial quisiera agradecer a Juan A. Fuster, que ha dirigido este trabajo, su paciencia, sus consejos y su buen humor; a Juan A. Valls el haber trabajado conmigo y su amistad, a Antonio Ferrer y todos los miembros del Instituto de Física Corpuscular el haberme brindado la oportunidad de compartir con ellos estos dos años.

No quisiera olvidarme de Salvador Martí, Julio Lozano y Juan Zúñiga, con los cuales me he sentido como en familia y me han ayudado a superar los momentos peores. También quiero agradecer a María del Mar de Fez, Eduardo Cortina, Jose Luis Contreras, Javier Sánchez y Juan Abel Barrio su amistad y los buenos momentos que he pasado junto a ellos.

Índice

Índice.	i
Introducción.	v
1 La Física de LEP.	1
1.1 El Modelo Estándar.	1
1.2 Interacciones e^+e^-	3
1.2.1 Producción de pares de fermiones en el estado final.	3
1.2.1.1 Estados finales leptónicos.	7
1.2.1.2 Estados finales hadrónicos.	7
1.2.2 Fotones en el estado final.	8
1.3 Determinación de secciones eficaces.	9
2 El acelerador LEP	11
2.1 Luminosidad.	13
2.2 El ciclo de LEP.	13
2.3 El ruido de fondo.	13
3 Descripción del Detector DELPHI.	15
3.1 Detectores de trazas.	18
3.1.1 Zona del Barril.	19

3.1.1.1	Detector de microvértice, VTX.	19
3.1.1.2	Detector interno: ID.	20
3.1.1.3	Cámara de proyección temporal: TPC.	21
3.1.1.4	Detector externo, OD.	22
3.1.2	Zona hacia delante.	23
3.1.2.1	Cámaras de trazas hacia delante.	24
3.2	Calorímetros.	25
3.2.1	Cámara de proyección de alta densidad, HPC.	26
3.2.2	Calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC.	28
3.2.3	Calorímetro hadrónico, HCAL.	29
3.3	Cámaras de muones.	31
3.4	Monitores de luminosidad: SAT y VSAT.	32
3.5	Centelleadores: TOF, HOF.	32
3.5.1	Contador de tiempo de vuelo: TOF.	33
3.5.2	Zona hacia delante: HOF.	33
3.6	Detectores Čerenkov de imágenes anulares: RICH.	34
3.6.1	Zona del barril, B-RICH.	34
3.6.2	Zona hacia delante, F-RICH.	35
4	El sistema de <i>trigger</i> en DELPHI.	37
4.1	Visión general del sistema de <i>trigger</i>	38
4.2	El sistema de decisión del <i>trigger</i> : PYTHIA.	41
4.3	Las señales de <i>trigger</i> de los subdetectores: TDLs.	45
4.3.1	El subtrigger de trazas (TPC + FwCH + ID/OD + TOF).	47
4.3.2	Subtrigger de muones (MUB + MUF).	48
4.3.3	Subtrigger de energía electromagnética (HPC + FEMC).	49

4.3.4	Subtrigger hadrónico (HAC).	50
4.3.5	El subtrigger de sucesos Bhabha (SAT+VSAT).	50
4.3.6	El trigger de B1.	51
4.4	Sobre los PTIs y las Majorities.	53
4.5	Esquema del Software del Trigger.	58
4.5.1	El trigger on-line.	58
4.5.2	El trigger off-line.	60
4.5.2.1	Acceso a los datos almacenados en cintas.	61
4.5.2.2	Control off-line del trigger: estudio de las estabilidades.	66
5	Eficiencias de trigger.	83
5.1	El método de cálculo.	83
5.2	Sistemática del cálculo de eficiencias de <i>trigger</i> .	89
5.3	Pares de electrones y pares de muones.	95
5.3.1	La zona hacia delante ($10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$, $150^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$).	96
5.3.1.1	Eficiencia de los detectores presentes en la región hacia delante.	97
5.3.1.2	Eficiencia global en la región hacia delante.	101
5.3.2	La zona del barril. ($45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$)	105
5.3.2.1	Eficiencia de <i>trigger</i> de los detectores del barril.	105
5.3.2.2	Eficiencia Global en la zona del Barril.	107
5.3.3	Eficiencia global para pares de electrones y pares de muones.	109
5.4	Sucesos hadrónicos.	114
5.4.1	La zona hacia delante.	115
5.4.1.1	Eficiencia de los detectores en la zona hacia delante.	115
5.4.1.2	Eficiencia global en la zona hacia delante.	116
5.4.2	La zona del barril.	120

5.4.2.1	Eficiencia de <i>trigger</i> en los detectores del barril.	120
5.4.2.2	Eficiencia global en la zona del barril.	123
5.4.2.3	Eficiencia global de <i>trigger</i> para los sucesos hadrónicos.	123
5.5	Eficiencia de <i>trigger</i> para sucesos con una sola traza aislada.	126
5.5.1	Determinación de las eficiencias.	128
5.5.1.1	La zona del barril.	128
5.5.1.2	La zona hacia delante.	129
5.6	Comentarios.	142
Conclusiones		145
A Mnemónicos de los PTIs.		147
Referencias.		151

Introducción.

En el presente trabajo se realiza un extenso estudio sobre el sistema de trigger del detector DELPHI en el colisionador e^+e^- LEP.

En el primer capítulo se describirá, someramente, la física que se estudia en dicho colisionador y se discutirá la importancia de una determinación precisa de la eficiencia de trigger en el cálculo de secciones eficaces y, por tanto, en la determinación de muchos de los parámetros del Modelo Estándar que se pretenden calcular en dicho experimento.

En los capítulos segundo y tercero se describe el sistema experimental base de nuestro trabajo: el acelerador LEP y el detector DELPHI. El cuarto capítulo se dedica a explicar la estructura y definición del sistema de trigger en el detector DELPHI.

El análisis de eficiencias de trigger se comentará en el quinto y último capítulo. En él se describe el método empleado para el cálculo de eficiencias y el criterio escogido para definir sus errores estadísticos. Se estudiarán las eficiencias en diferentes zonas angulares y para diferentes topologías, como sucesos hadrónicos o pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. También se considerarán aquellos sucesos en los que sea posible aislar, en zona angulares determinadas, una sola traza.

Capítulo 1

La Física de LEP.

Los experimentos realizados en LEP abren una nueva era en lo que respecta a medidas de precisión en el área de las interacciones electrodébiles. La investigación detallada de la aniquilación e^+e^- en torno a la resonancia del Z^0 , con grandes estadísticas de sucesos, permitirá un examen del Modelo Estándar al nivel de correcciones radiativas. Esto confirmará la validez del modelo Estándar como una teoría cuántica de campos plenamente desarrollada o apuntará hacia la necesidad de modificaciones bastante significativas.

Las partículas que hasta ahora no se han observado, como el bosón de *Higgs*, responsable de la rotura espontánea de simetría, o el *quark t*, pueden afectar las predicciones teóricas de los distintos observables físicos de forma calculable. La mismas ideas se pueden aplicar, en principio, a cualquier tipo de objeto conectado con estructuras más allá del Modelo Estándar Mínimo, como por ejemplo más campos de *Higgs*, partículas supersimétricas, nuevos bosones vectoriales, ...

Los efectos de órdenes superiores relacionados con la presencia de la partícula de *Higgs*, el *quark t*, e incluso la auto-interacción de los campos de *gauge*, serán, en las cantidades observables, del orden de $\mathcal{O}(10^{-2})$. Esto significa que, para observarlos, serán necesarias precisiones, tanto a nivel teórico como experimental, del orden de $\mathcal{O}(10^{-3})$.

1.1 El Modelo Estándar.

Nuestra actual concepción del Universo supone que existen cuatro fuerzas fundamentales, responsables de todos los fenómenos observados hasta ahora. Tres de ellas, la fuerte, la electromagnética y la débil, pueden describirse en el contexto de las teorías *gauge* de campos cuánticos. No obstante, quedan todavía muchos problemas a resolver para combinar la teoría cuántica de campos con la cuarta fuerza: la gravitación. De cualquier forma, dado que sus efectos son muy pequeños en el marco de la física actual de altas energías, puede no ser considerada, desde el punto de vista experimental.

En la teoría cuántica de campos se emplea el formalismo lagrangiano. El cálculo de soluciones exactas para un proceso dado es, en general, difícil. Se han desarrollado, no obstante, métodos para obtener soluciones aproximadas empleando teorías de perturbaciones. Las series perturbativas son el resultado de desarrollar en serie de potencias de la constante de acoplamiento y, la rapidez de la convergencia, dependerá de la intensidad de la interacción.

Si se fuerza al lagrangiano a ser invariante bajo transformaciones locales, en los que el *gauge* se cambia arbitrariamente en cada punto del espacio-tiempo, se encuentra que el tipo de interacción queda totalmente especificado y sólo su magnitud permanece como parámetro libre. Hay dos tipos de teorías *gauge*, las abelianas y las no abelianas. Una teoría *gauge* abeliana corresponde a un campo que no interacciona consigo mismo. Por contra, en una teoría *gauge* no abeliana, el campo interacciona consigo mismo.

Dentro del marco del Modelo Estándar, las tres interacciones (fuerte, electromagnética y débil) se describen mediante el intercambio de bosones de *gauge* entre los fermiones fundamentales. Las tres fuerzas se originan a partir de campos *gauge* y los grupos en juego son $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$. La componente $SU(3)_C$ introduce la interacción fuerte, que tiene carga de color, mientras que $SU(2)_L \otimes U(1)$ describe dos campos que dan lugar a las fuerzas débil y electromagnética. El subíndice L indica que este campo sólo interacciona con fermiones *left-handed* o de helicidad negativa.

Los fermiones conocidos se agrupan en tres familias, que parecen ser copias idénticas, salvo por el hecho de que tienen diferentes masas. Cada familia está formada por cuatro partículas: 2 *quarks*, uno de carga $+2/3$ y otro de carga $-1/3$, que son sensibles a las tres fuerzas, un leptón cargado, que no nota la interacción fuerte, y un leptón neutro, o neutrino, que sólo se ve afectado por la interacción débil; además de sus correspondientes antipartículas. En la tabla 1.1 se catalogan los fermiones conocidos.

Partícula	Carga	Int. Fuerte	Int. Débil
e, μ, τ	$-e$	No	Si
u, c, t^*	$+\frac{2}{3}e$	Si	Si
d, s, b	$-\frac{1}{3}e$	Si	Si
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	No	Si

* El quark t todavía no se ha observado.

Tabla 1.1: Fermiones conocidos del Modelo Estándar.

El Modelo Estándar incluye, además, una partícula escalar, el *Higgs*, que se introduce para, de forma espontánea, romper la simetría del grupo $SU(2)_L$. Aunque esto permite dotar de masas a los bosones Z^0 y W^\pm , intermediarios de la interacción débil, en términos del ángulo θ_W de mezcla entre $SU(2)_L$ y $U(1)$, no permite ningún tipo de predicción sobre las masas de los fermiones ni del bosón de *Higgs*.

En el Modelo Estándar, tanto los *quarks* como los leptones se asignan a dobletes *left-handed* y singletes *right-handed*. Ahora, los estados de masa definida de los *quarks* no coinciden con los estados propios de la interacción débil. El resultado es que la interacción débil actúa sobre

estados *mezcla*, definidos por la matriz de Kobayashi–Maskawa, de los estados físicos de masa definida de los *quarks* de carga $-\frac{1}{3}$.

1.2 Interacciones e^+e^- .

La aniquilación electrón–positrón es un apartado de gran importancia dentro de la física de partículas. Al contrario de lo que ocurre en las colisiones hadrónicas, los estados finales que se producen en las interacciones e^+e^- poseen números cuánticos bien definidos —aquellos de la corriente mediadora. Además, a altas energías, estas corrientes se *acoplan* directamente a los constituyentes fundamentales de la materia. Las interacciones son limpias y no tienen interacciones debidas a los *quarks espectadores*, como ocurre en colisiones protón–antiprotón. En consecuencia, este tipo de procesos son muy adecuados para la determinación del número de familias¹, o la búsqueda de nuevas partículas.

En esta sección consideraremos principalmente los procesos de producción de un par de partículas en el estado final, es decir, $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ donde f es un leptón (neutro o cargado) o un *quark*, y también $e^+e^- \rightarrow G\bar{G}$, donde G es un bosón de *gauge*. En la tabla 1.2 se clasifican, según su amplitud, algunos de los sucesos que pueden tener lugar, aunque hay que hacer notar que esta clasificación no pretende ser exhaustiva.

El proceso de formación de un par de fermiones (ver el diagrama 1*f* en la tabla 1.2) en e^+e^- puede ser por intercambio, en el canal s , tanto de un γ o como de un Z^0 . Este proceso queda descrito por la interacción electromagnética, la débil, y su interferencia. En el caso de que los dos fermiones en el estado final sean *quarks* se debe considerar, además, la interacción fuerte. De acuerdo con la Cromodinámica Cuántica —la teoría *gauge* de campos que describe esta interacción— los bosones intermediarios de esta interacción pueden ser radiados tanto por el *quark* como por el *antiquark*. El estudio de este tipo de sucesos puede proporcionar información cuantitativa, bastante interesante, sobre la Cromodinámica Cuántica.

Los diagramas de la tabla 1.2 marcados con 1*f* y 1*e* corresponden al orden más bajo dentro de la serie perturbativa y están íntimamente relacionados con la infinidad de efectos radiativos que envuelven, por ejemplo, la emisión de bosones por los fermiones o, *loops* de fermiones en los propagadores de los bosones. Algunos de estos procesos se muestran en los diagramas 2*e*, 2*f*, 3*e*, 3*f* y 4*f* de la tabla 1.2. Existe otro tipo de procesos, como los mostrados en los diagramas 1*\gamma* y 2*\gamma* de la tabla 1.2 o, por ejemplo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$, en los que se puede aislar un sólo tipo de interacción.

1.2.1 Producción de pares de fermiones en el estado final.

El diagrama 1*f* de la tabla 1.2 describe, al orden más bajo, el proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, con producción de un par de fermiones (f =quark, leptón) en el estado final. La sección eficaz diferencial tendrá, como comentábamos con anterioridad tres componentes debidas,

¹ Uno de los primeros resultados de LEP fue la determinación del número de especies de neutrinos ligeros, que resultó ser $N_\nu = 3.07 \pm 0.06$??, según los datos del detector DELPHI correspondientes a 1991.

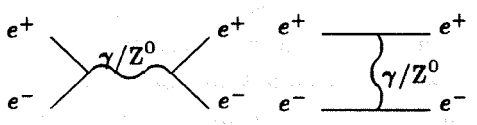
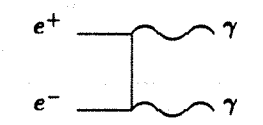
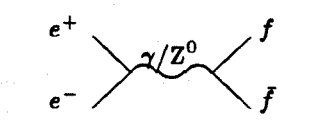
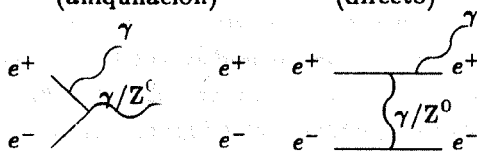
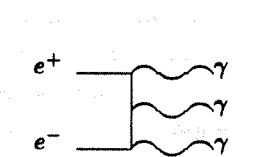
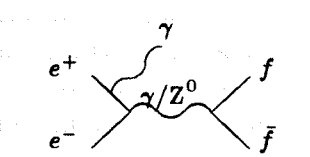
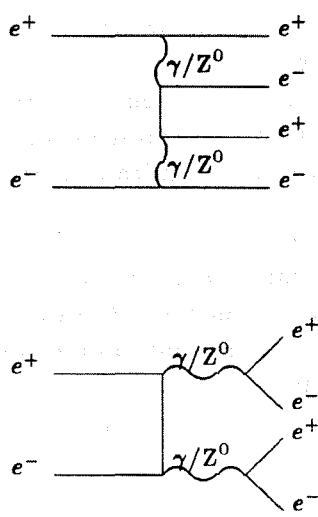
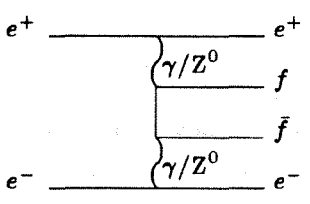
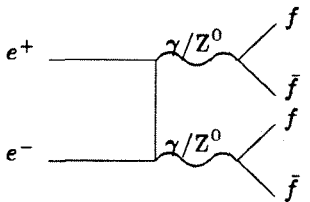
Electrón	Fotones	Fermiones
<p>1e: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (aniquilación) (directo)</p> 	<p>1γ: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$</p> 	<p>1f: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$</p> 
<p>2e: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ (aniquilación) (directo)</p> 	<p>2γ: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$</p> 	<p>2f: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\gamma$</p> 
<p>3e: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$</p> 		<p>3f: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$</p>  <p>4f: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$</p> 

Tabla 1.2: En esta tabla se muestran los diagramas de algunos de los posibles sucesos en interacciones e^+e^- .

respectivamente, al intercambio de un γ , de un Z^0 y a un término de interferencia entre ambos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^\gamma + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{Z^0} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\gamma Z^0}$$

Una de las formas más usuales de escribir la sección eficaz diferencial es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c \left[a(1 + \cos^2 \theta) + 2b \cos \theta \right] \quad (1.1)$$

donde

$$a = \underbrace{Q_e^2 Q_f^2}_{\gamma} + \underbrace{2Q_e Q_f v_e v_f \mathcal{R}(\chi)}_{\gamma Z^0} + \underbrace{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi|^2}_{Z^0} \quad (1.2)$$

$$b = \underbrace{2Q_e Q_f a_e a_f \mathcal{R}(\chi)}_{\gamma Z^0} + \underbrace{4v_e v_f a_e a_f |\chi|^2}_{Z^0} \quad (1.3)$$

con

$$\chi = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s}{(s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)} \quad (1.4)$$

$$v_f = -1 + 4 \sin^2 \theta_W \quad a_f = -1 \quad (f = \text{leptones } e, \mu, \tau)$$

$$v_f = -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \quad a_f = -1 \quad (f = \text{quarks } d, s, b) \quad (1.5)$$

$$v_f = 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \quad a_f = +1 \quad (f = \text{quarks } u, c)$$

y donde N_c es el factor fermiónico de color (3 para los quarks y 1 para los leptones), Q_e y Q_f la carga del electrón y del fermión del estado final. v_e , a_e , v_f y a_f son, respectivamente, los acoplamientos axial y vectorial del electrón y del fermión del estado final. $\mathcal{R}(\chi)$ es la parte real del factor χ , que contiene la contribución del propagador del Z^0 y que determina junto con M_Z y Γ_Z —la masa y la anchura del bosón Z^0 — la forma de la resonancia del Z^0 .

En las proximidades de la resonancia del Z^0 la sección eficaz total para el proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ se puede escribir, al orden más bajo, como:

$$\sigma_f^\circ(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s \Gamma_{ee} \Gamma_{ff}}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2 \Gamma_Z^2}{M_Z^2}} (1 + \delta(s)) \quad (1.6)$$

donde M_Z es la masa del Z^0 . El término $1 + \delta(s)$ representa las correcciones radiativas electrodébiles. En este proceso son importantes, sobre todo, las correcciones radiativas en el estado inicial por emisión de un fotón por el electrón o el positrón incidentes. En el pico del Z^0 , $s = M_Z^2$, la sección eficaz se reduce en, aproximadamente, un 30%, y se puede expresar como:

$$\sigma_{pico} = \sigma_f^\circ (1 + \delta(M_Z^2)) \quad (1.7)$$

donde

$$\sigma_f^\circ = 12\pi \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{ff}}{M_Z^2 \Gamma_Z} \quad (1.8)$$

Γ_Z es la anchura de la resonancia, y Γ_{ee} y Γ_{ff} son las anchuras parciales para los procesos $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ y $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$, definidas como:

$$\Gamma_{ff} = C N \frac{G_F M_Z^3}{24\pi\sqrt{2}} [a_f^2 + v_f^2] (1 + \delta_f) \quad (1.9)$$

En esta expresión, $G_F/\sqrt{2}$ es la constante de acoplamiento de Fermi, que puede escribirse como:

$$G_F = \frac{\alpha\pi}{M_W^2 \sin^2 \theta_W}$$

C es un factor de espacio fásico que depende de la masa o de la velocidad, β_f , del fermión f final, y es igual a:

$$C = \frac{\frac{1}{2}\beta_f(3 - \beta_f)v_f^2 + \beta_f a_f^2}{v_f^2 + a_f^2}$$

Este factor es sólo ligeramente distinto de la unidad para el leptón τ y para los quarks c y b . ($1 - C_\tau = 2.2 \times 10^{-3}$, $1 - C_b = 1.2 \times 10^{-2}$ para $m_c = 5$ GeV). El término $1 + \delta_f$ representa las correcciones radiativas a las anchuras parciales, es también una corrección pequeña ($\delta \sim 10^{-3}$). El factor N es diferente para leptones y quarks:

$$N = 1 \text{ para leptones} \quad N = 3 \left(1 + \frac{\alpha_S}{\pi} + \dots \right) \text{ para quarks}$$

Para los quarks se puede reconocer el factor 3 debido al color y las correcciones de QCD gobernadas por la constante de acoplamiento α_S . Esta última corrección es del orden del 4%.

Las expresiones 1.6 y 1.9 resumen los parámetros de la resonancia que pueden obtenerse a partir de la medida de la sección eficaz para la producción del Z^0 y su posterior desintegración en pares de fermiones, $f\bar{f}$:

- Masa, M_Z
- Anchura de la resonancia, Γ_Z
- Sección eficaz, σ_Z
- Anchuras parciales, Γ_{ff} .

A partir de la medida de las anchuras parciales se puede determinar $(v_f^2 + a_f^2)$. Se puede extraer información adicional sobre las constantes de acoplamiento con la medida de la asimetría *forward-backward* de carga, definida como:

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f} \quad (1.10)$$

donde $\sigma_F^f(\sigma_B^f)$ es la sección eficaz de producción de un fermión, f , cargado con $\cos \theta > 0$ ($\cos \theta < 0$), siendo θ el ángulo de f respecto a la dirección del haz. Esta asimetría se puede

expresar como función de las constantes de acoplamiento de las corrientes fermiónicas con el Z^0 :

$$A_{FB}^f(M_Z^2) = 3 \frac{v_e a_e}{(v_e^2 + a_e^2)} \frac{v_f a_f}{(v_f^2 + a_f^2)} \quad (1.11)$$

Combinando las medidas de las anchuras parciales y las asimetrías es posible determinar los valores de v_f y a_f .

Los valores obtenidos para los parámetros de la resonancia del Z^0 , con los datos de la colaboración DELPHI del año 1991, son [42], si no se supone universalidad:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.179 \pm 0.009(\text{estad.}) \pm 0.020 (E_{cm}) \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.509 \pm 0.016(\text{estad.}) \pm 0.005(\text{sistem.}) \text{ GeV} \\ \Gamma_h &= 1.734 \pm 0.016(\text{estad.}) \pm 0.011(\text{sistem.}) \text{ GeV} \\ \Gamma_e &= 84.20 \pm 0.76(\text{estad.}) \pm 0.42(\text{sistem.}) \text{ MeV} \\ \Gamma_\mu &= 81.99 \pm 1.12(\text{estad.}) \pm 0.55(\text{sistem.}) \text{ MeV} \\ \Gamma_\tau &= 81.21 \pm 1.40(\text{estad.}) \pm 1.06(\text{sistem.}) \text{ MeV} \end{aligned}$$

donde Γ_e , Γ_μ y Γ_τ son las anchuras parciales leptónicas. Teniendo en cuenta las correlaciones correspondientes, el cociente entre la anchura parcial para $\mu^+\mu^-$ ($\tau^+\tau^-$) y la anchura parcial para e^+e^- es 1.027 ± 0.033 (1.037 ± 0.035) con lo que se puede concluir que los datos son consistentes con la hipótesis de universalidad de los acoplamientos para los leptones.

1.2.1.1 Estados finales leptónicos.

Por motivos meramente prácticos, los estados finales leptónicos se clasifican en tres clases: (i) e^+e^- , (ii) $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ y (iii) $\nu\bar{\nu}$. El estado final e^+e^- es esencialmente distinto de $\mu^+\mu^-$ y $\tau^+\tau^-$ puesto que las partículas tanto del estado final como del inicial son idénticas y, por tanto, el bosón intermediario $-\gamma$ o Z^0 — se puede intercambiar tanto en el canal t como en el canal s . Los estados finales con leptones cargados tienen lugar como consecuencia de procesos electrodébiles, mientras que los estados finales $\nu\bar{\nu}$ se producen sólo merced a la interacción débil. Este proceso tiene un significado físico muy particular ya que su sección eficaz es función directa del número de generaciones de neutrinos que, a su vez, está relacionada con el número de familias de fermiones.

Los diagramas 1e, 2e de la tabla 1.2 describen algunos de los sucesos correspondientes a (i). El resto se pueden obtener asociando el γ a otros segmentos de las líneas de electrones o permutando las líneas de γ . Los diagramas 1f y 2f describen algunos de los sucesos correspondientes a (ii).

1.2.1.2 Estados finales hadrónicos.

El proceso básico para la producción de quarks —que finalmente se fragmentarán en hadrones— en aniquilaciones e^+e^- es, esencialmente, el mismo que para cualquier otro par

de fermiones (ver el diagrama 1f en la tabla 1.2). No obstante, en el caso de $q\bar{q}$, hay que introducir, también, las correcciones correspondientes a la interacción fuerte.

Normalmente, la sección eficaz total para estados finales hadrónicos se expresa mediante el cociente:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.12)$$

donde

$$\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

es la sección eficaz total, a primer orden de QED, de producción de un par $\mu^+\mu^-$.

Así, si se introducen las correcciones de QCD, resulta para la sección eficaz total de sucesos hadrónicos en el estado final:

$$R = 3 \sum_q R_q = 3 \sum_q \left[R_q^0 + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} + 1.41 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \right) (f_1 R_q^{VV} + f_2 R_q^{AA}) \right] \quad (1.13)$$

donde los factores f_1 y f_2 dependen de las velocidades de los quarks y son prácticamente 1 excepto para el quark b , más pesado, y

$$\begin{aligned} R_q^{VV} &= Q_e^2 Q_q^2 + 2Q_e Q_q v_e v_q \mathcal{R}(\chi) + (v_e^2 + a_e^2) v_q^2 |\chi|^2 \\ R_q^{AA} &= (v_e^2 + a_e^2) a_q^2 |\chi|^2 \\ R_q^0 &= \left[\beta \left(1 + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) \right) R_q^{VV} + \beta^3 R_q^{AA} \right] \end{aligned}$$

donde Q_e y Q_q son la carga del electrón y el quark, respectivamente, y χ y a_e , a_q , v_e y v_q son los mismos que en (1.1).

1.2.2 Fotones en el estado final.

Discutiremos ahora la producción de pares de bosones de *gauge* en la aniquilación e^+e^- . Estos procesos proporcionan la posibilidad de hacer tests muy sensibles del Modelo Estándar, y serán de gran importancia para las futuras generaciones de colisionadores e^+e^- . Dentro del rango de energías alcanzadas hasta ahora en estos aceleradores, sólo son posibles los procesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, ya que no se pueden producir los pares Z^0Z^0 y W^+W^- con las energías actuales.

El proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ a primer orden (ver diagrama 1γ en la tabla 1.2) implica sólo la interacción electromagnética, y la contribución débil entra sólo con la potencia α^4 en la sección eficaz. Esto significa que este tipo de sucesos ofrecen un método muy limpio de verificación de QED hasta las energías más altas.

A primer orden, este proceso se produce mediante el intercambio de un electrón. La sección eficaz diferencial se puede expresar, en el límite relativista ($\beta=1$) como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \right) \quad (1.14)$$

y, la sección eficaz total es, despreciando los términos de orden M_e^2/s , con M_e la masa del electrón:

$$\sigma_T = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \ln\left(\frac{s}{M_e^2}\right) \quad (1.15)$$

1.3 Determinación de secciones eficaces.

Para cada valor de la energía, la sección eficaz total para un proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, se determina a partir de la relación [41, 42]:

$$\sigma(E_{cm}) = \frac{N_Z - N_b}{\varepsilon_Z \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + f_{sm})$$

f_{sm} es un factor de corrección debido a la dispersión de la energía en los haces de LEP. Este factor se estima que sea pequeño —del orden de 10^{-3} — y corresponde a una dispersión de la energía de (50 ± 10) MeV. El factor de corrección f_{sm} es proporcional a la segunda derivada de la sección eficaz y al cuadrado de la dispersión de la energía. El efecto de esta corrección es cambiar la anchura Γ_Z medida en casi 4 MeV. N_Z es el número total de sucesos seleccionados para el canal, $f\bar{f}$, del cual se quiere calcular la sección eficaz, N_b es el número de sucesos contaminantes, \mathcal{L} es la luminosidad integrada y ε_Z es la eficiencia global para los sucesos seleccionados.

La eficiencia global es un factor de corrección que incluye la eficiencia de trigger (ε_{trigg}) y la aceptación geométrica (A_f), en donde se considera el efecto de los cortes empleados para aislar los sucesos $f\bar{f}$ específicos, es decir, la eficiencia de selección:

$$\varepsilon_Z = \varepsilon_{trigg} \cdot A_f$$

N_b y A_f se determinan mediante simulaciones por Monte Carlo. La comparación entre las distribuciones de distintas variables cinemáticas para las datos y el Monte Carlo, se emplea para estimar el error sistemático de N_b y A_f .

El error relativo de la sección eficaz se puede expresar como:

$$\left(\frac{\Delta(\sigma)}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{\Delta(N_Z - N_b)}{N_Z - N_b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\mathcal{L})}{\mathcal{L}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\varepsilon_Z)}{\varepsilon_Z}\right)^2 \quad (1.16)$$

Si los errores experimentales que se quieren obtener son del orden del $\sim 1\%$, eso significa que los errores de $N_Z - N_b$, \mathcal{L} y ε_Z han de ser, también, de ese orden. Puesto que

$$\left(\frac{\Delta(\varepsilon_Z)}{\varepsilon_Z}\right)^2 = \left(\frac{\Delta(\varepsilon_{trigg})}{\varepsilon_{trigg}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(A_f)}{A_f}\right)^2 \lesssim 1\%$$

resulta que el error relativo en el conocimiento de la eficiencia total de trigger deber ser también $\lesssim 1\%$. De ahí la importancia de conocer y controlar el valor de la eficiencia de trigger en todo momento. En capítulos posteriores se explicará detalladamente cómo se calcula dicho error.

En la figura 1.1 se muestran las secciones eficaces obtenidas [41, 42] para e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ y hadrones. Los errores que se muestran son meramente estadísticos.

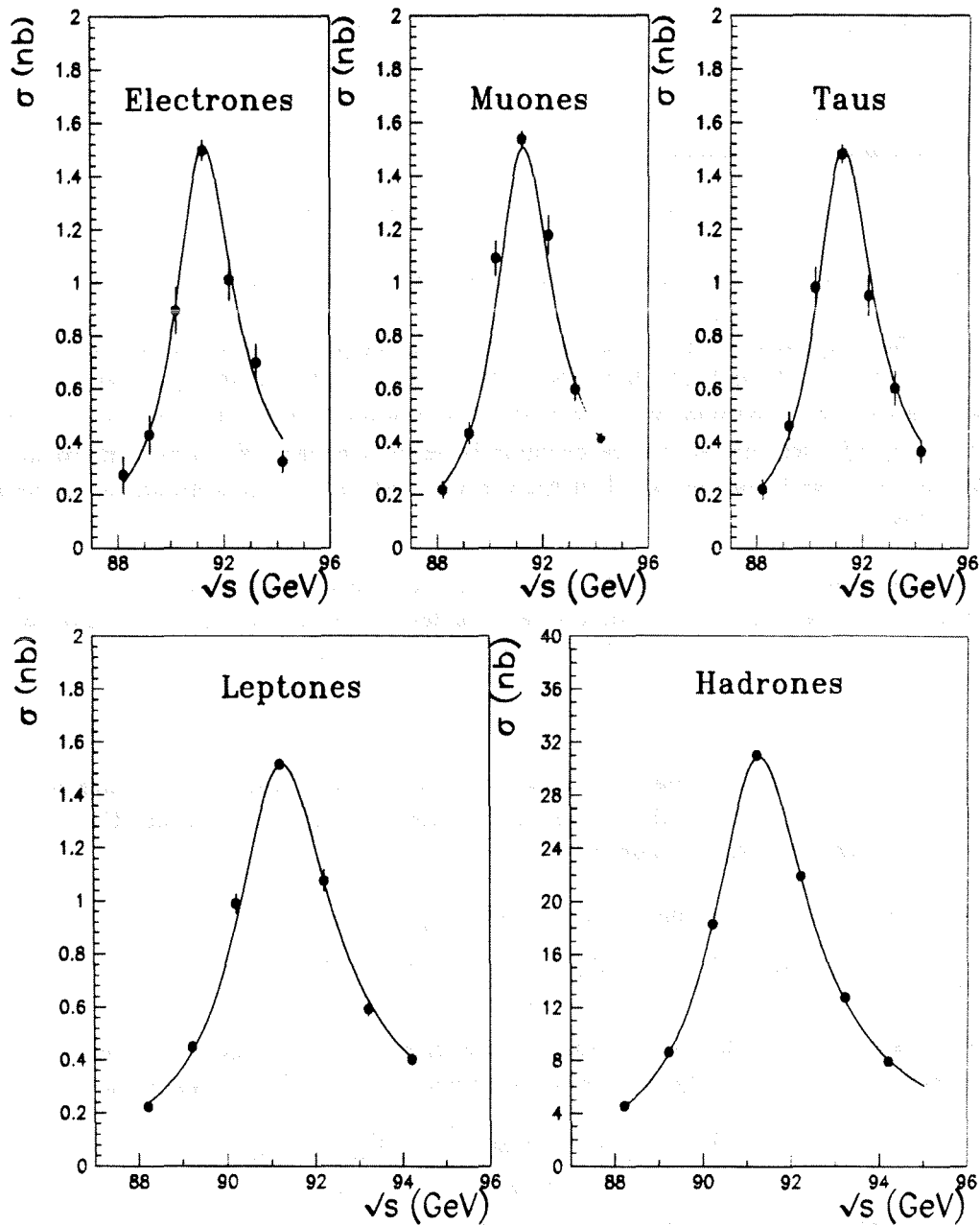


Figura 1.1: Secciones eficaces totales, en torno al pico del Z^0 , en función de la energía en centro de masas. En la fila superior se muestra la sección eficaz para sucesos e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ y $\tau^+\tau^-$. En la fila inferior las secciones eficaces para sucesos leptónicos y para sucesos hadrónicos.

Capítulo 2

El acelerador LEP

LEP (Large Electron Positron) es un anillo convencional e^+e^- que tiene unas dimensiones de aproximadamente 27 Km de circunferencia. Se halla ubicado cerca del CERN con el fin de aprovechar la infraestructura existente de aceleradores como el PS (Sincrotrón de protones) y el SPS (Super Sincrotrón de Protones) en su sistema de inyección.

Los haces de electrones y positrones se hacen colisionar en cuatro puntos de interacción rodeados de detectores. Cada haz consiste en cuatro paquetes (*bunches*) de $5 \cdot 10^{11}$ partículas que viajan a lo largo de un tubo de vacío en el que la presión se mantiene a $\sim 10^{-10}$ Torr. Los haces se mantienen en sus trayectorias merced a un complicado sistema óptico de imanes (dipolos, cuadrupolos, sextupolos, correctores de órbita y elementos de medida y control de la energía del haz) colocados a lo largo del perímetro del acelerador. La frecuencia de revolución (f) de las partículas es de alrededor de 5×10^4 Hz, lo que significa que el intervalo de tiempo entre el cruce de dos *bunches* es de 23 μ s. En los primeros años de funcionamiento de LEP (LEP 100) se espera acceder hasta una energía en centro de masas de ~ 100 GeV, con el fin de cubrir la resonancia del Z^0 . En una segunda fase de funcionamiento (LEP 200) se espera extender el rango de energías hasta un máximo de 95 GeV por haz, para superar el umbral de producción de pares W^+W^- .

En LEP hay en total 2 sistemas de 128 cavidades aceleradoras de radiofrecuencia, cuyo cometido es reponer la energía de las partículas perdida por radiación sincrotrón. La energía que pierde un electrón (positrón) en cada vuelta —con radio de curvatura ρ — es, si el haz tiene una energía E_b ,

$$E_{perdida} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} E_b^4 \rho$$

donde r_e y m_e son el radio clásico y la masa del electrón, respectivamente. En el caso de LEP, donde $\rho = 3096$ m y $E_b \simeq 45.5$ GeV, resulta $E_{perdida} \sim 140$ MeV/partícula/vuelta.

La determinación de la energía del haz se efectúa midiendo el campo magnético dipolar a

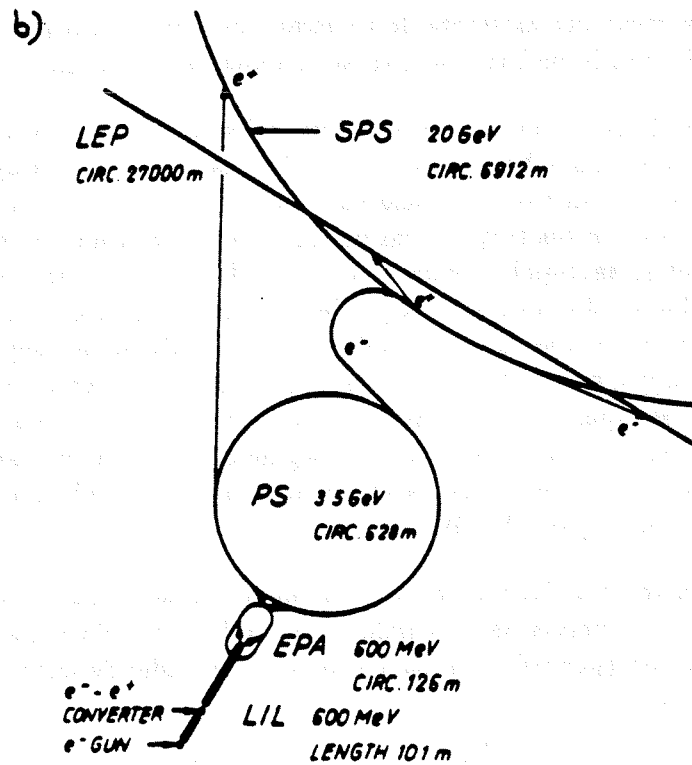
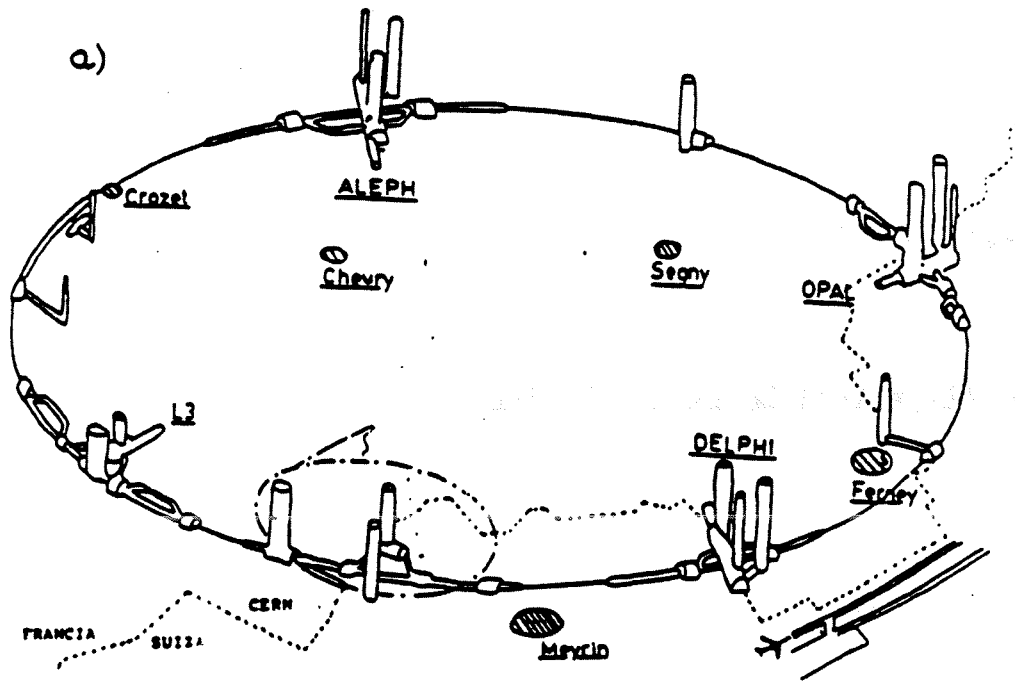


Figura 2.1: (a) Esquema del acelerador LEP. (b) Sistema inyector.

lo largo de la órbita:

$$E \simeq \int_0^{L_{mag}} B dl \simeq B \cdot L_{mag}$$

La medida se realiza en unos imanes de referencia situados junto a los dipolos, alimentados en serie con ellos, y de la relación de campos conocida. El resultado obtenido se corrige por el envejecimiento de los dipolos, las variaciones de la órbita y campos magnéticos parásitos. El valor estimado del error de la energía proporcionado por LEP es de 20 MeV.

2.1 Luminosidad.

La luminosidad, $\mathcal{L}(t)$ es un parámetro característico de todo acelerador, y está definida como el factor de proporcionalidad entre el número de sucesos en un proceso determinado y su sección eficaz:

$$\frac{dN(e^+e^- \rightarrow X, t)}{dt} = \mathcal{L}(t) \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow X)$$

y que, en términos de los parámetros característicos de la máquina, puede escribirse como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_+ N_- n_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

donde N_+ y N_- es el número de partículas positivas y negativas por *bunch*, n_b es el número de *bunches*, f es la frecuencia de revolución y σ_x y σ_y las dimensiones del haz en el punto de interacción en el plano transversal al movimiento, suponiendo un perfil gaussiano para la densidad de partículas. En el caso de LEP la luminosidad prevista en su diseño es de $1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2.2 El ciclo de LEP.

Los periodos de toma de datos en LEP se dividen en ciclos (*fill*). En cada uno de ellos, los electrones y positrones son producidos por el cañón de electrones y el convertidor de positrones, preacelerados por el inyector de LEP —el PS y el SPS— e inyectados en la máquina a 20 GeV de energía. Allí se acumulan hasta alcanzar una intensidad máxima y se vuelven a acelerar hasta la energía nominal a la que se quiera operar. Una vez preparados los detectores y los sistemas de enfoque, comienza la toma de datos con las primeras colisiones en los puntos experimentales. Durante este periodo, la intensidad de los haces va decreciendo de forma exponencial, con una vida media de varias horas. Cuando la intensidad ha alcanzado un cierto valor mínimo, se vuelcan los haces. A continuación comienza un nuevo ciclo.

2.3 El ruido de fondo.

Con el fin de evitar el ruido de fondo introducido por la máquina, un complejo sistema de colimadores, situado a lo largo de la trayectoria del haz, se regula durante la fase de inyección

y llenado de partículas en el sistema de aceleración. El manejo de los colimadores permite minimizar el ruido de fondo en los puntos de interacción, optimizando el ritmo en la toma de datos.

Este ruido de fondo tiene, principalmente, los siguientes componentes:

- (i) fotones de baja energía provenientes de la radiación sincrotrón. Estos fotones afectan a los detectores de trazas y calorímetros electromagnéticos debido a su conversión en pares e^+e^- .
- (ii) partículas del haz (e^+ ó e^-) con energías por debajo de la nominal del haz (*off-momentum electrons, positrons*). Estas partículas se originan en las secciones de curvatura del sistema de aceleración. Pueden, además, producirse interacciones del haz con las paredes del tubo o el detector (*beam wall*) o con partículas de aire residuales en el tubo (*beam gas*).
- (iii) los denominados *hallo muons* que son muones que acompañan al haz. Estos muones se producen en las colisiones del haz con las paredes del tubo de vacío.

Capítulo 3

Descripción del Detector DELPHI.

DELPHI¹, nombre que corresponde al acrónimo inglés DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification, es uno de los cuatro detectores que en la actualidad opera en LEP, en el laboratorio europeo CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). Aunque es un detector con características convencionales para colisionadores e^+e^- , se ha puesto un énfasis especial en la identificación de partículas. La innovación más importante que presenta, y que lo diferencia del resto de los detectores de LEP, es la incorporación de detectores Čerenkov de imágenes anulares (RICH) para la identificación de partículas y el detector de microvértice para una precisa determinación de los vértices [2].

El detector DELPHI tiene simetría cilíndrica, y se puede dividir en dos regiones: la zona del barril y las zonas hacia delante. En la descripción del detector usaremos el sistema de coordenadas con el eje Z en la dirección del haz, al azimut ϕ en el plano perpendicular, radio R y ángulo polar θ ($= 0$ según el eje Z). En la fig 3.1 se muestra una vista general del detector y, en las figuras 3.2 y 3.3, se muestran las secciones longitudinal y transversal del detector, donde se pueden apreciar los diferentes componentes. El detector, que opera en un campo magnético de 1.2 Tesla, se puede dividir en grupos de subdetectores realizando cada cual una tarea específica:

- Cámaras de trazas.
- Calorímetros.
- Cámaras de muones.
- Detectores de control de la luminosidad.
- Centelleadores.
- Detectores Čerenkov de imágenes anulares.

¹Para una descripción más detallada ver las referencias [1, 2].

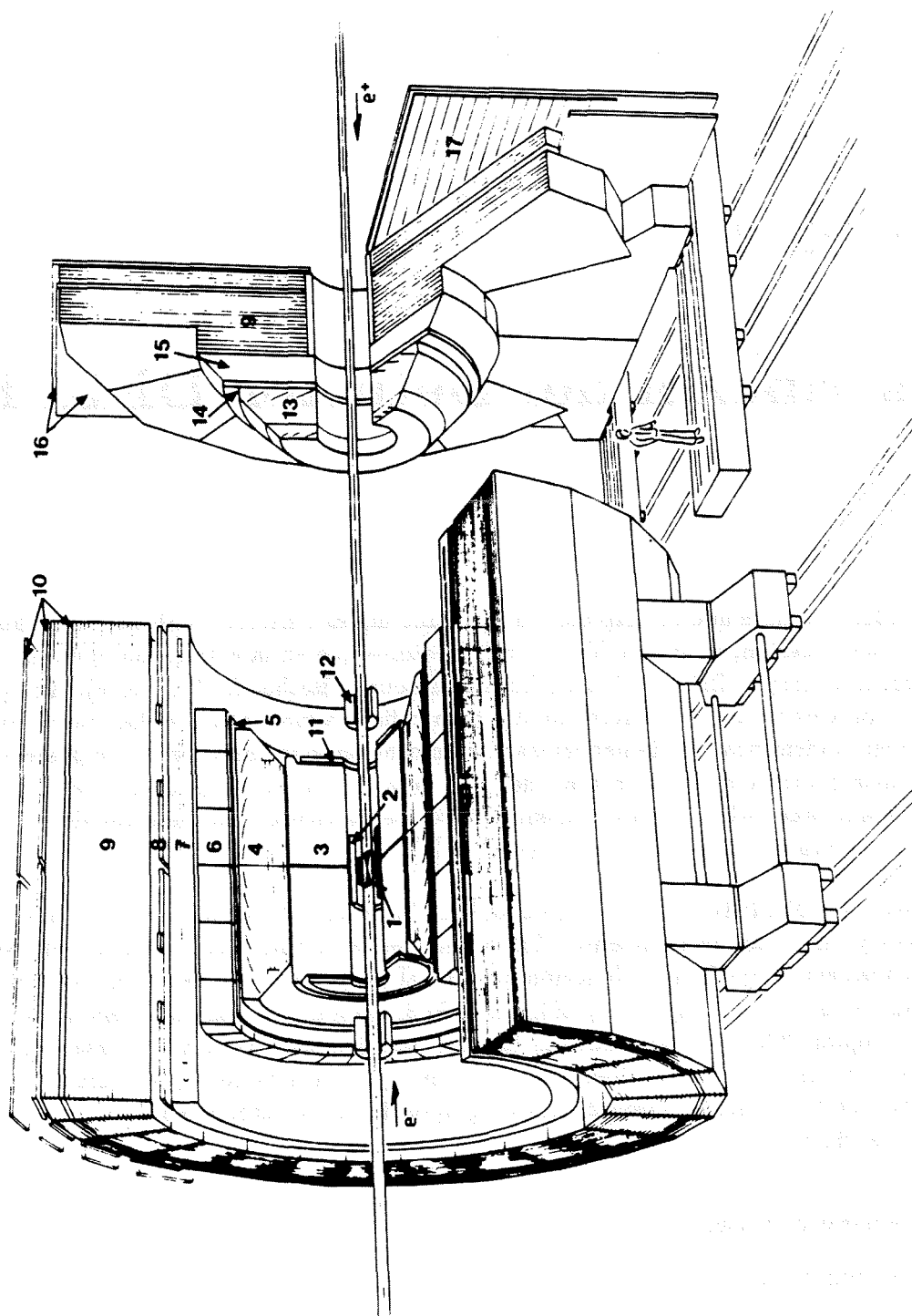


Figura 3.1: Vista general del detector DELPHI. 1=Detector de microvértices (VTX), 2=Detector interior (ID), 3=Cámara de proyección temporal (TPC), 4=Detector Čerenkov de imágenes anulares en el barril (RICH), 5=Detector exterior (OD), 6=Cámara de proyección de alta densidad (HPC), 7=Imán superconductor, 8=Contadores de tiempo de vuelo (TOF), 9=Calorímetro hadrónico, 10=Cámaras de muones en la zona del barril (MUB), 11=Cámara A de trazas hacia delante (FCA), 12= SAT, 13= RICH en la zona delantera, 14=Cámara B de trazas hacia delante (FCB), 15= Calorímetro eletromagnético hacia delante (FEMC), 16= Cámaras de muones hacia delante (MUF), 17=HOF, 18=VSAT.

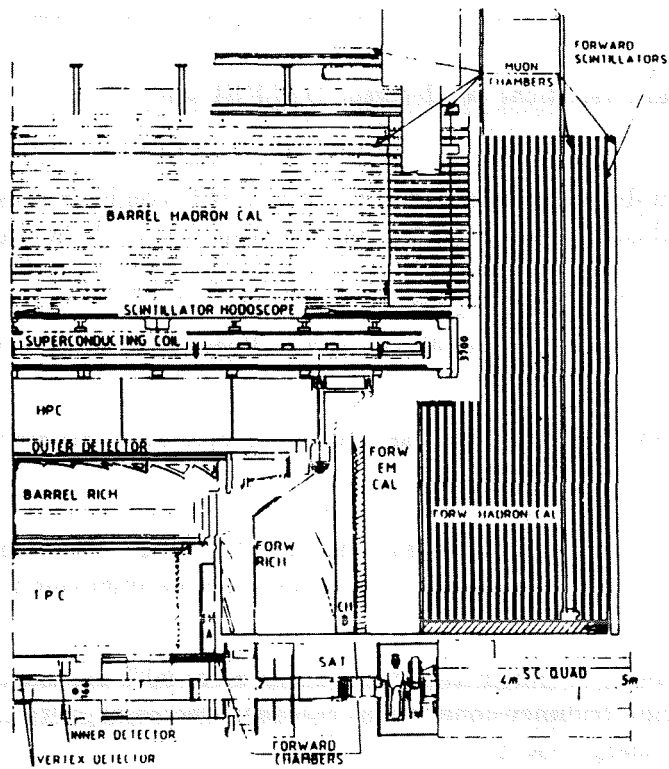


Figura 3.2: Vista longitudinal del detector DELPHI.

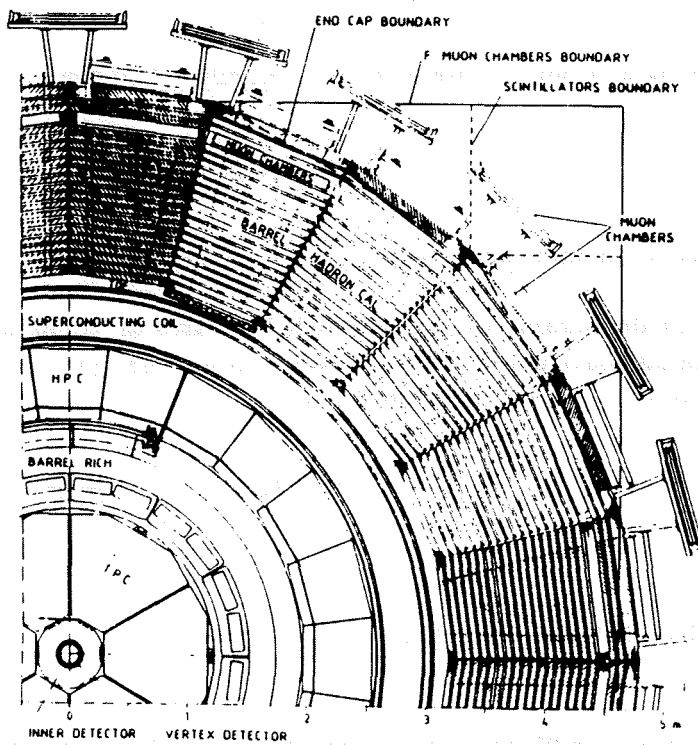


Figura 3.3: Vista transversal del detector DELPHI.

Las principales características del detector DELPHI son:

1. Reconstrucción de trazas en la región $13^\circ < \theta < 167^\circ$ con buena resolución en momentos, incluso a ángulos muy bajos. La resolución en momento de la traza es:

$$\frac{\sigma_P}{P} \simeq \begin{cases} 0.0015p(\text{GeV}) & \text{Barril} \\ 0.0037p(\text{GeV}) & \text{Región hacia delante} \end{cases} \quad (3.1)$$

2. Buena resolución azimutal para las trazas. La resolución esperada para la coordenada $R\phi$ en el haz es:

$$\sigma_{R\phi} \simeq \begin{cases} 100 \mu\text{m} & \text{Sin detector de microvértices} \\ 5 \mu\text{m} & \text{Con detector de microvértices} \end{cases} \quad (3.2)$$

3. La calorimetría electromagnética cubre en torno al 90% del ángulo sólido, permitiendo la reconstrucción tridimensional de las cascadas electromagnéticas en la zona del barril. La resolución energética es:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \begin{cases} \frac{0.20}{\sqrt{E(\text{GeV})}} & \text{Barril} \\ \frac{0.11}{\sqrt{E(\text{GeV})}} & \text{Zona hacia delante} \end{cases} \quad (3.3)$$

4. La calorimetría hadrónica cubre el 98% del ángulo sólido con una resolución energética de:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{1.20}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (3.4)$$

5. Las cámaras de muones cubren sobre el 93% del ángulo sólido.
6. Buena medida del parámetro de impacto de las trazas así como de los vértices de desintegración de las partículas con vidas medias en el rango $(1 - 15) \cdot 10^{-13}$ segundos. El error previsto para el parámetro de impacto es:

$$\sigma_{imp}^2 = \left(\frac{153}{p}\right)^2 + (25)^2 + (11)^2(\mu\text{m})^2 \quad (3.5)$$

3.1 Detectores de trazas.

Los detectores de trazas son los encargados de la reconstrucción de las trazas de las partículas y del cálculo de su momento. Son un conjunto de cámaras de deriva que se encuentran próximas a la zona de interacción para evitar los efectos de la materia en las partículas. En la tabla 3.1 mostramos algunos de los parámetros y características más importantes de estos detectores [2].

	Aceptancia			n° puntos por traza	Resolución por punto (σ) [mm]	
	R (cm)	$ z $ (cm)	θ (grados)			
VTX	9/11	12	37 - 143	2	$R\phi : 0.007$	sep. 2 trazas: $100\mu\text{m}$
ID: jet-s	11.8-22.3	40	17 - 163	24	$R\phi : 0.009$	
trigger-s	23 - 28	≤ 50	30 - 150	5	$z : < 1$	
TPC	35 - 111	≤ 134	20 - 160(i)	16	$R\phi : 0.23$	(i) para ≥ 3 pads 192 dE/dx puntos con $\sigma(dE/dx) = 6.2\%$
OD	198 - 206	≤ 232	43 - 137	$5 * R\phi$ $3 * z$	$R\phi : 0.11$ $z : 44$	inf. rápida de z
B-muon	~ 445 ~ 485	≤ 185	52-138	$2(+2)$	$R\phi : 1.5$ $z : 10$	2 planchas sep. por 20 cm Fe
F-CHA	30 - 103	155 - 165	11-33	$2^*(x, u, v)$	$x, u, v : 0.3$	
F-CHB	53 - 195	267 - 283	11-35	$4^*(x, u, v)$	$x, u, v : 0.25$	
F-muon	70 - 460	463	9-43	$(2+2) * (x, y)$	$x, y : 1.0$	2 planchas sep. por 20 cm Fe
SAT Tracker	10 - 23.8/27.6	203,216,230	2.6 - 6.8	2(3)	$R : 0.3$ $\phi : 0.5^\circ$	

Tabla 3.1: Características y especificaciones de los detectores de trazas.

3.1.1 Zona del Barril.

En esta zona encontramos 4 detectores de trazas:

- Cámara de proyección temporal, TPC: es el detector central, empleado como base para la búsqueda y ajuste de trazas en el proceso de reconstrucción. Es un detector con una buena resolución espacial.
- Detector interno, ID: tiene una resolución espacial muy buena. Por ser un detector cercano a la zona de interacción da un trigger muy rápido.
- Detector Exterior, OD: tiene una resolución muy buena en $R\phi$ y ϕ y mejora con mucho la resolución de momentos para trazas de alto momento. Participa en el primer nivel de trigger (ver más adelante) y da información muy útil para los calorímetros sobre las pre-cascadas y conversión de fotones.
- Detector de microvértices, VTX: debido a la gran precisión en la medida de $R\phi$ mejora la resolución del momento y la dirección de la traza cuando se emplea en combinación con la información de TPC, ID y OD.

3.1.1.1 Detector de microvértice, VTX.

Con el fin de proporcionar gran precisión en la localización del punto de interacción y de los vértices secundarios se ha concebido en DELPHI un detector de micro-láminas de silicio [4]. Dicho detector está formado por dos láminas concéntricas de bandas de Silicio (*microstrips*) situadas a un radio de 7 y 9 cm respectivamente. Cada lámina está segmentada en 24 módulos —solapados en torno a un 10% en ϕ , paralelos al eje Z y formados, cada uno, por 4 detectores de Silicio— en el plano $R\phi$ (ver la figura 3.4). El detector de microvértices mide la coordenada

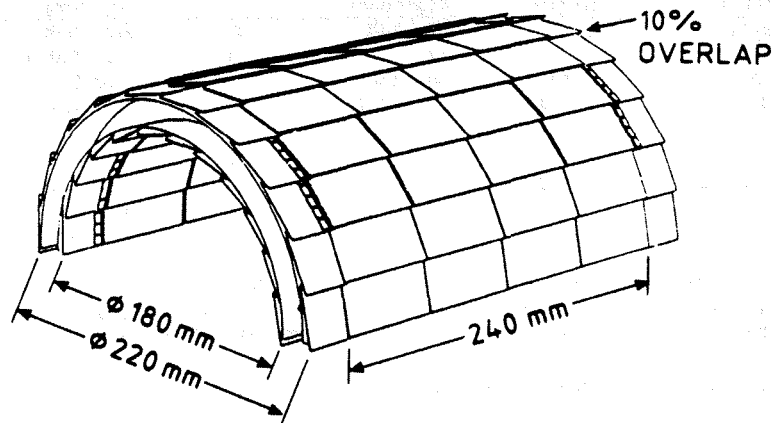


Figura 3.4: *Detector de microvértice. Se muestra en la figura la estructura en dos capas con un solapamiento azimutal del 10% entre los sectores.*

$R\phi$ con una resolución intrínseca de $5 \mu m$ y un poder de separación de 2 trazas de $\leq 100 \mu m$. Cubre la región de interacción en una longitud de 24 cm y la región angular $37^\circ < \theta < 143^\circ$

3.1.1.2 Detector interno: ID.

El detector interno o *Inner detector* [5] proporciona una alta redundancia en la reconstrucción del vértice primario de interacción y en la información del trigger, además de contribuir en la determinación del momento de las partículas.

Está formado por dos cámaras diferentes, cilíndricas, que proporcionan información espacial:

- *Cámara de deriva*, también llamada cámara de jets. Está situada a una distancia de 11.8 cm de la línea del haz y abarca hasta $R = 22.3$ cm. Cubre la región angular $17^\circ < \theta < 163^\circ$ y en Z , $|Z| < 40$ cm. Está dividida en 24 sectores en el plano $R\phi$. Cada sector tiene, en su plano medio y según la dirección radial, 24 hilos. La medida del tiempo de deriva a cada hilo proporciona hasta 24 puntos por traza. La velocidad de deriva es proporcional a R , por tanto, la información del trigger para trazas radiales está siempre contenida en una ventana temporal bastante estrecha, ~ 100 ns. La resolución en $R\phi$ es de $\sigma_{R\phi} = 0.09$ mm. Para trazas de bajo momento –hasta 5 GeV/c– se puede reconstruir también el momento transversal.
- *Cámara de trigger* multihilos operando en régimen proporcional (MWPC). Cubre la región radial 33 cm $< R < 147$ cm. Consiste en 5 capas cilíndricas con 192 hilos y 192 bandas catódicas cada una. Los hilos proporcionan una información de trigger

rápida y resuelven la ambigüedad izquierda/derecha de la cámara de jets. Las bandas proporcionan información de Z así como del trigger.

Los experimentos realizados con haces de prueba han dado resoluciones de $\sigma_{R\phi} = 90 \mu\text{m}$ en la cámara de jets (figura 3.5) y $\sigma_Z = 600 \mu\text{m}$, para la cámara de *trigger*, aunque dependiendo del ángulo. Durante el periodo de funcionamiento de LEP se han alcanzado resoluciones bastante buenas: típicamente 20 puntos por traza en la cámara de jets y un 95% por capa en la sección externa. La resolución promedio para un sólo hilo en la cámara de jets es $\sigma_{R\phi} = 90 \mu\text{m}$ y $\sigma_Z < 1 \text{mm}$ en las capas externas.

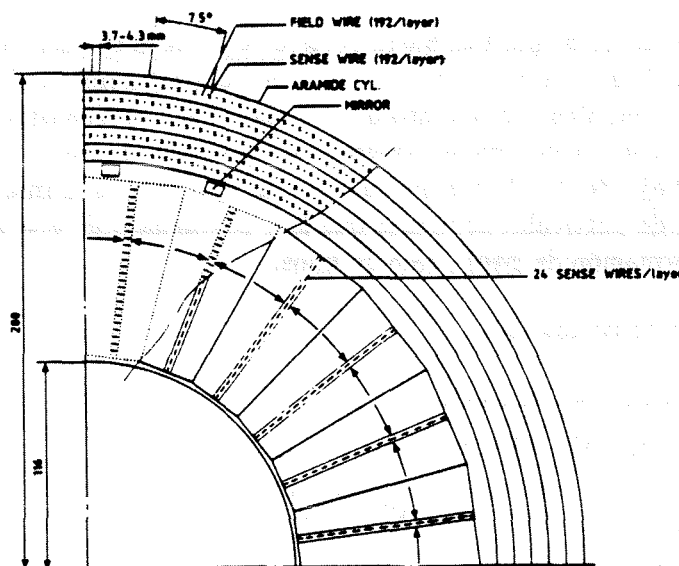


Figura 3.5: Sección transversal del detector interno (ID).

3.1.1.3 Cámara de proyección temporal: TPC.

La cámara de proyección temporal (Time Projection Chamber, TPC [6]) es el detector central, es decir, el principal responsable de la reconstrucción de las trazas y, por tanto, de la medida del momento. De hecho, el estudio y selección de las trazas siempre comienza a partir de la información que proporciona.

Es una cámara de deriva que consiste en dos cilindros de 130 cm de longitud y de radios interior y exterior de 30 cm y 120 cm, respectivamente, que están separados por una pared central, en $Z = 0$, de algunos centímetros de espesor, cubriendo una región angular ineficiente de 4 grados. Los extremos de cada hemisferio están divididos en 6 sectores con 192 hilos y 16 anillos circulares de *pads* equidistantes. El número de *pads* por anillo, múltiplo de 16, varía con el radio y da un total de 1680 *pads* por sector.

Los electrones creados por ionización en el interior de la TPC derivan —con una velocidad de deriva de $v \sim 6.5 \text{cm}/\mu\text{seg}$ — hacia unas cámaras de proporcionales situadas en los extremos

de los cilindros. Para cada uno de los 6 sectores que hay en dichos extremos se encuentra una rendija de bloqueo —para evitar el paso de los iones positivos— y dos planos de hilos que forman la cámara proporcional. El elevado voltaje en los hilos sensibles hace que los electrones de ionización se precipiten hacia ellos dando lugar a una avalancha. La cantidad de carga depositada en dichos hilos permite la medida del poder de ionización de la traza, dE/dx .

La posición viene determinada normalmente por los *pads*: la señal inducida en los hilos permite determinar ϕ , R viene dado por la posición del anillo de *pads*, y Z por el tiempo de deriva.

El detector mide un número de puntos, hasta 16, a lo largo de la trayectoria de la partícula, que varía con θ . Permite la reconstrucción tridimensional del segmento de la traza dentro de su volumen sensitivo, y se emplea como punto de comienzo para la reconstrucción de la traza en la región angular $22^\circ < \theta < 158^\circ$ donde se reconstruyen al menos 4 puntos en la trayectoria de la partícula. Por debajo de $\theta = 22^\circ$ y por encima de $\theta = 158^\circ$, el número de *pads* de la TPC localizando trazas de partículas es menor que 3, y por debajo de $\theta = 18^\circ$ y por encima de $\theta = 162^\circ$ no hay información de *pads*, sólo de hilos.

Las resoluciones características son:

$$\begin{aligned}\sigma_{R\phi} &\sim 0.23mm \\ \sigma_Z &< 0.9mm \\ \left(\frac{\sigma_P}{P}\right)^2 &\sim [(0.7P)^2 + (0.48)^2](\%) \quad \theta = 90^\circ \\ \left(\frac{\sigma_P}{P}\right)^2 &\sim [(0.5P)^2 + (0.58)^2](\%) \quad \theta = 50^\circ \\ \frac{\sigma_P}{P} &\sim [(0.7P)^2 + (0.48)^2](\%) \quad P \gg 1. \quad \theta > 35^\circ\end{aligned}$$

y, para la separación de dos trazas:

$$\begin{aligned}\Delta(R\phi) &\sim 2cm \\ \Delta(Z) &\sim 1cm\end{aligned}$$

3.1.1.4 Detector externo, OD.

El detector externo es esencial para proporcionar un trigger rápido tanto en $R\phi$ como en Z , y para mejorar la resolución en momento por un factor considerable (> 5 para partículas rápidas). Esto es debido al gran brazo de palanca que forma con la TPC. Además, frente a cada zona muerta de la TPC hay un módulo del OD, lo que mejora la aceptación geométrica. El OD cubre la región $198\text{ cm} < R < 206\text{ cm}$, $43^\circ < \theta < 137^\circ$. El detector está formado por 24 módulos —en $R\phi$ — de 4.7m de longitud, cada uno, que consisten en 145 tubos de deriva dispuestos en 5 capas [7]. Las capas están escalonadas y se superponen con los módulos adyacentes, proporcionando así una cobertura azimutal completa 3.6. Todas las capas dan información sobre $R\phi$ —a partir del tiempo de deriva en cada tubo— y tres de ellas, además,

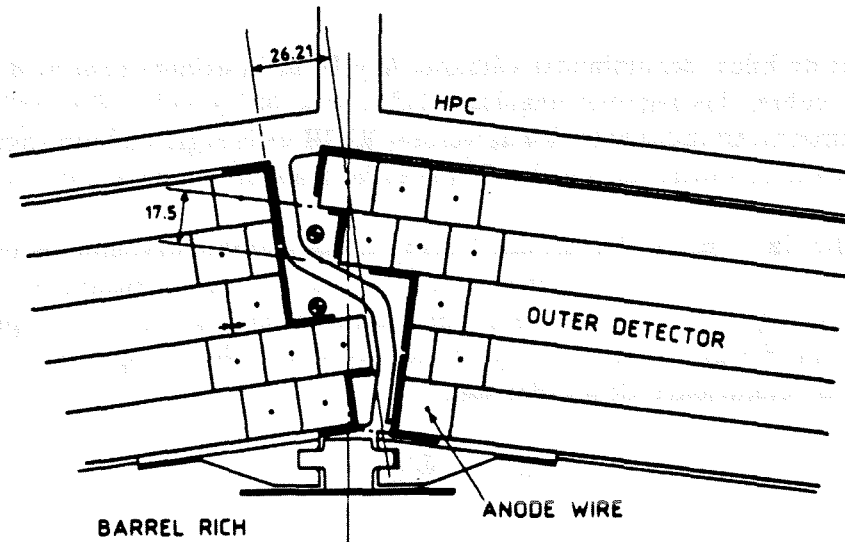


Figura 3.6: Distribución de los módulos del detector exterior (OD).

dan información rápida sobre Z a partir de las diferencias de tiempos entre las señales en los extremos de los hilos. Las resoluciones características son: $\sigma_{R\phi} = 300\mu\text{m}$ y $\sigma_Z = 7\text{cm}$.

Es posible, además, determinar la carga de las trazas –incluso hasta los momentos más altos– a partir de los elementos de la traza del OD únicamente.

3.1.2 Zona hacia delante.

Como se sabe, en la región $\theta < 22^\circ$ y $\theta > 158^\circ$ el número de *pads* de la TPC que ven la traza es menor que 3 y que, cuando $\theta < 18^\circ$ y $\theta > 162^\circ$ sólo hay información de hilos en la TPC. Con el fin de extender la reconstrucción de trazas a las zonas muy hacia delante y muy hacia atrás, donde no hay información de la TPC, y para mejorar la reconstrucción en las regiones donde la traza no se ve demasiado bien (menos de 16 *pads* hasta 35°) por la TPC, se introdujeron las cámaras A y B hacia delante (FCA y FCB). Esto hace de DELPHI uno de los detectores, en interacciones e^+e^- , con la mejor cobertura en lo que a medida de trazas a bajo ángulo se refiere.

Las trazas en la zona en la que la TPC no da información válida se pueden reconstruir con medidas de $FCA + FCB + (ID - JET)$. Se espera poder reconstruir trazas hasta ángulos bajos, $\theta = 13^\circ$, debido al gran brazo de palanca disponible con la FCB. Hasta los 35° la combinación de la TPC con la información disponible a través de FCA y FCB permite una buena determinación de los parámetros de las trazas.

3.1.2.1 Cámaras de trazas hacia delante.

Dos cámaras de hilos, denominadas cámaras A y B hacia delante (*Forward Chambers A, B: FCA, FCB*), cubren las regiones angulares $11^\circ < \theta < 35^\circ$ y $11^\circ < \theta < 35^\circ$, respectivamente. Estas cámaras, situadas entre los detectores RICH de la región a bajo ángulo, mejoran significativamente la reconstrucción de las trazas en las regiones donde la TPC no es eficiente.

Cámara A hacia delante. La cámara A está situada a ambos extremos de la TPC. Cada uno de los lados consiste en tres cámaras, cada una con tres capas escalonadas y divididas en semidiscos (ver fig 3.7), con radios exterior e interior de 103 y 30 cm respectivamente. Las cámaras están giradas, unas con respecto de las otras, 120° , proporcionando así 2×3 coordenadas. Las resoluciones alcanzadas son:

$$\begin{aligned}\sigma_{x,y} &\sim 600 \mu\text{m} \\ \sigma_\theta &\sim 20 \text{ mrad} \\ \sigma_\phi &\sim 50 \text{ mrad}\end{aligned}$$

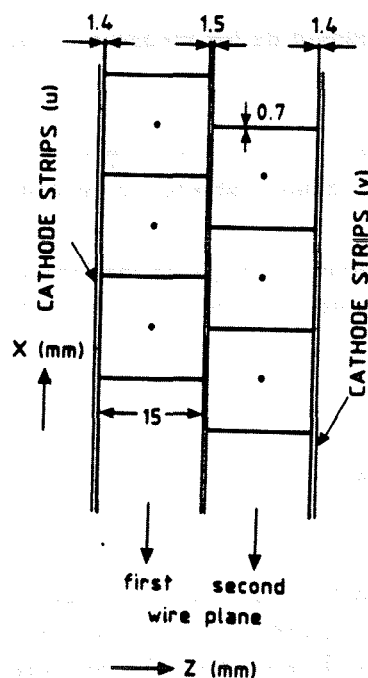


Figura 3.7: Cámara A de trazas hacia delante. Sección de una de las capas escalonadas.

Cámara B hacia delante. El detector, que tiene dos brazos, uno en cada extremo (delante, detrás), cubre la región angular $11^\circ < \theta < 35^\circ$. Cada una de las partes está formada por dos semidiscos con radios interiores y exteriores de 53 y 195 cm respectivamente.

Las cámaras tienen, en Z , 12 planos de hilos separados por 1.1 cm con tres orientaciones diferentes y agrupados en pares escalonados y girados, unos con respecto de los otros, 120° . En un mismo plano la distancia entre los hilos es de unos 2 cm (fig. 3.8).

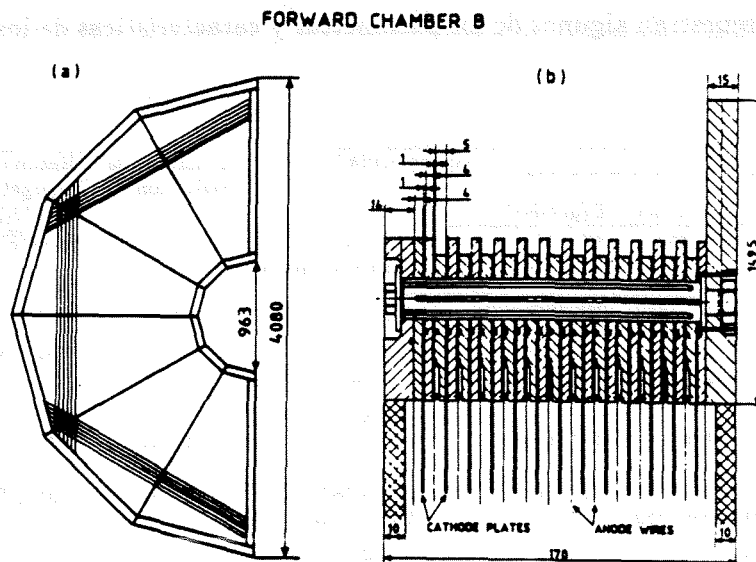


Figura 3.8: Cámara hacia delante B: (a) estructura general, (b) sección de FCB.

Este detector participa, junto con FCA y TPC, en el subtrigger de trazas en las regiones hacia delante y, con la medida de 4×3 coordenadas, permite la precisa determinación de los parámetros de las trazas con una mejora significativa de la resolución de momentos para trazas a bajo ángulo.

Las resoluciones esperadas son:

$$\sigma_{x,y} \sim 200 \mu m$$

$$\sigma_{\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}} \sim 0.006$$

3.2 Calorímetros.

Los calorímetros miden la energía de las partículas cuando éstas se aniquilan al interactuar en su materia, produciendo una cascada o *shower* de otras partículas de menor energía que se absorben. En DELPHI, el calorímetro electromagnético es la cámara de proyección de alta densidad en la zona del barril y el calorímetro electromagnético hacia delante (FEMC) en esta región. El calorímetro hadrónico está situado tanto en la zona del barril como en la región hacia delante, y mide la energía de las partículas hadrónicas que llegan hasta él.

Debido a la compleja estructura de DELPHI en el soporte y cableado de detectores como la TPC, FCB y RICH, existe un hueco en la cobertura angular de los calorímetros electromagnéticos. Así, las regiones del barril y hacia delante están físicamente separadas por soportes y cables en las regiones de $35^\circ < \theta < 42^\circ$ y $138^\circ < \theta < 145^\circ$. Los calorímetros están situados de forma que recubren a los detectores de trazas y están contruidos por materiales de alta densidad donde las partículas, al atravesarlos, depositan toda o parte de su energía.

En la tabla 3.2 se muestran algunos de los parámetros y características de los calorímetros de DELPHI [3].

	Aceptancia			Granularidad	Longitud de radiación	Resolución energética (σ_E/E) [%]
	R (cm)	$ z $ (cm)	θ (grados)			
HPC	208-260	≤ 254	43-137	$\phi \sim 1^\circ$ $R : 9 \text{ puntos}; z : 4 \text{ mm}$	18 X_0	$23/\sqrt{E} + 1.1$
FEMC	46-240	284-340	10-36.5	$\phi : 1^\circ$ $\theta : 1^\circ$	20 X_0	$\left[(0.35 + 5/\sqrt{E})^2 + (6/E)^2 \right]^{1/2}$ 4 % a 45.6 GeV
SAT	10-36	233-285	2.5-7.7	$\phi : 7.5^\circ, 15^\circ$ $\theta : 0.7^\circ$	28 X_0	$\left[1.2^2 + 11.4^2/E \right]^{1/2} + 2.3$
VSAT	6-9	770	5-7 mrad		24 X_0	5% a 45.6 GeV
HCAL	B: 320-479 FW: 65-460	380 340-489	10-170	$\phi : 3.75^\circ$ (B) $\theta : 3.0^\circ$ (FW) $\theta : 2.6^\circ$	6 λ	$120/\sqrt{E}$

Tabla 3.2: Características y especificaciones de los calorímetros de DELPHI.

3.2.1 Cámara de proyección de alta densidad, HPC.

La HPC (*High-density Projection Chamber* [8]) es una de las primeras aplicaciones a gran escala del principio de proyección temporal a la calorimetría. El propósito del detector es medir la distribución tridimensional de carga inducida por cascadas electromagnéticas y por hadrones con una gran granularidad en todas las coordenadas y con un número aceptable de canales electrónicos de lectura. La capacidad resultante permite la detección de cascadas electromagnéticas y su separación de los hadrones incluso en los complejos sucesos que se encuentran en LEP.

La HPC cubre el área del barril dentro del campo magnético con 144 módulos separados con una segmentación de 24 en azimut y 6 en la dirección de Z . La cobertura angular es de $43^\circ < \theta < 137^\circ$. Los módulos están desplazados 7.5° en ϕ con respecto a los del calorímetro hadrónico para conseguir una cobertura angular óptima. La separación entre módulos es de 1 cm en Z y ϕ , salvo en $Z = 0$, que es de 7.5 cm. Esta zona está cubierta por bloques de centelleadores y plomo. Cada uno de los 144 módulos (fig 3.9) se sitúa a $R = 208 \text{ cm}$ y abarca hasta $R = 260 \text{ cm}$. Éstos módulos consisten en un volumen que contiene 41 planos de convertidor de plomo totalizando alrededor de 18 longitudes de radiación distribuidas en 9 capas (ver figura 3.10). Los planos de plomo están separados por un espacio de 8 mm lleno de gas. Con el fin de proporcionar un trigger rápido hay un plano de centelleadores insertado en uno de los espacios con gas, cerca del máximo de la cascada. El modo de operación está basado en la técnica de proyección temporal empleada en la TPC: los electrones del convertidor que emergen al gas derivan hacia una cámara proporcional situada en el extremo del módulo. Allí una estructura bidimensional de *pads* recoge la carga de ionización cada 70 ns. Esto permite determinar la coordenada Z . La estructura de *pads* define la granularidad de la determinación de las coordenadas radial y azimutal.

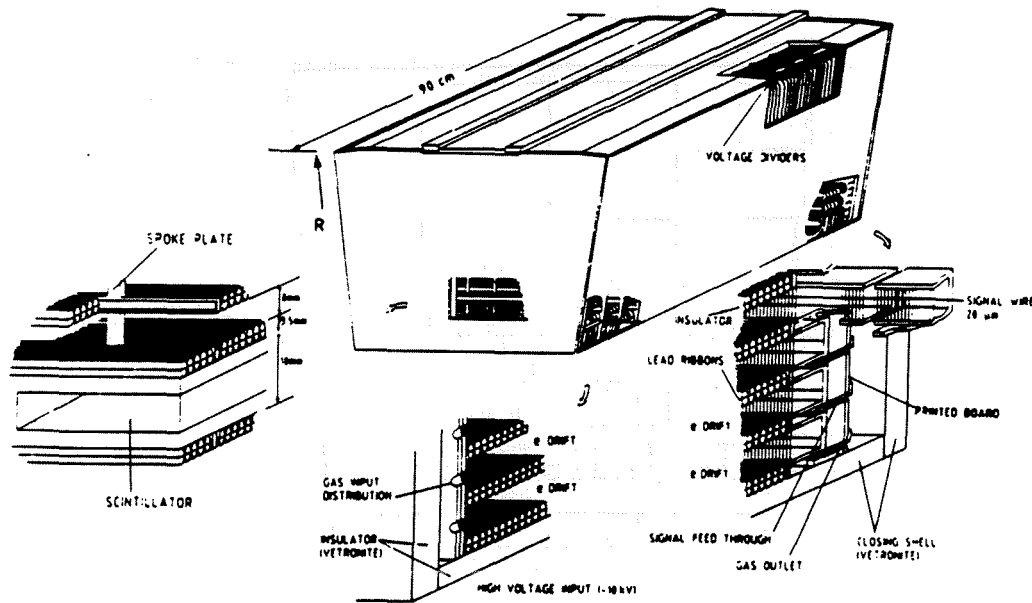


Figura 3.9: Detalle de la estructura de un módulo de la HPC.

Por su diseño, la resolución energética de la HPC no es extremadamente buena, especialmente en los sucesos hadrónicos de LEP, en los que el espectro de fotones que uno puede esperar es bastante suave ($\langle E \rangle = 1 \text{ GeV}$). Además, la resolución energética se ve disminuida por las interacciones electromagnéticas secundarias que se producen en las 0.6 longitudes de radiación de material que se encuentra enfrente de la HPC. No obstante, la granularidad de la HPC permite una imagen tridimensional de la cascada, muy útil para separar partículas muy próximas, dando una excelente identificación de la naturaleza de la cascada. Las características de la granularidad son:

- La cascada se estudia 9 veces longitudinalmente, a diferentes valores de X_0 .
- A lo largo de la dirección de deriva se recoge la carga de ionización cada 70 ns , lo que corresponde, aproximadamente a 3.5 mm en la mezcla gaseosa.
- En el plano de lectura los *pads* tienen diferentes tamaños para diferentes X_0 .

Con sólo 18000 canales electrónicos se consiguen las siguientes granularidades:

$$\begin{aligned} Z &\sim 4 \text{ mm} \\ R &\sim 4.5 \text{ cm} \\ R\phi &\sim 4 \text{ cm} \end{aligned}$$

El rango dinámico del detector permite para las cascadas electromagnéticas hasta 50 GeV , con completa sensibilidad para partículas al mínimo de ionización.

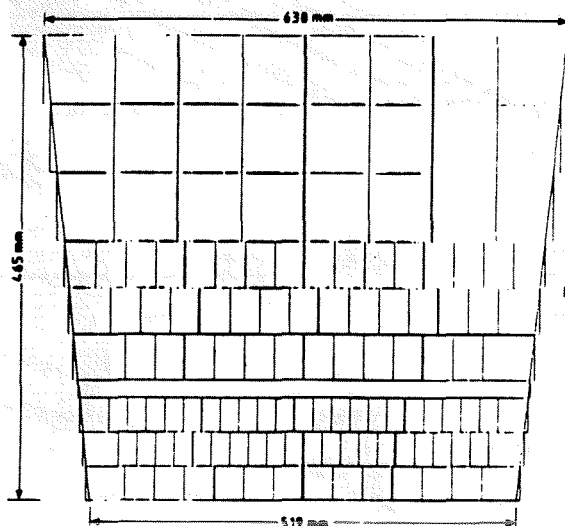


Figura 3.10: Cámara de lectura de la HPC, que proporciona 9 muestras de la coordenada R .

Las resoluciones que se alcanzan para la dirección de las cascadas y la reconstrucción de energías son:

$$\sigma_{\theta} \sim 36/\sqrt{E} + 2.5 \text{ mrad}$$

$$\sigma_{\phi} \sim 97/\sqrt{E} + 10 \text{ mrad}$$

$$\sigma_{E/E} \sim 23/\sqrt{E} + 1.1$$

y, el poder de separación entre dos cascadas:

$$\Delta Z > 2 \text{ cm}$$

$$\Delta R\phi > 4 \text{ cm}$$

3.2.2 Calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC.

El propósito principal del FEMC es conseguir una buena resolución y granularidad. Consiste en dos discos de 5 m de diámetro con un total de 9064 bloques de cristal de plomo con forma de pirámide truncada dispuesto de tal forma que prácticamente apuntan al punto de interacción 3.11. Cubre los ángulos polares $10^{\circ} < \theta < 36.5^{\circ}$ y $143.5^{\circ} < \theta < 170^{\circ}$. Los contadores de cristal de plomo tienen una longitud de radiación de $20X_0$ [9].

Las pruebas realizadas estiman una resolución en energías de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left[\left(0.35 + 5/\sqrt{E} \right)^2 + (6/E)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \%$$

A las energías de LEP la resolución disminuye debido a la existencia de, aproximadamente, dos longitudes de radiación de material enfrente del calorímetro. Esto es debido a que el

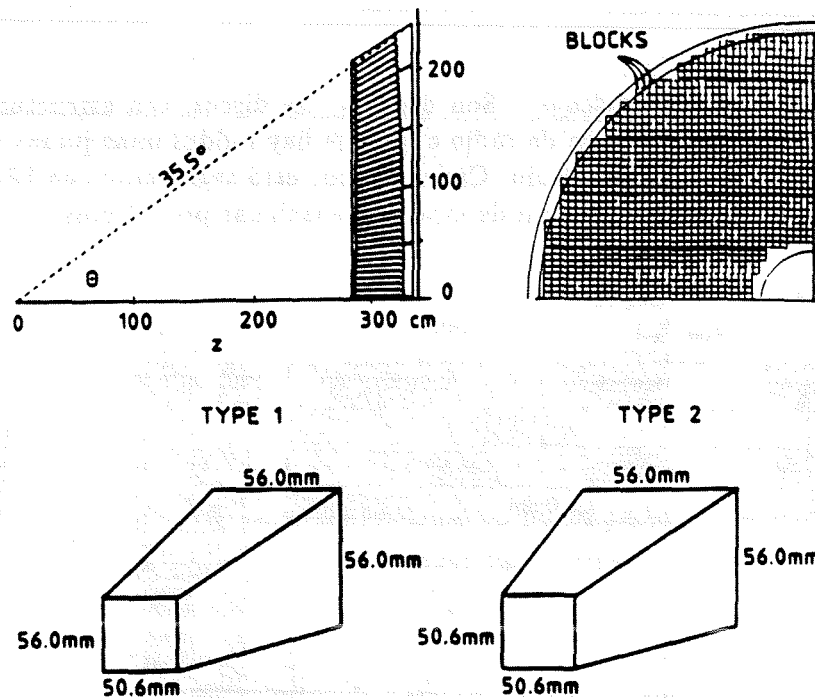


Figura 3.11: Estructura del calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC.

FEMC opera en la región contigua a la pared externa de la TPC ($0.45X_0$) y la presencia de otros materiales densos. La resolución energética y en la reconstrucción de la traza es, finalmente:

$$\frac{\sigma E}{E} \sim 11/E (\%)$$

$$\sigma_{x,y} \sim 8.2/\sqrt{E} (mm)$$

3.2.3 Calorímetro hadrónico, HCAL.

El calorímetro hadrónico está formado por una zona en la región del barril y dos zonas hacia delante, no separadas entre sí, y cubriendo una región angular de $10^\circ < \theta < 170^\circ$. La geometría del HCAL es proyectiva: el calorímetro se compone de pequeñas torres apuntando a la región de interacción para optimizar la detección de partículas neutras y dar una buena información de flujo de energía [10].

- **Zona del barril.** Consiste en un cilindro de 8 m de longitud, segmentado en 8 módulos en $R\phi$. Cada módulo está formado por 19 placas de hierro de 5 cm de espesor, 2 placas de hierro de 2.5 cm y, en la parte más externa, cubriendo la capa de las cámaras de muones, otra capa de hierro de 10 cm. La anchura total resulta ser de 110 cm de hierro (unas 6 longitudes de radiación para piones). En la zona del barril el HCAL tiene la misma modularidad en $R\phi$ que la HPC. Para evitar completamente las zonas muertas entre los módulos adyacentes, los módulos del HCAL están girados 7.5° con respecto a los de la HPC.

- *Zonas hacia delante (endcaps)*. Son dos grandes discos, con estructura poligonal, de 105 cm de longitud y 4.6 m de radio a los que hay unidas unas piezas circulares de 40 cm de longitud y 2.4 m de radio. Cada extremo está segmentado en 12 sectores iguales con 21 placas de hierro de 5 cm de espesor, espaciadas por 17 mm.

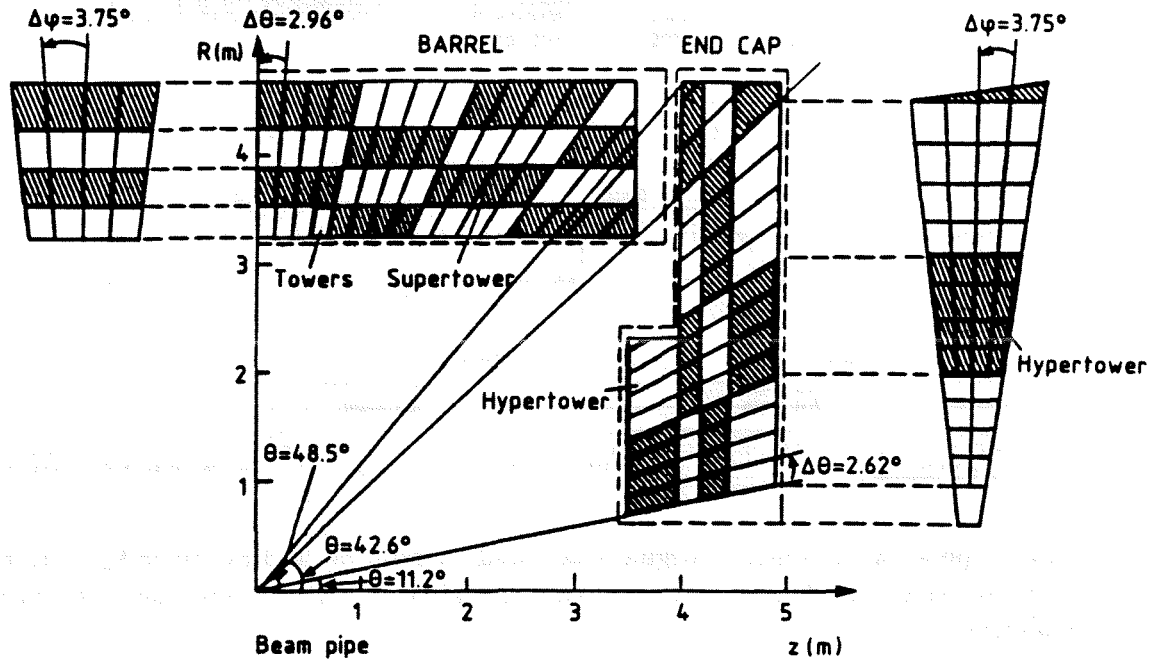


Figura 3.12: Estructura en torres, hipertorres y supertorres del calorímetro hadrónico.

Los elementos sensitivos del detector, situados entre las piezas de hierro, son cámaras de hilos multicelda. La ganancia del gas se encuentra en la región de régimen de *corriente limitada saturada*, lo que aumenta la operatividad sin perder resolución en energía.

Con fines de lectura, análisis y optimización de trigger, el calorímetro está organizado en torres apuntando a la zona de interacción, cubriendo una región de $\Delta\phi \sim 3.75^\circ$, $\Delta\theta \sim 2.96^\circ$ en el barril y $\Delta\theta \sim 2.62^\circ$ en los *endcaps*. El conjunto de 16 torres adyacentes en un plano define una supertorre. Las supertorres que están en un mismo intervalo angular (θ) se agrupan, a su vez, en hipertorres. Cada mitad en la zona del barril (Z positiva o negativa) tiene 232 torres, 15 supertorres y 4 hipertorres, mientras que en cada endcap hay 176 torres agrupadas en 13 supertorres y 4 hipertorres (ver la figura 3.12).

La resolución alcanzada es de:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{120\%}{\sqrt{E}}$$

con una granularidad, dada por el tamaño de cada torre, de alrededor de 10 cm.

3.3 Cámaras de muones.

Las cámaras de muones cubren tanto la parte del barril como las zonas hacia delante. Sin embargo, la cobertura angular no es completa y, además de las zonas muertas a bajo ángulo, las regiones $45^\circ < \theta < 53^\circ$ y $127^\circ < \theta < 135^\circ$ no están cubiertas por dichas cámaras.

Cámaras de muones en la zona del barril, MUB. Consiste en 3 capas, segmentadas en 2×24 sectores en $R\phi$, de cámaras de deriva que abarcan la región angular $52^\circ < \theta < 138^\circ$:

- La *capa interna* se encuentra en el soporte de hierro del imán detrás de 90 cm de hierro. Está formada por 2×24 placas cada una de las cuales consiste en 3 planos escalonados de tubos de deriva, aunque sólo dos de ellos se leen.
- La *capa externa* está montada sobre la superficie exterior del soporte del imán. Consiste en dos capas escalonadas de tubos de deriva.
- La *capa periférica* está situada a 50 cm del soporte del imán, cubre las zonas muertas del ID y OD y está formada por dos planos escalonados de tubos de deriva.

Mientras que para las capas internas y externas cada sector de cámaras cubre parcialmente el sector correspondiente del HCAL, para la capa periférica cada sector se superpone parcialmente con los dos sectores adyacentes de las capas interna y externa y la correspondiente de HCAL.

La coordenada Z se determina mediante líneas de retraso, mientras que la coordenada $R\phi$ se obtiene a partir de los tiempos de deriva. Las resoluciones en Z y $R\phi$ conseguidas son:

$$\sigma_{R\phi} \sim 4mm$$

$$\sigma_Z \sim 2.5cm$$

Cámaras de muones hacia delante, MUF. Ambos extremos de las cámaras de muones hacia delante consisten en 2 planos de cámaras; una dentro del soporte del imán detrás de 85 cm de hierro y otra, más exterior, detrás de unos 20 cm de hierro y de los centelleadores. Cada uno de los planos está compuesto por 4 cuadrantes cada uno de los cuales consiste en 2 capas ortogonales de celdas de deriva [11].

De igual forma que en la MUB, las coordenadas se determinan a partir del tiempo de deriva a los hilos y los tiempos de propagación de las señales a los extremos de las líneas de retraso.

La resolución espacial promedio de las 16 capas del detector resulta ser:

$$\sigma_{x,y} \sim 3mm$$

en donde se incluye también el efecto de la presencia del campo magnético.

3.4 Monitores de luminosidad: SAT y VSAT.

La principal función del SAT es reducir el hueco en la región a bajos ángulos en torno al tubo del haz y medir la luminosidad contando sucesos *Bhabha*, al tiempo que proporciona información sobre las posiciones del haz y el punto de interacción. Está formado por dos extremos (delante/detrás) cada uno de los cuales se compone de un calorímetro y un detector de trazas (*tracker*) [12].

El calorímetro, que cubre los ángulos polares de 43 a 135 mrad consiste en capas alternativas de láminas de plomo, concéntricas al eje del haz, de 0.9 mm de grosor, y fibras de plástico centelleador alineadas paralelamente al haz. El espesor total resultante es de 28 longitudes de radiación. El radio interno de la aceptación se espera que se mida con gran precisión merced a los detectores de trazas ($\sim 40 \mu\text{m}$). No obstante, hasta que los detectores de trazas no sean completamente operativos, para definir con gran precisión dicho radio interno, uno de los calorímetros se cubre con un anillo de plomo de 12 cc de radio y un espesor de $10X_0$. Su superficie más externa define el radio de aceptación como $< 100 \mu\text{m}$.

Los calorímetros se completarán con un detector de silicio (*tracker*) para reconstruir con precisión los puntos de impacto de las partículas. Se espera conseguir con el *tracker* una precisión de $\sigma_\theta = 1.5 \text{ mrad}$ y, como hemos dicho, definir el radio de aceptación como $< 40 \mu\text{m}$.

En la región muy hacia delante se encuentra el VSAT (*Very Small Angle Tagger*) empleado, junto con el SAT, para un control rápido tanto de la luminosidad como del funcionamiento general de la máquina. Como SAT y VSAT dan frecuencias y errores sistemáticos diferentes, sus medidas de la luminosidad son independientes.

El VSAT se compone, en cada una de las regiones hacia delante, de dos calorímetros rectangulares de $24X_0$ con dimensiones $5 \times 3 \times 10 \text{ cm}$. Los bloques se encuentran en $Z = \pm 7.7 \text{ m}$ en los planos horizontales por encima y debajo del tubo del haz. Cubre los ángulos polares entre 5 y 7 mrad.

El VSAT está también diseñado para medir la contaminación de electrones (*single electrons*) y rayos X. Estas medidas proporcionan un control sobre el cálculo de las órbitas y una medida de la contaminación de los sucesos *Bhabha*.

3.5 Centelleadores: TOF, HOF.

Las zonas del barril y hacia delante están también cubiertas por dos detectores centelleadores cuyas funciones principales son:

- participar en las decisiones rápidas de trigger
- medir el tiempo de vuelo de partículas (centelleadores del barril)
- proporcionar información sobre muones cósmicos, empleados en la calibración y alineamiento de los detectores.

3.5.1 Contador de tiempo de vuelo: TOF.

El sistema de tiempo de vuelo en la zona del barril sirve como un trigger rápido para sucesos cósmicos, empleándose como veto durante los cruces del haz. Los sucesos cósmicos se emplean muy a menudo con el fin de alinear los detectores.

El detector de tiempo de vuelo consiste en una sólo capa de 172 contadores montados en la parte interna del soporte del imán, justo en la parte externa del mismo. Los contadores cubren prácticamente la zona angular comprendida entre $\theta = 41^\circ$ y 139° , aunque tiene una zona muerta de alrededor de 6 cm de anchura para $\theta = 90^\circ$ y en los pilares de sujeción del criostato [13] (ver fig. 3.13).

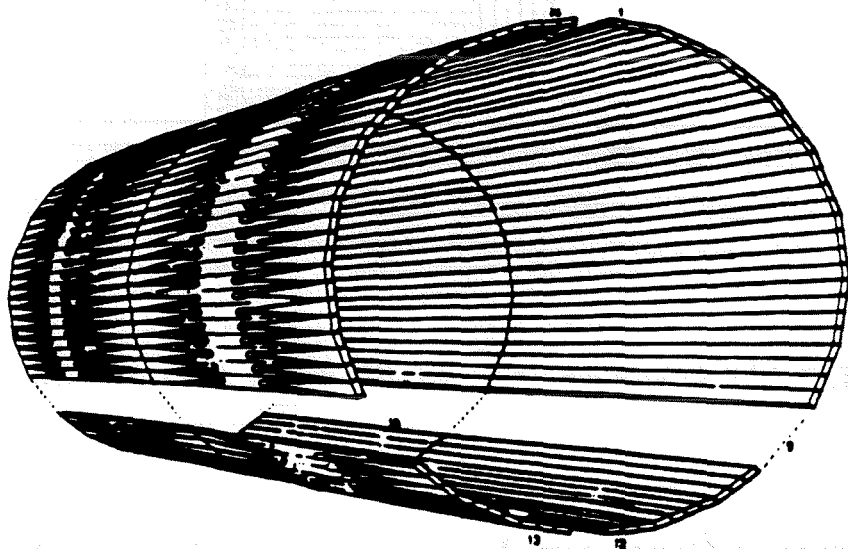


Figura 3.13: *Contadores de centelleo del TOF.*

Cada contador tiene dos fotomultiplicadores, uno en cada extremo, conectados a éste con guías de luz dobladas 180° con el fin de reducir la zona muerta central y evitar el intenso campo magnético. La longitud de atenuación de haz es de $\lambda_{att} = 135$ cm con una respuesta de 40 fotoelectrones por partícula en el mínimo de ionización, una resolución temporal de 3.4 nseg y una resolución espacial de ~ 20 cm.

3.5.2 Zona hacia delante: HOF.

Los centelleadores en la zona hacia delante constituyen el HOF (HOdoscope Forward). Estos centelleadores se sitúan después del calorímetro hadrónico en planos verticales con la misión de incrementar la eficiencia en el trigger de muones (en coincidencia con el calorímetro hadrónico) hasta regiones a muy bajo ángulo.

El HOF está formado por una sola capa de centelleadores, dispuesta en cuadrantes cada uno de los cuales tiene 28 contadores (fig 3.14). La longitud de atenuación es de unos 1.5m. La resolución temporal medida es de 5 ns, promediando sobre todo el contador. Las medidas de tiempo, así como la muestra de impactos se combinan junto con los de las cámaras de muones en la zona hacia delante.

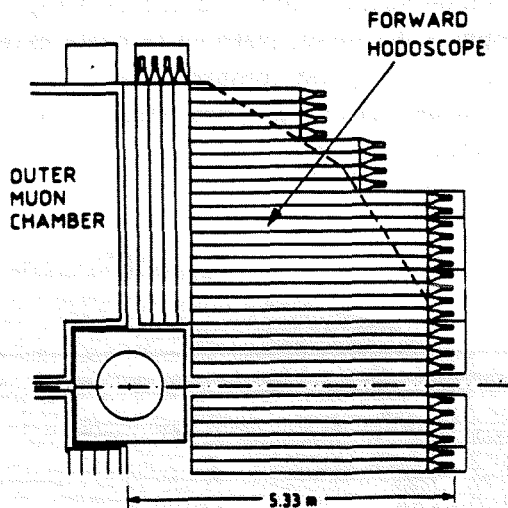


Figura 3.14: Sección transversal del HOF en uno de los extremos.

3.6 Detectores Čerenkov de imágenes anulares: RICH

El propósito principal de los nuevos detectores Čerenkov en DELPHI es el conseguir una buena identificación de hadrones en un rango bastante amplio del espectro de momentos a partir de la reconstrucción de los ángulos de Čerenkov en ambos tipos de radiadores: líquidos y gaseosos. En la zona del barril (hacia delante) se esperan conseguir 4.2σ como poder de separación para π/K hasta 18 (30) GeV/c y para K/p hasta 33 (50) GeV/c. [14, 15]

3.6.1 Zona del barril, B-RICH

El diseño del RICH en la zona del barril se muestra en la fig. 3.15. Es un cilindro de 3.5 cm de longitud, con un radio interno de 246 cm y uno externo de 394 cm, dividido en dos mitades por una pared central. Está segmentado en 24 sectores en $R\phi$ en hemisferio, cada uno de los cuales tiene un recipiente para el radiador líquido en la proximidades del radio interno, seguido de un tubo de deriva y un radiador gaseoso. Cubriendo la parte exterior del contador hay un total de 288 espejos parabólicos.

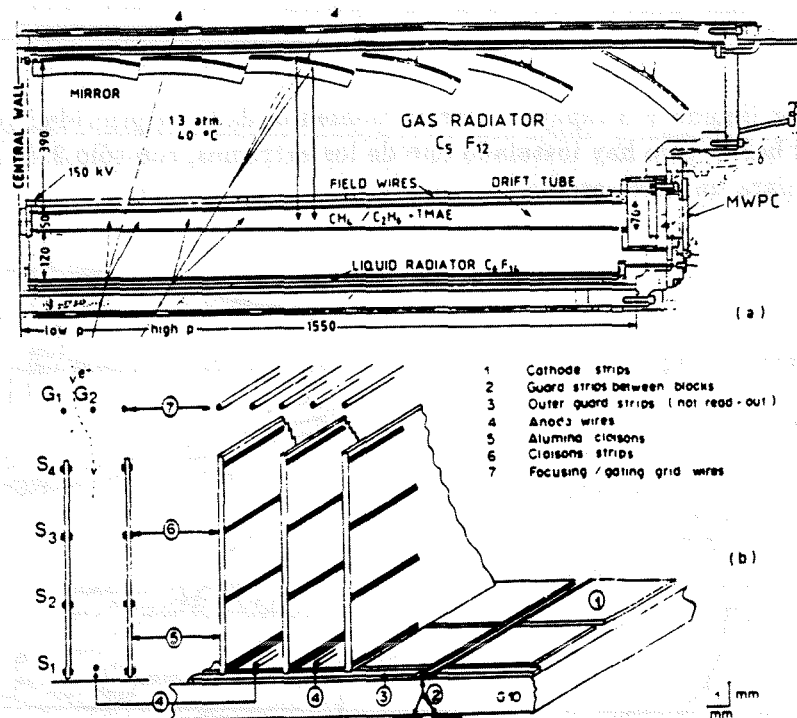


Figura 3.15: Detalles de la construcción del BRICH. (a) Sección longitudinal. (b) Esquema de la cámara de lectura.

Los fotones Čerenkov que producen las partículas que atraviesan el radiador líquido entran en los tubos de deriva, donde son absorbidos por un agente fotoionizante (TMAE). Los electrones que se producen por ionización derivan a lo largo de los tubos hasta el extremo de éste, donde son detectados por una cámara multihilos (MWPC). El hilo que ha visto al electrón proporciona la coordenada ϕ y el tiempo de deriva la coordenada Z del fotón de Čerenkov. El baricentro de las placas catódicas proporciona la coordenada R en la cual se ha producido la ionización.

Los fotones que se producen por efecto Čerenkov y que se emiten en un cono centrado en la trayectoria de la partícula en el radiador gaseoso, se reflejan en los espejo parabólicos, enfocados en los tubos de deriva, dando lugar a las imágenes anulares características. De igual forma que antes, los fotoelectrones derivan hasta los extremos de los tubos y allí son detectados por las cámaras multihilos. La coordenada R medida por las placas catódicas permite separar entre ambos tipos de fotoelectrones. La velocidad de la partícula se determina a partir del radio del anillo de fotones de Čerenkov.

3.6.2 Zona hacia delante, F-RICH.

La construcción del RICH en la zona hacia delante ha de ser, necesariamente, diferente a la del RICH en la zona del barril debido, por un lado a la geometría y, por otro, a los campos E-B cruzados en los detectores de fotones. El diseño se muestra en la fig. 3.16. Cada extremo consiste en dos semiconos truncados y está dividido azimutalmente en 12 sectores modulares. Cada uno de los sectores tiene una caja de deriva, dos cámaras multihilos (MWPC), 3 con-

tenedores de radiador líquido y 5 espejos. Por el momento, dada la prioridad concedida al RICH en la zona del barril, sólo hay instalado uno de los extremos, con sólo 2 de las cajas de deriva y electrónica para un único sector.

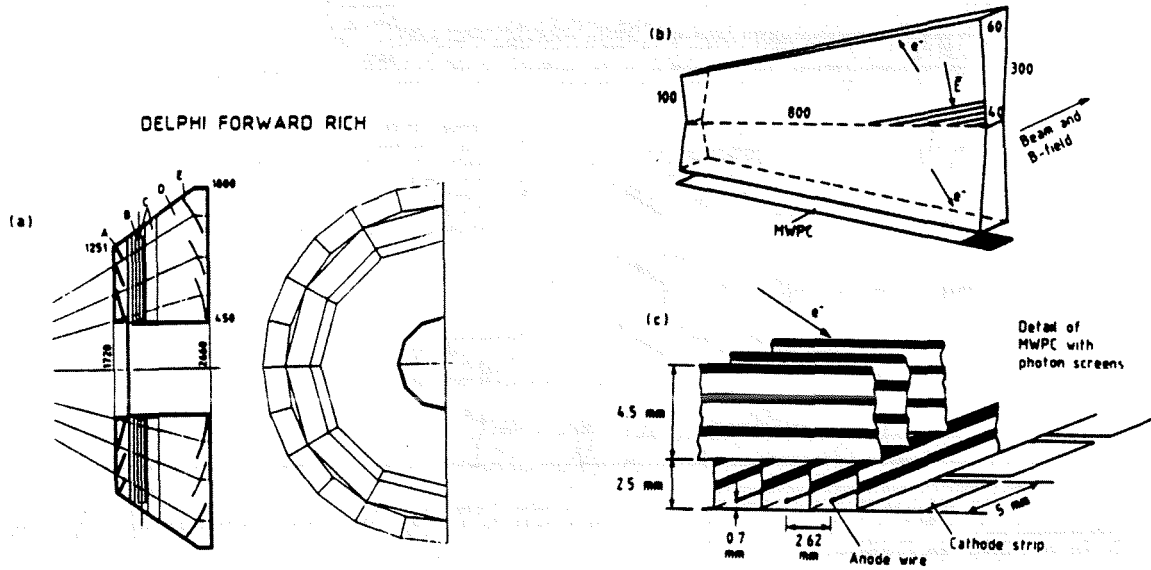


Figura 3.16: RICH en la zona hacia delante. (a) Esquema de la mitad de uno de los extremos: A=radiadores líquidos. B=caja de deriva, C=MWPC, D=radiador gaseoso, E=espejos. (b) Caja de deriva que cubre uno de los sectores. (c) Detalle de una cámara de lectura.

Capítulo 4

El sistema de trigger en DELPHI.

En un experimento de física de altas energías se distinguen, generalmente, dos fases. En un primer estadio se recogen, por medio de uno o varios detectores, los valores de una cierta cantidad de magnitudes en cada suceso. Este primer paso está controlado y dirigido por el sistema de adquisición del experimento. A la fase de adquisición le sigue una fase de procesamiento y análisis estadístico de los datos con el fin de calcular los parámetros de una teoría o bien verificar su validez.

En la actualidad, en tales experimentos, se estudian procesos con probabilidades de ocurrencia muy bajas. Eso significa que el número de sucesos realmente interesantes se generan con un ritmo mucho más bajo que el llamado ruido de fondo, constituido por sucesos parásitos que pueden dar señales en los detectores. Dada la gran cantidad de información que se maneja por suceso en este tipo de experimentos, no se puede permitir que el sistema de adquisición registre toda la información proveniente de los detectores, pues el tiempo muerto sería muy alto. Surge, pues, la necesidad de diseñar un mecanismo que pre-procese la información de cada suceso y seleccione sólo un determinado tipo de sucesos. A este mecanismo se le conoce con el nombre de *trigger* y se basa en un conjunto de combinaciones lógicas cuya satisfacción permite o, en su defecto, veta la adquisición de los sucesos. Un buen sistema de *trigger* debe resultar de un compromiso entre:

- (i) rapidez y precisión en la decisión de si un suceso debe o no ser registrado, minimizando la proporción de sucesos perdidos por tiempos muertos del sistema de adquisición,
- (ii) debe ser eficiente para la detección de la gran diversidad de estados finales posibles y topologías distintas dentro del ruido de fondo,
- (iii) y, por último, debe ser redundante, en el sentido de que un suceso pueda ser registrado por diferentes componentes del sistema de *trigger*. Con esto se evitan las posibles ineficiencias en el caso de mal funcionamiento de alguno de los detectores.

4.1 Visión general del sistema de *trigger*.

En el detector DELPHI se ha diseñado un sistema de *trigger*, organizado en cuatro niveles, con el fin de hacer frente a altas luminosidades con gran cantidad de ruido de fondo, preservando una eficiencia de detección suficientemente alta en todos los canales físicos de interés en las interacciones e^+e^- .

Dentro de este esquema los dos primeros niveles son síncronos con el cruce del haz (*Beam Cross Over*, BCO) que tiene lugar cada $22 \mu s$. Las funciones de estos dos niveles se realizan a nivel de *hardware*. Los otros dos niveles, el tercero y el cuarto, funcionan a nivel de *software* y son asíncronos con el cruce de haces. Su principal cometido es el de reducir la frecuencia de *trigger* a unos pocos *hertz* con altas luminosidades. Durante este último año, 1991, sólo los niveles primero y segundo han estado completamente operativos. Para el próximo año se espera implementar el tercer nivel. A lo largo de este capítulo nos centraremos en la descripción y funcionamiento de los dos primeros niveles de *trigger*.

Como ya hemos dicho, el primer y segundo nivel de *trigger*, denominados T1 y T2, respectivamente, son síncronos con el cruce del haz [17]. El primer nivel toma alrededor de $4 \mu s$ en tomar su decisión. Si ésta es positiva, se activa el segundo nivel, con una duración de $\sim 39 \mu s$. De esta forma, sólo se pierde un BCO cuando en un suceso se da la secuencia T1.YES y T2.NO (ver fig 4.1-(b)). Cuando un suceso se acepta en el segundo nivel (T2.YES) se necesitan $\sim 4 ms$ adicionales para leer toda la información del detector. Esta operación se conoce como *Front End Freeing* (FEF) y le sigue la señal (NEI, *Next Event Identification*) que prepara al detector para el siguiente cruce de haces (ver figura 4.1-(c)).

El control de estas señales de tiempo, así como toda la lógica de decisión, son las funciones primordiales del sistema de *trigger* en el detector DELPHI.

El supervisor de *trigger*

El sistema de adquisición, en el cual están incluidos el primer y segundo nivel de *trigger*, funciona con el protocolo FASTBUS. Así, los dos primeros niveles del *trigger* estarán divididos en lo que se llama particiones. Cada partición se corresponde, generalmente, con un detector o con parte de un detector [16]. Todos los elementos de *hardware* que no pertenezcan a ningún detector se asignan bien a la partición central (CP, Central partition) o a la partición del *trigger*.

El control de flujo de los datos en cada una de las particiones se realiza bajo la responsabilidad del llamado supervisor del *trigger* (TS, Trigger Supervisor [17]), que tiene dos cometidos importantes:

- recibir los datos de las distintas particiones y tomar las decisiones del primer y segundo nivel del *trigger*.
- distribuir las señales de tiempo y controlar el proceso de lectura de los datos.

Está compuesto por un conjunto de módulos, locales y centrales, que coordinan la adquisición de datos (ver figura 4.2):

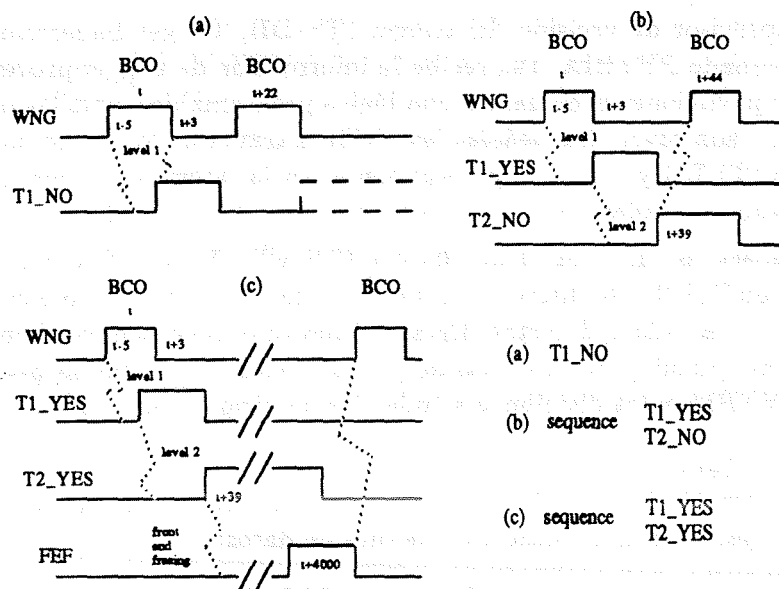


Figura 4.1: Diagramas de tiempo para la decisión en el 1^{er} y 2^o nivel de trigger: (a) *T1_NO*; (b) secuencia *T1_YES* seguida de *T2_NO*; (c) secuencia *T1_YES* seguido de *T2_YES*.

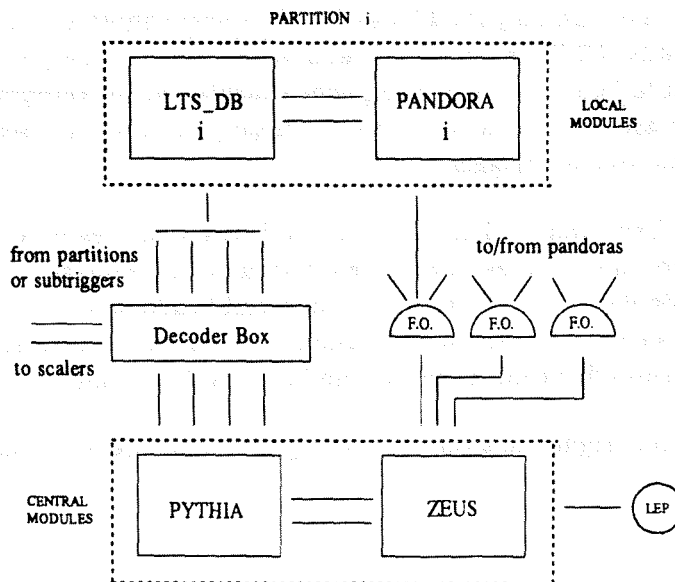


Figura 4.2: Diagrama esquemático de las conexiones entre las unidades centrales y locales de control y decisión del trigger. Los distintos módulos que se muestran se explican en el texto y, la abreviación *F.O.* corresponde a los *Fan Outs* que distribuyen las salidas de *ZEUS* a todas las particiones.

• MÓDULOS CENTRALES:

- El supervisor de decisión del *trigger* (TS-DB, Trigger Supervisor Decision Box), denominado PYTHIA [18], recibe la información de *trigger* proveniente de las distintas particiones y, en base a una lógica programable, toma las decisiones de *trigger* en cada nivel. Las señales las recibe a través de lo que se llama *Trigger Data Lines* (TDLs) y consiste, generalmente, en la información codificada del número de trazas/cascadas vistas por cada partición (0, 1, 2, > 2).
- El supervisor de control del *trigger* (TS-CB, Trigger Supervisor Control Box), llamado ZEUS [19], distribuye las señales de tiempo más comunes (BCO, cósmicos, test, ...) a todo el detector. Estas señales se pueden generar bien a partir de LEP o, internamente, durante *runs* de prueba. Además, recibe las decisiones de *trigger* de PYTHIA y las distribuye a todas las particiones activas en la adquisición.

• MÓDULOS LOCALES:

Existe una versión local de los módulos descritos antes en cada una de las particiones que toman parte en la adquisición o lectura de datos:

- Supervisor local de decisión del *trigger* (LTS-DB, Local Tigger Supervisor Decision Box o SUBT-DB, SUBTrigger Decision Box) [17].
- Supervisor local de control del *trigger* (LTS-CB, Local Trigger Supervisor Control Box), llamado también PANDORA [20]. Este módulo se comunica con supervisor local de decisión e intercambia información con ZEUS.

Los módulos centrales (ZEUS y PYTHIA) descritos hasta ahora se encuentran en tres *crates* FASTBUS denominadas OLYMPUS, asociadas a la partición del *trigger*. La disposición de estas *crates* se muestra en la figura 4.3 donde se pueden identificar los componentes principales así como otros también asociados a la partición de *trigger*, como son los *scalars*, cuya función es facilitar el control *on-line* del *trigger*.

Estos *scalars* reciben información de todos los TDLs y del resto de señales de otros sub-triggers. Algunas de estas señales pueden tener ya una información física, ya elaborada por el supervisor local de decisión, o bien información codificada sobre la multiplicidad. Existen 13 de estos *scalars*, que se dividen en tres grupos: uno para las señales de B1, otro para los TDLs y un tercer grupo dedicado al control de luminosidad y ruido de fondo.

En las secciones que siguen nos centraremos, principalmente, en el sistema de decisión del *trigger*.

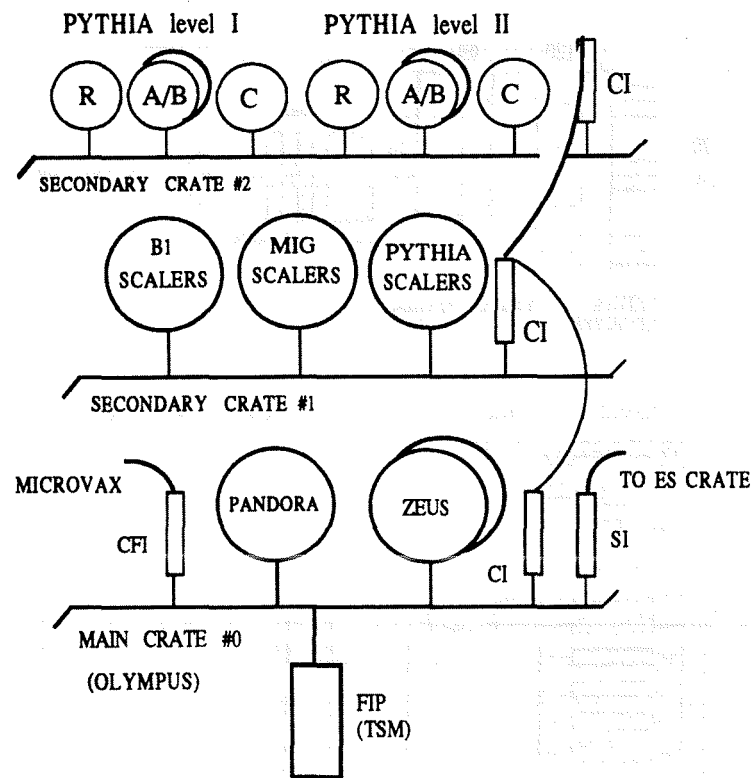


Figura 4.3: Disposición de las crates FASTBUS de la partición del *trigger*. Ver el texto para la descripción de los distintos módulos que aparecen en la figura.

4.2 El sistema de decisión del *trigger*: PYTHIA.

El supervisor de decisión del *trigger*, PYTHIA, consiste en dos conjuntos de módulos [18] (uno por cada nivel) a los que llega la información del primer y segundo nivel de *trigger* a través de TDLs separadas. Cada uno de los conjuntos está formado por 4 módulos: el módulo llamado *receiver*, dos módulos para los niveles A/B y el módulo del nivel C como se ilustra en las figuras 4.3 y 4.4-(a).

La información que llega de cada *subtrigger* consiste en uno o más grupos de 2 bits con la información codificada de la multiplicidad (0, 1, 2, > 2) de trazas o deposiciones de energía, de forma separada para el primer y segundo nivel. En la sección 4.3 daremos una lista detallada de los diferentes *subtriggers* y su descripción.

La decisión de aceptar o desechar un suceso la toma PYTHIA, en tres pasos, combinando las señales de multiplicidad en base a un conjunto de memorias organizadas según una estructura a tres niveles. Se refiere comunmente a estas memorias con el nombre de LUT (Look-Up-Tables) [22, 23].

Revisaremos a continuación los tres pasos mediante los cuales PYTHIA toma la decisión de *trigger*:

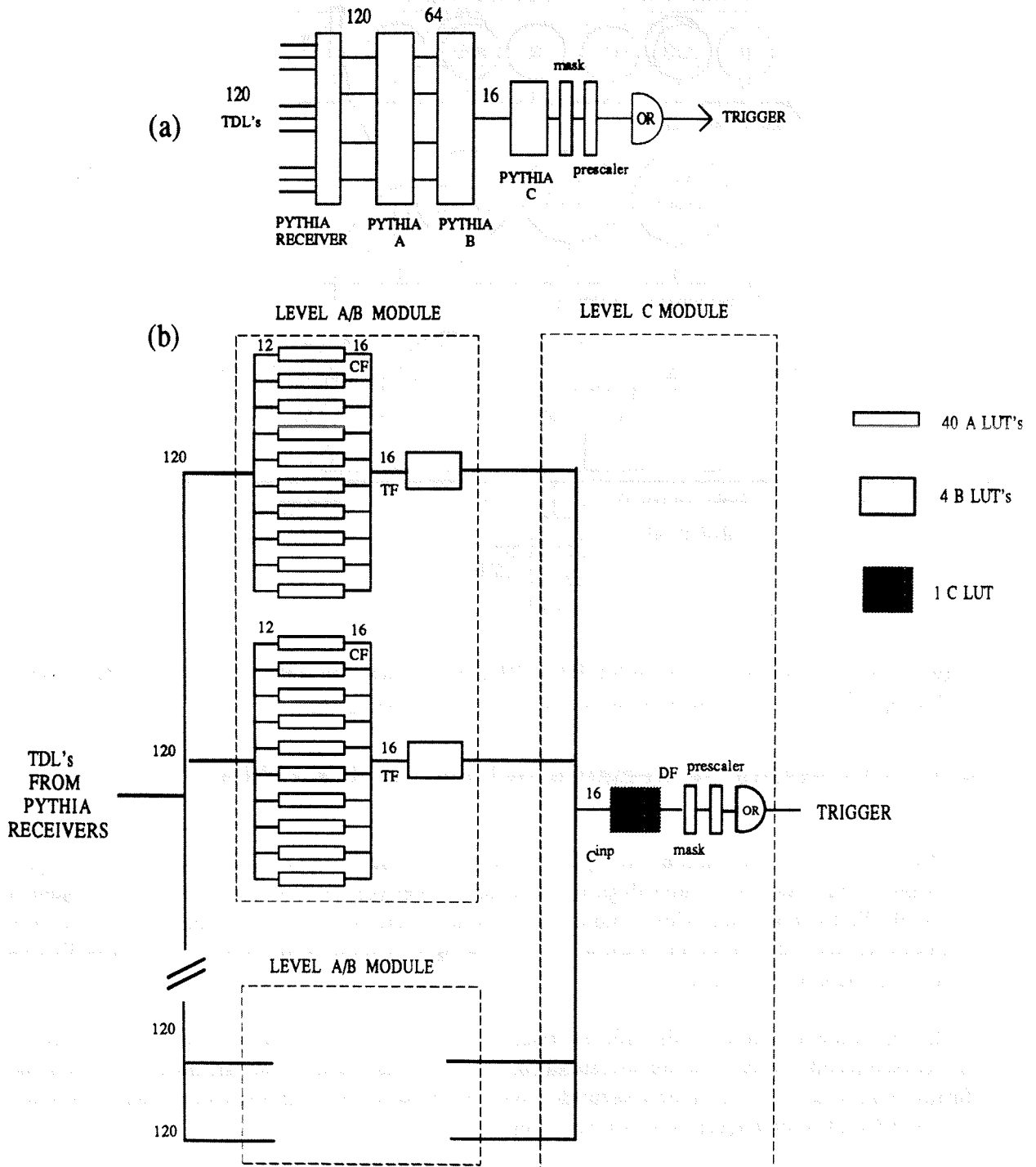


Figura 4.4: (a) Composición en módulos de PYTHIA. (b) Estructura en árbol de los LUTs de PYTHIA. Esta estructura permite una gran número de combinaciones lógicas a partir de un conjunto fijo de TDLs. Ver el texto para la explicación de las distintas partes mostradas en la figura.

- PASO 1.

Hay, al nivel más bajo, 120 TDLs que llegan a los módulos *receiver* de PYTHIA tanto para el primer como para el segundo nivel. Estos TDLs son enviados tanto por los diferentes *subtriggers* (SUBT-DB) como por los módulos locales de decisión (LTS-DB). Están divididos en dos grupos: señales codificadas y señales no codificadas. Las señales no codificadas son, por sí mismas, señales de *trigger* generadas como respuesta a cierta combinación lógica programada dentro de algunos de los detectores. Los TDLs codificados llevan información sobre la multiplicidad o la deposición de energía agrupada en pares de bits:

(0, 0)	multiplicidad = 0
(1, 0)	multiplicidad = 1
(0, 1)	multiplicidad = 2
(1, 1)	multiplicidad > 2

Las TDLs definidas para el primer y segundo nivel de *trigger* se describen en la sección 4.3 y, en las tablas 4.2 y 4.3 se muestra una lista completa. Como se puede ver en la columna izquierda de dichas tablas, los TDLs se agrupan en 10 conjuntos de 12 señales de entrada ($10 \times 12 = 120$), donde cada grupo pertenece a un A-LUT con señales del mismo *subtrigger* o partición.

- PASO 2.

Para cada A-LUT (con 12 TDLs de entrada) se permiten 16 bits de salida (ver la figura 4.4-(b)) a los que se llama CFs (*Component Functions*). Estas CFs son funciones lógicas (combinaciones de ANDs y ORs) de los bits de entrada:

$$CF_{ik} = \mathcal{F}_{ik}(TDL_l^k, \dots, TDL_m^k) \quad 0 \leq l, m \leq 11 \quad 0 \leq i \leq 15 \quad k \leq 10 \quad (4.1)$$

donde los índices l y m recorren los bits de entrada en A, i es el bit de salida y k el A-LUT. Las CFs se programan de forma que correspondan a cantidades físicas como *majorities* simples o dobles ¹, señales de veto, etc.

Hay, para cada nivel, 4 bloques A de PYTHIA. Cada uno tiene un conjunto de 10 A-LUTs y una copia de las 120 TDLs. Por tanto, cada nivel A puede tener un máximo de 640 CFs programables,

$$\left. \begin{array}{l} (10 \text{ A-LUTS}) \times (4 \text{ bloques}) \\ = 40 \text{ A-LUTS} \end{array} \right\} \times (16 \text{ bits de salida}) = 640$$

Estas CFs se emplean para formar otro conjunto de señales, las *Term Functions*, o TFs, mediante productos lógicos de CFs de diferentes A-LUTS en el mismo bit de salida:

$$TF_j = \prod_k^{AND} CF_{jk} \quad 0 \leq j \leq 15 \quad k \leq 10 \quad (4.2)$$

Donde, de nuevo, el índice j recorre bits de salida del módulo A y k los A-LUTS.

¹Estas *majorities* se forman a partir de las TDLs codificadas de un determinado detector, exigiendo multiplicidades ≥ 1 ó ≥ 2 , respectivamente

Estas TFs son entradas del B-LUT, que tiene un número limitado de 16 bits de entrada. Como hay un total de 4 conjuntos de A-LUTs, cada uno de ellos asociado a un B-LUT, el número máximo de TFs programables está limitado a 64 por cada nivel:

$$\left. \begin{array}{l} (1 \text{ B-LUT}) \times (4 \text{ conjuntos}) \\ = 4 \text{ B-LUTs} \end{array} \right\} \times (16 \text{ bits de salida}) = 64$$

La forma en que las CFs y las TFs se programan en PYTHIA es muy flexible, lo que permite una gran cantidad de combinaciones. Por tanto, se requiere un sistema bastante complejo para mantenerlos bajo control. Con este fin, se define un conjunto *mínimo* de señales, con un significado físico bien determinado, que son independientes de la forma en que PYTHIA se programe, y que se denominan *Physical Trigger Inputs*, o PTIs. En la práctica están asociados a las CFs, aunque, en principio, podrían ser combinaciones de éstas en términos de vetos o funciones mucho más complejas. Las TFs, por su parte, se asocian en lo que se llama *majorities*², cuyo concepto explicaremos más detenidamente en la sección 4.4, de acuerdo a aceptancias específicas de los detectores (zona del barril, zonas delanteras) o exigencias físicas ($\gamma\gamma$, trazas aisladas —*single tracks*—, etc.)

• PASO 3.

Con los módulos B se genera un conjunto de 16 bits que recibe, como entrada, el módulo del nivel C. Igual que ocurría con las TFs, cada uno de estos 16 bits es un AND lógico entre los correspondientes bits de salida de los cuatro B-LUTs:

$$C_i^{inp} = \prod_k^{AND} B_{ik}^{out} \quad 0 \leq k \leq 3 \quad i = 0, 1, \dots, 15$$

$$C_i^{inp} = \mathcal{F}_i(TF_l, \dots, TF_m) \quad 0 \leq l, m \leq 63 \quad i = 0, 1, \dots, 15 \quad (4.3)$$

donde C_i^{inp} es la i -ésima entrada en C, y B_{ik}^{out} es el i -ésimo bit de salida del k -ésimo B-LUT.

Dentro del módulo C es todavía posible combinar las salida de B para formar otro conjunto adicional de funciones que llamamos Funciones de Decisión (*Decision Functions*, DFs). Por el momento, en DELPHI, este C-LUT se emplea de forma transparente y cualquier bit de entrada se convierte en el mismo bit a la salida:

$$DF_i = C_i^{inp} \quad \forall i = 0, 1, \dots, 15 \quad (4.4)$$

Además, cualquiera de las 16 DFs puede pre-escalarse con un factor de hasta 256.

El *trigger* final de DELPHI es, de esta forma, un OR lógico de estas 16 Funciones de Decisión que se pueden vetar o pre-escalar según las necesidades del *trigger*:

$$\text{DELPHI trigger} = \sum_{i=0}^{15} \alpha_i \beta_i DF_i \quad \alpha_i \leq 256 \quad \beta_i = 0, 1 \quad (4.5)$$

donde α_i es el factor de escala y β_i es el factor de veto para la Función de Decisión DF_i .

²Es importante no confundir estas "majorities", que son asociaciones de CFs, de distintos detectores, con las "majorities" de multiplicidad exigidas a señales individuales de un solo detector.

4.3 Las señales de *trigger* de los subdetectores: TDLs.

Examinaremos ahora los distintos subtriggers que participan en la construcción del sistema de *trigger* en DELPHI. Para muchas de las medidas que se realizan en LEP es esencial tener una eficiencia de *trigger* alta, estable, y bien determinada. Estos condicionantes obligan a diseñar un sistema de *trigger* basado en la combinación de una serie de componentes o *subtriggers* que tengan las siguientes características:

- Son independientes. Es decir, están basados en diferentes detectores.
- Son redundantes. Cada suceso debe ser *visto* por más de un *trigger* con una eficiencia alta.

Como hemos dicho en la sección anterior, la decisión de aceptar o desechar un suceso la toma PYTHIA en base a la información que le llega, a través de las TDLs, de las diferentes particiones o *subtriggers*. Los *subtriggers* que contribuyen a los *triggers* físicos son:

- *Subtrigger* de trazas.
- *Subtrigger* de energía electromagnética.
- *Subtrigger* de energía hadrónica.
- *Subtrigger* de muones.
- *Subtrigger* de energía total.

Hay dos *subtriggers* adicionales que tienen un papel especial y que se emplean para el control de la luminosidad y la calibración:

- *Subtrigger* de *Bhabhas*.
- *Subtrigger* cósmico.

Para algunos de estos *subtriggers* (de trazas, de muones y de energía total) los datos de *trigger* se obtienen relacionando señales de varios detectores o particiones.

En la figura 4.5 se muestra esquemáticamente la cobertura angular de los detectores que contribuyen al *trigger* de trazas y al calorimétrico. Es posible dividir esta cobertura angular, para las aceptancias de los detectores, en las siguientes regiones:

<i>Barrel</i> (BL):	$43^\circ < \theta < 137^\circ$		
<i>Forward</i> (FW):	$22^\circ < \theta < 43^\circ$	<i>Very Forward</i> (VFW):	$10^\circ < \theta < 22^\circ$
<i>Backward</i> (BW):	$137^\circ < \theta < 158^\circ$	<i>Very Backward</i> (VBW):	$158^\circ < \theta < 170^\circ$

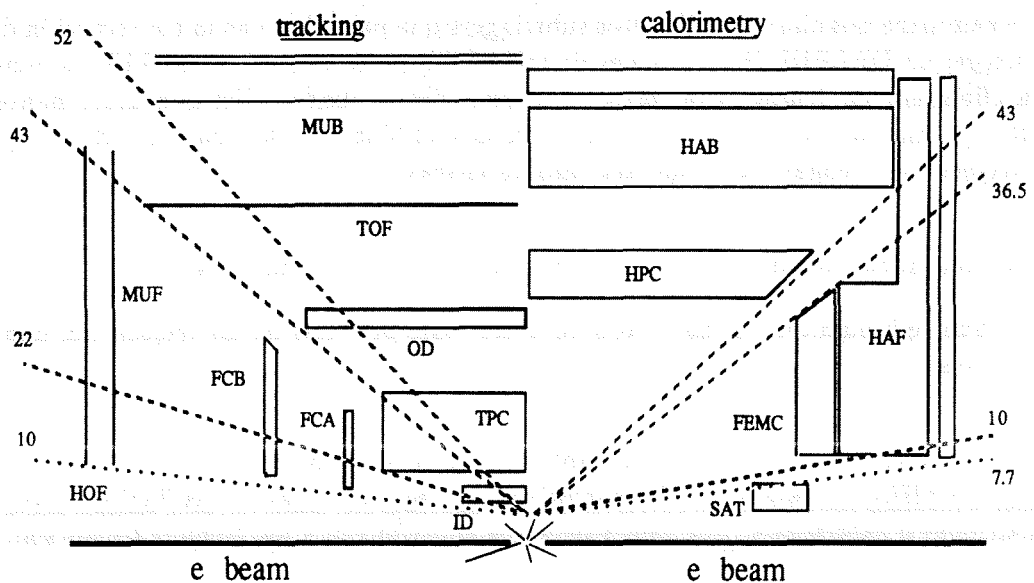


Figura 4.5: Esquema de los detectores que participan en el primer y segundo niveles de *trigger*. Se emplean los nombres que normalmente se usan para describir los detectores. También se muestra su aceptación angular en grados.

Los detectores que participan con los TDLs en el *trigger* son, en la región del barril, el detector interno y el externo (ID, OD), el detector de tiempo de vuelo (TOF), la cámara de proyección de alta densidad (HPC), el calorímetro hadrónico y las cámaras de muones en la zona del barril (HAB, MUB) y la cámara de proyección temporal (TPC), que también se emplea en la zona hacia delante. Los detectores que participan en esta región son, además de la TPC: las cámaras hacia delante (FWCH), el calorímetro electromagnético hacia delante (FEMC), el calorímetro hadrónico y las cámaras de muones (HAF, MUF), los centelleadores (HOF) y los monitores de luminosidad (SAT, VSAT). Todos estos detectores proporcionan TDLs a través de los supervisores locales de decisión (LTS-DB) o a través de los supervisores de decisión de los *subtriggers* (SUBT-DB).

Además, los detectores ID, OD, TOF, HPC, FEMC, FWCH y HOF envían señales de *trigger* a una serie de módulos NIM estándar en donde se construye el denominado *trigger* de B1.

En lo que sigue de esta sección describiremos las señales de *trigger* más significativas proporcionadas por estos detectores y los *subtriggers* a los que pertenecen.

4.3.1 El subtrigger de trazas (TPC + FwCH + ID/OD + TOF).

La TPC proporciona un trigger de primer nivel en la zona hacia delante empleando tan solo señales producidas por las trazas que pasen por los planos de hilos de sus extremos. Es éste un *trigger* de *majority* que acepta sucesos con un número mínimo de *hits* en un grupo de 8 hilos adyacentes. A segundo nivel, la TPC facilita un trigger en la zona del barril, denominado *Contiguity trigger* (CT) [24]. Es un *trigger* de una sola traza (*single track*) que emplea la información de los *pads* de la TPC como entrada a un algoritmo lógico de búsqueda de trazas con momentos transversos menores que un cierto valor umbral: $p_t \geq 1 \text{ GeV}/c$. Cubre la región angular entre 29° y 151° en θ . Existe además el llamado RZ *trigger* en la zona hacia delante que cubre la misma región angular que el *trigger* de primer nivel ($20^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$, ver figura 4.5) y emplea, también, un algoritmo de búsqueda de trazas en la proyección RZ³.

Las TDLs que la TPC envía a PYTHIA como primer nivel de *trigger* son:

¡TPCFW ¡TPCBW TPC Forward/Backward multiplicidad $i=1,2$ sectores.

y, para segundo nivel,

¡CT0	¡CT1	Contiguity Trigger. Multitudinalidad, $i = 1, 2$, de trazas en ambas mitades de la TPC.
¡TPCFW	¡TPCBW	TPC RZ Forward/Backward multiplicidad de trazas, $i=1,2$.
2TPCLOOSE		Coincidencia de dos trazas en sectores de extremos opuestos.
TPCBB		Coincidencia de dos trazas en sectores de ambos extremos opuestos en θ .
TPC2GLO		Coincidencia entre dos sectores del mismo extremo. (TPC 2 "Gamma Loose").
TPC2GTI		Coincidencia entre dos sectores opuestos en el mismo extremo. (TPC 2 "Gamma Tight").

Las cámaras hacia delante (FCA/B) también contribuyen al primer y segundo nivel del *subtrigger* de trazas cubriendo la región angular entre $\theta = 11^\circ$ y $\theta = 33^\circ$ [25]. El primer nivel de *trigger* emplea los datos de las proyecciones x , y y v de FCA y FCB. Las coordenadas de FCA se combinan en 64 grupos de 4 hilos y están directamente correlacionadas con los grupos correspondientes de FCB. De hecho, se exige que los *hits* en al menos tres de los cuatro planos de FCB caigan dentro de una ventana creada por un *hit* en FCA. Esto se ha diseñado así para aceptar trazas provenientes del origen (punto de interacción) con un momento transverso que satisfaga: $p_t \geq 1.6 \text{ GeV}/c$. Los TDLs de primer nivel son:

¡TRFW ¡TRBW Track Forward/Backward con multiplicidad de trazas $i=1,2$.

Para el segundo nivel se emplean puntos reconstruidos en lugar de las proyecciones, con las TDLs codificadas igual que en el primer nivel.

³El *trigger* RZ en la zona hacia delante se empleó durante el año 1990 como un *trigger* de *single track*, en la zona del barril, en coincidencia con el ID y OD.

Los detectores ID y OD envían sus TDLs de primer y segundo nivel a PYTHIA desde su propio supervisor de decisión (LTS-DB), llamado LUCIFER [26]. Este *trigger* ID/OD en la zona del barril cubre desde $\theta = 42^\circ$ hasta $\theta = 138^\circ$. Las señales de multiplicidad de trazas para el OD se preparan exigiendo que 3 de los 5 planos de cámaras, dentro de uno de los módulos, se hayan disparado. Esta información, junto con la del ID, se utiliza para construir las TDLs finales. Ambos detectores envían dos palabras de 24 bits, cada uno de ellos asociado geoméricamente a un módulo, a B1. Con estos bits se construyen, en B1, algunos de los TDLs antes de ser enviados a PYTHIA.

A primer nivel tenemos:

i TRBL $i=1,2$		Trigger de <i>single track</i> en el barril que exige correlaciones entre un módulo del OD y los 3 sectores opuestos del ID.
ID_OR_OD	ID_AND_OD	Estos TDLs se construyen en B1 y corresponden a un OR o un AND entre cualquier módulo del OD con cualquier sector del ID.

A segundo nivel los TDLs de la combinación ID/OD son:

i IDOD $i=1,2$		Equivalente a las TDLs del primer nivel, i TRBL.
i IDOD_6 $i=1,2$		Equivalente a i IDOD pero con los módulos del OD en frente de las 6 zonas muertas entre los sectores de la TPC en la proyección $r\phi$.
OD_MJ1	OD_MJ2_GEO	TDLs de B1 para multiplicidad ≥ 1 en los módulos del OD y multiplicidad ≥ 2 , respectivamente, en los módulos opuestos en la proyección Y del OD.
ID_MJ1		TDLs de B1 para multiplicidad ≥ 1 en los sectores del ID.

El detector de tiempo de vuelo, TOF, contribuye con las mismas señales a primer y segundo nivel [27]. Cubre la región angular comprendida entre $\theta = 41^\circ$ y $\theta = 139^\circ$. El detector está dividido en 8 octantes (4 para $\theta < 90^\circ$ + 4 para $\theta > 90^\circ$). En cada octante se agrupan 6 sectores de 24 centelleadores. Las señales de *trigger* de los 8 octantes se envían a B1, donde se construyen otras señales bien de *majority* de multiplicidad o bien en combinación con otros detectores (HPC, OD). Los TDLs del TOF que llegan a PYTHIA proceden de B1 y son:

TOF_MJ1	Número de octantes que han disparado ≥ 1 .
TOF_MJ2	Número de octantes que han disparado ≥ 2 .

4.3.2 Subtrigger de muones (MUB + MUF).

Las cámaras de muones en la zona del barril contribuyen al *trigger* tanto a primer como a segundo nivel. Cubre la región angular comprendida entre $\theta = 50^\circ$ y $\theta = 130^\circ$. Esta zona queda dividida en cuadrantes a primer nivel y, en octantes, a segundo nivel. Se considera que un cuadrante/octante ha disparado el *trigger* si cualquier sector dentro de dicho cuadrante/octante se ha disparado. Un sector se dispara cada vez que se encuentran, al menos, dos *hits* en el sector [28]. A primer nivel el *trigger* se construye sumando cuadrantes en las TDLs de barril y zona hacia delante y el barril y zona hacia detrás, que son enviados a PYTHIA:

MUBLLCFW	MUBLLCBW	Barril y Forward/Backward. (Local.)
MUBLSBFW	MUBLSBBW	Barril y Forward/Backward. (Subtrigger.)

A segundo nivel el *trigger* está dado por los octantes que se han disparado y se suma para dar dos bits de multiplicidad. Los posibles estados de multiplicidad son: 1 octante, 2 octantes y 3 ó más octantes. Los TDLs correspondientes son:

¡MUBLSB	Barril: multiplicidad, $i=1,2$. (Subtrigger.)
¡MUBLLC	Barril: multiplicidad, $i=1,2$. (Local.)

Las cámaras de muones en la zona delantera (MUF) también proporcionan información de *trigger* a primer y segundo nivel, con una aceptación máxima para $15^\circ \leq \theta \leq 41^\circ$. a primer nivel el *trigger* está dado sólo por los centelleadores (HOF), debido a la gran velocidad de deriva ($\sim 13 \mu s$) de MUF:

MUFW	MUBW	HOF Forward/Backward.
------	------	-----------------------

A segundo nivel, el *trigger* de MUF divide la región delantera en 4 cuadrantes. Se considera que un cuadrante ha disparado si al menos 3 de las 4 capas que componen el plano de un cuadrante se ha disparado [29].

Las TDLs son:

MUFW i	hits en los cuadrantes hacia delante sumados para dar bits de multiplicidad $i=1,2$.
MUBW i	hits en los cuadrantes hacia detrás sumados para dar bits de multiplicidad $i=1,2$.
MUBB	Coincidencia $(\text{MUFW}_1 + \text{MUFW}_2) * (\text{MUBW}_1 + \text{MUBW}_2)$.
MUPAR	Coincidencia $\text{MUBB} * (\text{MUFW} + \text{MUBW } 1^{\text{er}} \text{ nivel})$.
MUVFW	Un hit en cualquier cuadrante hacia delante con $\theta < 22^\circ$.
MUVBW	Un hit en cualquier cuadrante hacia detrás con $\theta < 22^\circ$.

4.3.3 Subtrigger de energía electromagnética (HPC + FEMC).

El *trigger* que proporciona la HPC para el primer nivel está basado en un conjunto de tres centelleadores emplazados en cada uno de sus módulos en la posición del máximo de la cascada. El *trigger* da información sobre los módulos que se han disparado en cada sector en $R\phi$, con una deposición energética individual superior a $\sim 2 \text{ GeV}$ [30]. Los TDLs para el primer nivel son:

HPC.MJ1	HPC.MJ2	Señales de multiplicidad de deposición de energía.
¡EMBLLO	¡EMBLHI	TDLs de multiplicidad $i=1,2$ (número de sectores disparados).

A segundo nivel el *trigger* se basa en un reconicimiento rápido de la muestra de hits y en la reconstrucción temporal de la forma de la cascada [31], aunque todavía no es operativo.

El FEMC genera el mismo conjunto de TDLs para primer y segundo nivel. Estas señales de *trigger* están duplicadas para las distintas coberturas angulares del detector (FW, BW, VFW y VBW, ver la figura 4.5) y para los distintos umbrales de energía: el alto (HI) con 2.5 GeV y el umbral bajo (LO) con 1.2 GeV (en el extremo delantero) y 1.5 GeV (en el extremo posterior). Estos TDLs son:

¡EMFWLO	¡EMFWHI	Multiplicidad $i=1,2$ en la zona hacia delante.
¡EMBWLO	¡EMBWHI	Multiplicidad $i=1,2$ en la zona hacia detrás.
¡EMVFWLO	¡EMVFWHI	Multiplicidad $i=1,2$ en la zona muy hacia delante.
¡EMVBWLO	¡EMVBWHI	Multiplicidad $i=1,2$ en la zona muy hacia detrás.

4.3.4 Subtrigger hadrónico (HAC).

El calorímetro hadrónico también proporciona los mismos TDLs a primer y segundo nivel. Hay tres conjuntos de TDLs que corresponden a los diferentes umbrales de energía: muónico (MU), umbral bajo (LO) y umbral alto (HI), que corresponden a una deposición de energía de 0.5 GeV, 2 GeV y 5-7 GeV, respectivamente. Los TDLs enviados a PYTHIA son:

HAMU_FW	HAMU_BW	Hadron Forward/Backward: umbral MU .
HAHL_FW	HAHL_BW	Hadron Forward/Backward: umbral HI .
HALO_FW	HALO_BW	Hadron Forward/Backward: umbral LO .
HAMU_BLFW i	HAMU_BLBW i	Hadron Barril-Forward/Backward: umbral MU .
HAHL_BLFW i	HAHL_BLBW i	Hadron Barril-Forward/Backward: umbral HI .
HALO_BLFW i	HALO_BLBW i	Hadron Barril-Forward/Backward: umbral LO .
Con $i=1,2$ para los dos últimos grupos.		

4.3.5 El subtrigger de sucesos Bhabha (SAT+VSAT).

El detector SAT produce TDLs para primer y segundo nivel, aunque éstas últimas no se emplean, por el momento, como señales de decisión. Los umbrales de energía son: 30 GeV (H) y 11 GeV (L) [32].

Los TDLs provenientes del supervisor de decisión de SAT son, para primer nivel:

BBDE	Coincidencia retrasada: umbral H.
BBHH	Coincidencia <i>single arm</i> : umbral H.
BBHL	Coincidencia mixta: umbral H y L.
BBL	Coincidencia con umbral L.
PSCAC	<i>Single arm</i> pre-escalado: umbral H.
AH.CH	<i>Single arm</i> : umbral H.
AL.CL	<i>Single arm</i> : umbral L.
BBSHS	OR de centelleadores, de calorímetros y coincidencia pre-escalada de centelleadores.

A segundo nivel los TDLs del SAT son:

SAFWTELO	SAFWTEHI	Energía total hacia delante: umbral alto/bajo.
SABWTELO	SABWTEHI	Energía total hacia detrás: umbral alto/bajo.
BHABHA		Coincidencia entre ambos extremos, umbral alto.

El *trigger* del VSAT exige coincidencias entre módulos opuestos con deposiciones de energía que superen los 25 GeV (HI \equiv High threshold) [33]. Los sucesos se almacenan localmente y sólo cuando los *buffers* se saturan (≥ 12 sucesos) se fuerza una decisión positiva que se envía a PYTHIA.

Las señales enviadas a PYTHIA por el VSAT son:

VSAT_T1Y	≥ 1 módulos disparados (umbral alto).
VSAT_T2Y	Los <i>buffers</i> de VSAT se llenan \implies T2.YES.
VSAT_LOW _i	TDLs de multiplicidad, con número de módulos disparados $i=1,2$ (LO \equiv umbral bajo, escaldo con single electron).

4.3.6 El *trigger* de B1.

De entre todas las señales que entran en PYTHIA, es importante resaltar el papel desempeñado por el llamado *trigger* de B1. Este *trigger* ha estado operando desde el comienzo de LEP como el núcleo central con una lógica propia basada en la electrónica NIM. Los distintos tipos de señales vienen de la zona del barril y la zona delantera. El *trigger* final de B1, que resulta de un OR lógico de todas las señales, se envía a PYTHIA como un TDL normal.

- En la zona del barril hay dos tipos de señales construidas a partir de los detectores ID, OD, HPC y TOF. Éstas pueden ser:
 - a) Triggers de *majority* n , exigiendo que al menos n de los segmentos de un detector se hayan disparado al mismo tiempo (por ejemplo TOF ≥ 2 , HPC ≥ 2),
 - b) Coincidencias entre *majorities* n de diferentes detectores (por ejemplo ID $\geq 1 * OD \geq 2$)
- En la zona hacia delante tenemos una doble *majority* (FWMJ) construida a partir de las coincidencias entre las señales de *trigger* de los detectores en la zona hacia delante (FEMC, FWCHs y HOF) así como de algunos de los detectores en la zona del barril (ID y OD). No obstante la definición no ha sido siempre la misma (el HOF se quitó a partir de 1991 y en ocasiones la doble *majority* ha cambiado a una triple *majority*).

En la tabla 4.1 se muestra la relación de todos los componentes de B1 junto con sus frecuencias de *trigger* en condiciones normales de LEP.

#	B1 components	gate (ns)	rate (Hz)
1	ID>=1 * OD>=2	200	~ 0.3
2	OD>=1 * TOF>=1	200	masked
3	OD>=1 * HPC>=1	200	masked
4	TOF>=2	100	masked
5	HPC>=2	200	masked
6	TOF>=1 * HPC>=1	200	masked
7	HPC MAJ>=1	200	masked
8	FWMJ (FCHs+FEMC+HOF)	200	~ 0.6
9	HOF BB	200	~ 0.1
10	TOF>=2	50	~ 0.4
11	HOF HOR (prescaled)	200	~ 0.1
12	TOF>=1 * HPC>=1	50	~ 0.4
13	2 gamma (prescaled)	200	~ 0.2
14	HPC>=2	50	~ 0.1
15	OD>=1 * TOF>=1	50	~ 0.4
16	OD>=1 * HPC>=1	50	~ 0.3
B1 OR			~ 1.4

Tabla 4.1: Componentes de B1: El trigger resultante de B1 está dado por un OR lógico de todas estas señales que son majorities simples, salvo FWMJ, que es una majority doble. También se muestran en la tabla las puertas temporales (gates) y las frecuencias de estos triggers.

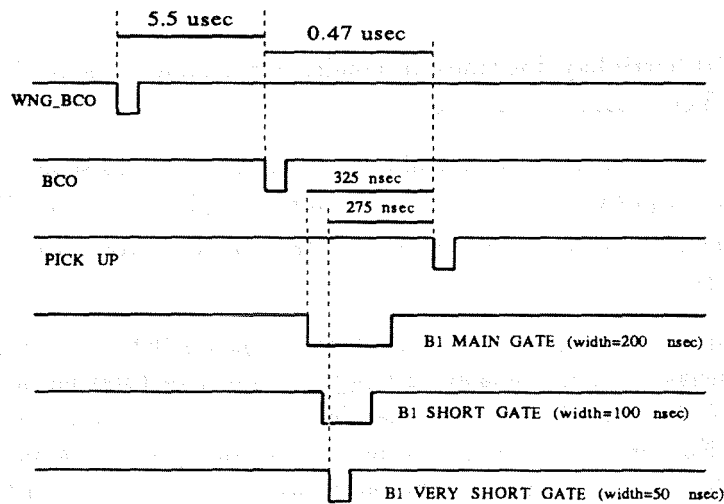


Figura 4.6: Diagrama de tiempo de B1. Se muestran las distintas puertas temporales (gates) de B1 (main gate, short gate y very short gate). Nótese que en el diagrama las anchuras y distancias entre las señales no están a escala.

4.4 Sobre los PTIs y las Majorities.

En las secciones anteriores se ha hecho hincapié en las diversas posibilidades y en la gran flexibilidad que ofrece PYTHIA. No obstante, esto, por sí mismo, introduce una serie de dificultades que se deben superar. Por ejemplo, una determinada combinación de TDLs podría programarse siguiendo distintos itinerarios, dependiendo de las necesidades del momento. Para evitar este tipo de situaciones, es preciso definir un marco fijo para los triggers físicos que sea constante e independiente de cómo se programe PYTHIA. Con este fin se definen los PTIs (Physical Trigger Inputs) y las *Majorities* como entes con sentido físico, tal y como indicábamos en la sección 4.2.

Aunque en la práctica los PTIs coinciden con los CFs⁴, pueden ser, en principio cualquier función lógica construida a partir de las CFs. El número de PTIs no está, dentro de nuestro esquema, limitado. No obstante, con el fin de incluir todos los ya definidos y para minimizar la cantidad de información que ha de ser almacenada, se ha fijado en 128.

Las majorities se construyen a partir de conjuntos de TFs entre las que se exigen coincidencias. Supongamos que tenemos un conjunto, S , de n TFs:

$$S = \{TF_1, TF_2, \dots, TF_n\}$$

con el que construimos la matriz, A , de orden $k < n$, en la que cada elemento es la coincidencia entre k TFs de S :

$$A_{i_1 i_2 \dots i_k} = TF_{i_1} \cdot TF_{i_2} \cdot \dots \cdot TF_{i_k} \quad 1 \leq i_1, i_2, \dots, i_k \leq n$$

y consideremos la matriz, M , también de orden k , en la que cada elemento sea una señal de veto que permita o inhiba la correspondiente coincidencia representada por el elemento análogo de A . A los elementos de una matriz de este tipo se les denomina, comunmente, *mask*. Con todo esto podemos definir la majority MAJ_k , de tipo k , es decir aquella en la que se exigen coincidencias entre k componentes, como:

$$\begin{aligned} MAJ_k &= \sum_{i_1 < i_2 < \dots < i_k} M_{i_1 i_2 \dots i_k} \cdot A_{i_1 i_2 \dots i_k} = \\ &= \sum_{i_1 < i_2 < \dots < i_k} M_{i_1 i_2 \dots i_k} \cdot (TF_{i_1} \cdot TF_{i_2} \cdot \dots \cdot TF_{i_k}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

En definitiva, una majority de tipo k construida a partir de un determinado conjunto de TFs es el OR lógico de todas las coincidencias permitidas entre k TFs distintas.

Así, en el caso más general, y en términos de todas estas cantidades, las Funciones de Decisión de la ecuación (4.3) se podrán expresar como:

$$\begin{aligned} DF_i &= \mathcal{F}_i(TF_1, \dots, TF_m) = \sum_j MAJ_n^j(TF_1, \dots, TF_m) \\ &= \sum_j MAJ_n^j(CF_1, \dots, CF_m) \quad (\text{suponiendo } TF \equiv CF) \\ &= \sum_j MAJ_n^j(PTI_1, \dots, PTI_m) \quad (CF \equiv PTI) \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde el índice j recorre las majorities y n es el tipo de majority. Por el momento, en DELPHI

⁴ Al menos así ha sido durante el año 1991.

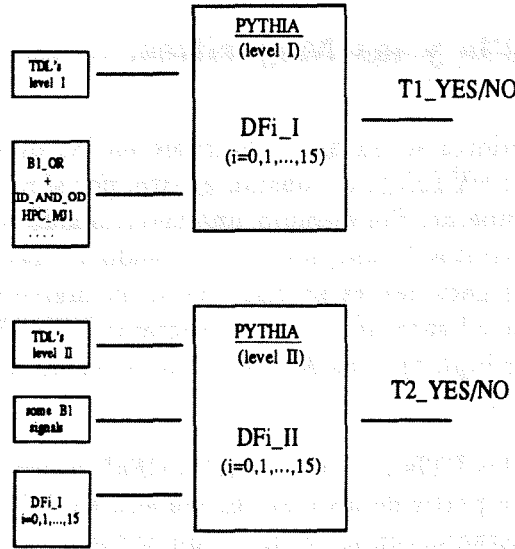


Figura 4.7: Esquema de la configuración de trigger mostrada como ejemplo en el texto.

las cosas están un poco más simplificadas y, a cada DF se le asocia sólo una suma de majorities simples ($n=1$):

$$DF_i = \sum_j MAJ_1^j (PTI_1, \dots, PTI_m) \quad (4.8)$$

o bien una sola majority doble ($n=2$):

$$DF_i = MAJ_2 (PTI_1, \dots, PTI_m) \quad (4.9)$$

En la tabla 4.4 se da un ejemplo de una configuración de trigger típica, tanto para el primer nivel de trigger como para el segundo. Este ejemplo se ilustra también en la figura 4.7 que se puede entender de la siguiente forma: Las entradas de PYTHIA a primer nivel son un conjunto de TDLs de primer nivel junto con la señal de B1. Existen, además, algunos triggers individuales de B1 que actúan como pre-triggers (ID_AND_OD, HPC_MJ1, etc...). Las salidas del primer nivel de PYTHIA son las 16 DFs finales (DF_i , $i = 0, 1, \dots, 15$) junto con el T1_YES. Todas las DFs de primer nivel van como entradas al segundo y, algunas de ellas (por ejemplo B1), serán también DFs de segundo nivel. Además, en el segundo nivel, tenemos como entradas también las TDLs correspondientes y algunas otras señales que llegan directamente de B1.

Las entradas de PYTHIA (Primer nivel)

A-LUT #	D0	D1	D2	D3	Subtrigger
1	1TRFW 1TRBW 1TRBL	2TRFW 2TRBW 2TRBL	- - -	- - -	TRACK
2	MUFW MUBW MUBLSBFW	MUVFW MUVBW MUBLSBBW	- - MUBLLCFW	- - MUBLLCBW	MUON MUON BL
3	BBDE PSCAC VSAT.T1Y	BBHH AH.CH VSAT.T2Y	BBHL AL.CL VSAT.LOW.0	BBLL BBSHSS VSAT.LOW.1	SAT
4	1EMVFWLO 1EMVBWLO -	2EMVFWLO 2EMVBWLO -	1EMFWLO 1EMBWLO -	2EMFWLO 2EMBWLO -	EM FW
5	1EMVFWHI 1EMVBWHI -	2EMVFWHI 2EMVBWHI -	1EMFWHI 1EMBWHI -	2EMFWHI 2EMBWHI -	EM BW
6	1EMBLLO HPC.MJ1 -	2EMBLLO HPC.MJ2 -	1EMBLHI ID.OR.OD -	2EMBLHI ID.AND.OD -	EM BL
7	HAMU.FW HAMU.BW HAHLFW	- - HAHLBW	- - HALO.FW	- - HALO.BW	HA MU FW HA MU BW HA MU FW/BW
8	HAMU.BLFW1 HAMU.BLBW1 HAHLFW1	HAMU.BLFW2 HAMU.BLBW2 HAHLFW2	HAMU.BLFW3 HAMU.BLBW3 HAHLFW3	HAMU.BLFW4 HAMU.BLBW4 HAHLFW4	HA BL FW HA BL BW HA HI FW
9	HALO.FW1 HAHLBW1 HALO.BW1	HALO.FW2 HAHLBW2 HALO.BW2	HALO.FW3 HAHLBW3 HALO.BW3	HALO.FW4 HAHLBW4 HALO.FB4	HA LO FW HA HI BW HA LO BW
10	B1 - 1TPCBW	TOF.MJ1 - 2TPCBW	- - 1TPCFW	- - 2TPCFW	TPC FW-BW

Tabla 4.2: Trigger Data Lines (TDLs) del primer nivel de trigger.

Las entradas de PYTHIA (Segundo nivel)

A-LUT #	D0	D1	D2	D3	Subtrigger
1	1TRFW 1TRBW 1IDOD	2TRFW 2TRBW 2IDOD	- - 1IDOD.6	- - 2IDOD.6	TRACK
2	1MUFW 1MUBW 1MUBLSB	2MUFW 2MUBW 2MUBLSB	MUPARAL MUVFW 1MUBLLC	MUBB MUBBW 2MUBLLC	MUON MUON BL
3	SAFWTELO BHABHA VSAT.T1Y	SAFWTEHI - VSAT.T2Y	SABWTELO - VSAT.LOW.0	SABWTEHI - VSAT.LOW.1	SAT
4	1EMVFWLO 1EMVBWLO EMVFWTELO	2EMVFWLO 2EMVBWLO EMFWTELO	1EMFWLO 1EMBWLO EMVFWTEHI	2EMFWLO 2EMBWLO EMFWTEHI	EM FW/BW
5	1EMVFWHI 1EMVBWHI EMVBWTELO	2EMVFWHI 2EMVBWHI EMBWTELO	1EMFWHI 1EMBWHI EMVBWTEHI	2EMFWHI 2EMBWHI EMBWTEHI	EM FW/BW
6	1EMBLLO - F0.I	2EMBLLO - F1.I	1EMBLHI - F2.I	2EMBLHI - F3.I	EM BL DF LEV 1
7	F4.I F8.I F12.I	F5.I F9.I F13.I	F6.I F10.I F14.I	F7.I F11.I F15.I	DF LEV 1
8	1CT1 1CT0 1TPCBW	2CT1 2CT0 2TPCBW	- - 1TPCFW	- - 2TPCFW	TPC CT1 TPC CT0 TPC FW/BW
9	2TPCLOOSE - TOF.MJ1	TPCBB ID.MJ1 TOF.MJ2	TPC2GLO - OD.MJ1	TPC2GT1 - OD.MJ2.GEO	TPC EXTRA ID FROM B1 TOF/OD
10	HAFBMULO - -	- - -	HABLHI - -	HABLBHBI - -	HADRON

Tabla 4.3: *Trigger Data Lines (TDLs)* para el segundo nivel de trigger.

Ejemplo de una configuración de trigger

1 ^{er} level: TRG14_T1.DAT			2 ^{na} level: TRG16_T2.DAT		
DF #	Majority	PTI components	DF #	Majority	PTI components
F00.I	1	B1	F00.II	1	F00.I
F01.I	1	BBHH	F01.II	1	F01.I
	1	BBLL	F02.II	1	VSAT.T2Y
F02.I	1	VSAT.T1Y	F03.II	1	F03.I
	1	VSAT.T2Y	F04.II	2	F05(9,13).I
F03.I	1	PSCAC		2	MUBLLC.MJ1
F04.I	1	ID.OR.OD		2	OD(TOF,ID).MJ1
F05.I	1	HPC.MJ1	F05.II	1	F10.I
F06.I	1	MUBL		1	OD.MJ2.GEO
	1	MUFW		1	TOF.MJ2
	1	MUBW	F06.II	2	TRFW(BW).MJ1
	1	MUVFW		2	EMFW(BW)LO1
	1	MUVBW		2	MUFW(BW).MJ1
	1	TOF.MJ1		2	TPCFW(BW).MJ1
F07.I	1	TPCFW.MJ1		2	F12.I
	1	TPCBW.MJ1	F07.II	2	EMFW(BW)LO2
	1	TRFW.MJ1		1	MUFW(BW)2
	1	TRBW.MJ1	F08.II	1	F15.I
F08.I	1	EMFWLO.MJ1	F09.II	1	IDOD.MJ1
	1	ELVFWLO.MJ1		1	IDOD.6.MJ1
	1	EMBWLO.MJ1	F10.II	1	MUPARAL (MUBB)
	1	EMVBWLO.MJ1	F11.II	1	EMFBHI1
F09.I	1	ID.AND.OD	F12.II	1	2TPCLOOSE
F10.I	1	HPC.MJ2		1	TPC2GLO
F11.I	1	EMBLLO.MJ1	F13.II	1	F14.I
F12.I	1	HAMU.FW	F14.II	2	OD.MJ1
	1	HALO.FW		2	F05(12).I
	1	HAMU.BW		2	TPCFWBW1
	1	HALO.BW		2	EMFBLO1
F13.I	1	HAMU.BL.MJ1		2	MUBF1
	1	HALO.BL.MJ1	F15.II	2	F03(4,8).I
F14.I	1	BBDE		2	TPCFWBW1
F15.I	1	TRFW.MJ1*TRBW.		2	VSATLOW

Tabla 4.4: Ejemplo de una configuración típica del trigger. A 1^{er} nivel todas las DFs se construyen como majorities simples. A 2^o nivel algunas de las DFs se construyen con majorities simples y, otras, con majorities dobles.

4.5 Esquema del Software del Trigger.

Cada vez que un suceso es aceptado por el sistema de trigger, todos los módulos de la partición de trigger se leen y los resultados se almacenan en cintas magnéticas, junto con la información del resto de los subdetectores de DELPHI. La estructura de estos datos está dirigida por el paquete de programas ZEBRA [36], desarrollado en el CERN.

ZEBRA proporciona el marco básico, en tres estadios diferentes, del almacenamiento y procesado de datos en DELPHI. En un primer nivel, los datos, tal y como se reciben de las distintas particiones (*Raw Data*), se estructuran en el formato de ZEBRA, con los datos de cada partición organizados en bloques (*blocklets*) a los que se accede mediante un sistema de punteros. En un segundo estadio, estos datos son analizados por el programa *off-line* de análisis y reconstrucción de DELPHI, DELANA (DELphi ANALysis [37]). Conforme el análisis de DELANA progresa se va reduciendo el volumen físico de los datos. El paquete de programas encargado de esta reducción se ha desarrollado en DELPHI y recibe el nombre de TANAGRA (Track ANALysis And GRAPHics package [38]). Este paquete de rutinas queda por encima de la estructura ZEBRA y organiza los datos en una estructura que depende del tipo de información: Track Elements (TE), Strings (TS), Tracks (TK), Bundles of tracks (TB), Vértices (TV). En el tercer estadio del procesado, en el que todavía se emplea el esquema de ZEBRA, se crea la estructura llamada DSTs (Data Summaty Tapes). Las DSTs representan la última reducción de los datos, que quedarán *traducidos* ya a las cantidades físicas esenciales.

En esta sección describiremos cómo se leen y procesan los datos del trigger dentro del proceso descrito en el párrafo anterior.

El procesado de los datos de trigger se realiza a dos niveles: *on-line* y *off-line* [34]. En la parte *on-line* es donde estos datos se codifican y se crean las estructuras ZEBRA de *raw data* del trigger que se almacenan en cintas. A nivel *off-line* se realizan dos cometidos: el primero es, dentro de DELANA, decodificar el *raw data* y crear las estructuras de la DST de trigger y, el segundo, permitir el acceso, a nivel de usuario y suceso a suceso, a los datos, tanto en DSTs como *raw data*.

4.5.1 El trigger on-line.

En la figura 4.8 se muestra, esquemáticamente, la organización del *software on-line* del trigger. En la figura se puede observar que existen, esencialmente, dos procesos de lectura y control de la información durante la toma de datos:

- *CP task* (CP): Es el encargado de registrar la información del trigger suceso a suceso con el fin de poder acceder a ella *off-line*. La información del trigger se almacena con la estructura ZEBRA, agrupando la información de los distintos módulos en bloques de información llamados *blocklets*.
- *Scaler task*: es el responsable de que la información del trigger esté disponible para su control, que es simultáneo a la toma de datos.

Estos dos procesos funcionan en lo que se llama el FIP (Fastbus Intersegment Processor) ⁵, y tienen acceso a la electrónica FASTBUS de la partición del trigger. Suceso a suceso, el CP lee los datos del trigger y los escribe en el grupo principal de datos. El SCALER lee de forma asíncrona la electrónica y se comunica con el CP y el SCALER TALK a través del protocolo TCP/IP. Este último proceso, SCALER TALK, reside en la VAX y coloca los datos que recibe del FIP en áreas de memoria compartidas (*Global sections*). Los programas de control (PTI.STATUS, TS.STATUS, SCALC) apuntan a estas áreas y muestran los datos. Además, SCALER TALK envía los mismos datos a los programas de control de luminosidad de LEP y recibe de ellos las condiciones de LEP. Estas condiciones se transmiten al CP y se añaden a los datos del trigger que se escribirán en cintas para cada suceso de DELPHI.

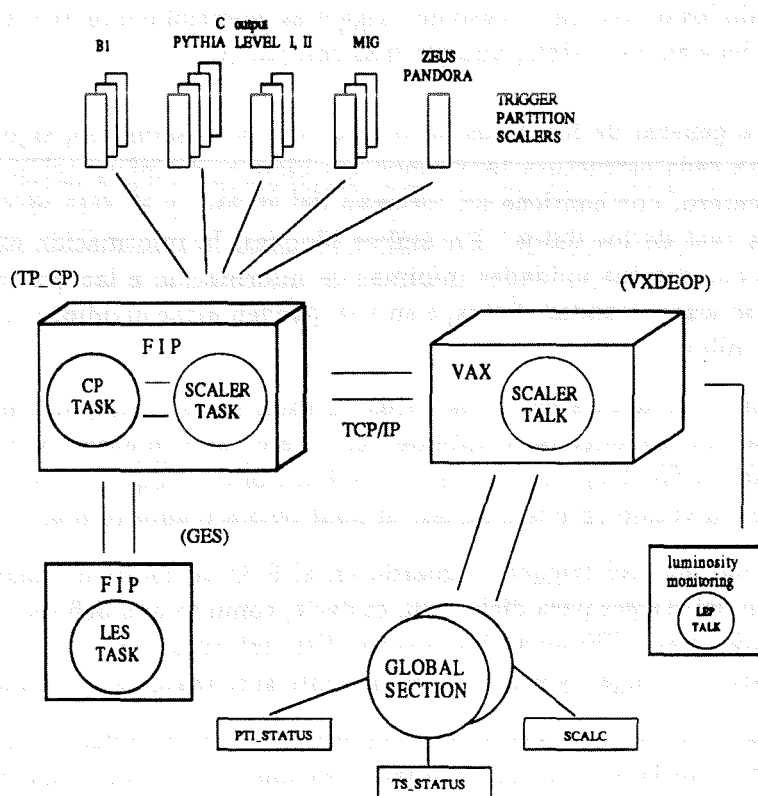


Figura 4.8: Organización del Software on-line del trigger. En el texto se explican las conexiones entre los distintos procesos del trigger que funcionan durante la toma de datos, con el fin de procesar y controlar la información del trigger. Ver texto para una explicación más detallada.

⁵ El FIP es un módulo FASTBUS que hace las veces de controlador de todo el proceso de adquisición dentro de cualquiera de las particiones. En él reside todo el software necesario para la inicialización, lectura y control de los datos.

4.5.2 El *trigger* off-line.

Describiremos en este apartado el tipo de información de *trigger* a la que se puede acceder *off-line* y cómo hacerlo. La información del *trigger* se puede clasificar en dos grupos:

- La información contenida en las cintas. Los datos del *trigger*, en este grupo, pueden ser de dos tipos:
 - *Raw Data*: es la información recibida directamente de las distintas particiones.
 - DSTs: Es la información reducida que se obtiene después de que DELANA haya procesado los datos. En el caso del *trigger* es, esencialmente, la misma información que se tiene en *Raw Data*, aunque más compacta.

La estructura general de los datos, a lo largo del procesamiento, sigue las normas de ZEBRA. Para cada estructura tendremos dos bloques de información: Un *pilot record* en formato entero, que contiene un resumen del suceso, y el *data record*, que contiene la estructura real de los datos. En ambos bloques, la información está estructurada en *blocklets*, que son las unidades mínimas de información a las que se puede acceder mediante el *software* estándar. Éstos, a su vez, pueden estar divididos en *blokletinos*, con estructura similar.

Hay también, intercalados entre los datos de cada suceso, bloques con la información sobre el estado de los detectores, calibración, ... etc., al comienzo y al final de cada *run*. Son los llamados *Start-of-run records* (S-O-R). Como cualquier estructura de ZEBRA está, a su vez, dividido en dos bloques: el *pilot record* y *data record*.

La información que del *trigger* se guarda en el S-O-R consiste, esencialmente, en la configuración del *trigger* para dicho *run*, es decir, como se han definido las Funciones de Decisión, majorities y TFs en ambos niveles. Esta información es esencial para cualquier estudio relativo al *trigger*, y está disponible tanto si se trata de *raw data* como de DSTs.

A nivel de *raw data* se guarda la máxima información posible referente al *trigger*. En [34] se puede encontrar la descripción detallada de cómo está estructurada esta información.

En las DSTs solo hay información de *trigger* en el *pilot record* del suceso, además del S-O-R. Consiste en una versión resumida y compactificada de la existente en *raw data*. En la tabla 4.5 se muestra la información de *trigger* disponible en el *blocklet* del *trigger* en *pilot record* de las DSTs.

- La información dedicada al control *off-line* del *trigger*. Cuando DELANA procesa los datos crea un flujo de información, paralelo al que va a constituir las DSTs, que se almacena en ficheros alfanuméricos (*Survey files*), con el fin de mantener un control constante del funcionamiento de las distintas particiones. En ellos se tiene información, cinta a cinta, sobre los distintos PTIs de primer y segundo nivel, el tiempo de duración del suceso, ... etc.

Puntero	nº de palabras	Contenido.
0	1	Longitud del <i>blocklet</i> .
1	1	Identificador del <i>blocklet</i> del trigger.
3	1	B1 a partir de los <i>scalers</i> .
4	4	TDLs de primer nivel.
8	2	Bits de salida del módulo A. Primer nivel.
10	2	Bits de salida de los módulos A/B. Primer nivel.
12	1	Forward Majority de B1 obtenida de los <i>scalers</i> .
13	4	TDLs de segundo nivel.
17	2	Bits de salida del módulo A. Segundo nivel.
19	2	Bits de salida de los módulos A/B. Segundo nivel.
21	1	Bits de entrada al módulo C en el primer nivel.
22	1	Resultado de C a primer nivel.
23	1	Resultado de C a primer nivel después de los vetos.
24	1	Resultado de C a primer nivel después de pre-escalar.
25	4	Bits de los PTIs de primer nivel.
29	2	Bits de las <i>majorities</i> de primer nivel.
31	1	Bits de entrada al módulo C en el segundo nivel.
32	1	Resultado de C a segundo nivel.
33	1	Resultado de C a segundo nivel después de los vetos.
34	1	Resultado de C a segundo nivel después de pre-escalar.
35	4	Bits de los PTIs de segundo nivel.
39	2	Bits de las <i>majorities</i> de segundo nivel.
41	1	Bits de B1.

Tabla 4.5: En esta tabla se muestra la información que sobre el trigger se almacena en el "blocklet" del trigger en el "pilot record" de las DSTs.

4.5.2.1 Acceso a los datos almacenados en cintas.

Una vez que el *raw* está almacenado en cintas, es preciso diseñar un serie de programas que permitan decodificarlo y hacerlo accesible para el análisis. Existe en DELPHI un paquete de rutinas que desempeña esa función con la información del trigger [35]. Este conjunto de rutinas se pueden clasificar en varios grupos:

- Rutinas de inicialización y terminación.
- Rutina de lectura. Es la rutina que lee y decodifica, suceso a suceso, la información del trigger almacenada en las cintas. Esta rutina se emplea desde el programa DELANA, altamente modular, con el fin de construir los bloques de información del trigger en las DSTs. También se emplea por el usuario, bien directamente o, indirectamente, a través de las rutinas de usuario, para acceder a los datos, bien sean *Raw Data* o DSTs, del trigger.
- Rutinas de usuario: Son aquellas rutinas cuya función es la de facilitar al usuario la comprensión y el acceso a la información del trigger.

En la descripción de las distintas rutinas un asterisco, '*', a la derecha de uno de los argumentos significará que éste es un argumento que devuelve la rutina. Si el argumento tiene un asterisco tanto a la derecha como a la izquierda será porque el argumento puede o bien ser introducido por el usuario o bien devuelto por la rutina.

Rutinas de inicialización y lectura.

INICIALIZACIÓN.

La rutina TRGINI inicializa el paquete de rutinas del trigger. Debe ser la primera rutina del paquete del trigger que se emplee. En esta rutina se inicializan todas las variables en donde se almacenará la información del trigger. Permite, de forma opcional, la creación de una n_tupla con la información más relevante del trigger almacenada suceso a suceso.

CALL TRGINI(IFLHIS)

IFLHIS Si IFLHIS = 0 no se creará la n_tupla.
 Si IFLHIS ≠ 0 se creará la n_tupla.

TERMINACIÓN.

Si al inicializar el paquete de rutinas del trigger se ha seleccionado la creación de una n_tupla es preciso, al terminar el programa del usuario, llamar a la rutina TRGEND. Esta rutina escribe, en un fichero de salida, una síntesis de la información leída para todos los sucesos, así como la configuración del trigger para el último run procesado. Esto es especialmente útil cuando las rutinas del trigger se llaman desde DELANA puesto que de esta forma se tiene, *run a run*, control del comportamiento de todas las señales del trigger, especialmente de las CFs y DFs de segundo nivel.

CALL TRGEND(IFLHIS,SCANL)

IFLHIS IFLHIS = 0 cuando no hay que cerrar la n_tupla creada en TRGINI.
 IFLHIS ≠ 0 si hay que cerrar la n_tupla.

SCANL Variable lógica. Si está activada escribirá la síntesis del funcionamiento del trigger en un fichero especial (*Scan List*), además de en el fichero abierto por el usuario con ese propósito. En general sólo se activa desde DELANA. Si no está activada escribe dicha síntesis sólo en el fichero del usuario.

RUTINAS DE LECTURA

Cada vez que se quiera acceder a la información de trigger, suceso a suceso, es preciso llamar a la rutina de lectura, TRGGER. Esta rutina lee, para cada suceso, toda la información del trigger y la vuelca sobre una serie de variables a las que el usuario tendrá acceso, posteriormente, desde su programa de análisis.

CALL TRGGER(IFLHIS,IFLDBG)

- IFLHIS** Si IFLHIS = 0 los datos se almacenan en la n.tupla.
Si IFLHIS \neq 0 los datos no se almacenarán en la n.tupla.
- IFLDBG** Si IFLDBG \neq 0 toda la información sobre el trigger que se ha obtenido sobre el suceso en cuestión se vuelca en un fichero, con el fin de llevar un control detallado de la ejecución del programa suceso a suceso.

RUTINAS DE USUARIO.

Existen una serie de subrutinas que permiten el acceso de la información del trigger de una forma sencilla y selectiva, tanto suceso a suceso como *run a run*. Estas rutinas se han escrito con el fin de facilitar al usuario el acceso a los datos del trigger sin que éste tenga que conocer la exacta ubicación de la información en el conjunto de variables del trigger.

CALL TRGIME(*NUTRIG*,TRGOPT,*TRNAM*,ITRMSK*,ITRWBT*)

Esta rutina permite al usuario seleccionar el tipo de información de trigger a la que pretende acceder, dependiendo del valor que se le dé a TRGOPT:

- TRGOPT** Acción
- 'B1' En este caso la rutina devuelve en NUTRIG el número de componentes de B1, más uno, que corresponde a la propia señal de B1. En TRNAM devuelve el nombre de las componentes. El patrón de trigger y las correspondientes señales de veto las devuelve en ITRWBT e ITRMSK, respectivamente
- 'FWMJ' Idem. que en B1 pero para las componentes de la Forward Majority de B1. Esta opción no es válida para los datos anteriores a 1991.
- 'PTI1' Idem. que en B1 pero para los PTIs de 1^{er} nivel.
- 'PTI2' Idem. que en B1 pero para los PTIs de 2^{do} nivel.
- 'DF1' Idem. que en B1 pero para aquellos PTIs de 1^{er} nivel que son componentes de alguna función de decisión de 1^{er} nivel.
- 'DF2' Idem. que en B1 pero para aquellos PTIs de 2^{do} nivel que son componentes de alguna función de decisión de 2^{do} nivel.

- 'TRK1' Idem. que en B1 pero para los TDLs de trazas de 1^{er} nivel. (Sólo para los datos previos a 1991.)
- 'FEMF' Idem. que en B1 pero para los TDLs de 1^{er} nivel del FEMC en la zona hacia delante.(Sólo para los datos previos a 1991.)
- 'FEMB' Idem. que en B1 pero para los TDLs de 1^{er} nivel del FEMC en la zona hacia detrás.(Sólo para los datos previos a 1991.)
- 'SAT' Idem. que en B1 pero para los TDLs de 1^{er} nivel del SAT. (Sólo para los datos previos a 1991.)
- ' ' Dado un conjunto de NUTRIG nombres de señales en TRNAM, la rutina devuelve el patrón de trigger en ITRWBT y las señales de veto correspondientes en ITRMSK. Si alguno de los nombres corresponde a una señal inexistente, TRGIME devuelve -1 tanto en ITRMSK como en ITRWBT. Dependiendo del tipo de señal hay que añadir al nombre un prefijo de dos caracteres:
- Datos de 1990:
 - 'B1' para B1
 - 'TR' para los TDLs de trazas del 1^{er} nivel
 - 'EF' para los TDLs de 1^{er} nivel del FEMC hacia delante
 - 'EB' para los TDLs de 1^{er} nivel del FEMC hacia detrás
 - 'SA' para los TDLs de 1^{er} nivel del SAT
 - Datos de 1991:
 - 'B1' para B1
 - 'FW' para la Forward Majority de B1
 - 'T1' para los PTIs de 1^{er} nivel
 - 'T2' para los PTIs de 2^{do} nivel

Esta rutina hace una llamada interna a TRGGER. Después de la llamada a TRGIME, todas las variables del trigger estarán cargadas con la información correspondiente.

Los nombres en TRNAM, tanto los que se le dan a la rutina como los que ésta devuelve, son unos mnemónicos de uso común en DELPHI. En las tablas A.1- A.3 del apéndice A se muestran los mnemónicos asociados a todas las señales de 1992 disponibles a través de TRGIME.

CALL TRUDF2(IDF,ITMJ,ITCF,NMJ*,NCF*,ITFMSK*,IWCF*)

Con esta subrutina se puede obtener, suceso a suceso, toda la información relativa a la función de decisión IDF de segundo nivel, tal y como está definida para dicho suceso.

- IDF** Identificador de la función de decisión.
- ITMJ** Número máximo de majorities que pueden componer cualquier DF.

- ITCF** Número máximo de CFs que pueden componer cualquiera de las majorities.
- NMJ** Número de majorities que componen la DF.
- NCF** Vector de ITMJ componentes siendo $NCF(i)$ el número de CFs que componen la i -ésima majority.
- ITFMSK** Matriz de dimensiones $ITMJ*ITCF*ITCF$ con las señales de veto:
 $ITFMSK(i,j,k) \equiv$ veto de la coincidencia entre las componentes j y k de la i -ésima majority que compone la DF.
- IWCF** Matriz de dimensiones $ITMJ*ITCF$ con los punteros de las componentes de las majorities:
 $IWCF(i,j) \equiv$ puntero de la j -ésima componente de la i -ésima majority que compone la DF.

CALL TRUNC

Esta subrutina proporciona información *run a run*. Da como resultado una lista con las condiciones del *run*:

- Número de fill
- Número de run
- Energía del haz
- Particiones presentes en la adquisición
- PTIs activos (1^{er} y 2^{do} nivel)
- Vetos de B1
- Composición de las Funciones de decisión y vetos entre las TFs que las componen (1^{er} y 2^{do} nivel)
- Vetos de los PTIs (1^{er} y 2^{do} nivel)
- Factores de escala.

4.5.2.2 Control off-line del *trigger*: estudio de las estabilidades.

Como comentábamos al comienzo de la sección, cuando DELANA procesa los datos, crea un flujo de información, paralelo a las DSTs, que almacena en ficheros alfanuméricos. La información recogida en cada uno de estos ficheros corresponde a los resultados del procesado de una cinta. Normalmente cada 4 ó 5 de estos ficheros corresponde a un *run*. Estos ficheros (*Survey files*) están destinados a ser parte de una base de datos sobre las condiciones del *run*, calidad de reconstrucción, ..., etc. La información en estos ficheros se estructura también en *blocklets* y cada uno de ellos contiene información bien sobre luminosidad, *trigger*, calidad de datos y reconstrucción, LEP, ..., etc.

Uno de estos *blocklets* está dedicado a la información del *trigger*. Está dividido en tres bloques, cada uno dedicado a un tipo determinado de sucesos: conjunto global de sucesos, sucesos hadrónicos y los llamados sucesos de calibración. Éste tipo de sucesos están etiquetados por DELANA, y el criterio de selección de dichos sucesos se puede encontrar en [39]. Los etiquetados como sucesos hadrónicos son, esencialmente, sucesos con energía total > 5 GeV y más de 8 trazas cargadas. Los sucesos de calibración son sucesos con menos de 4 trazas y con al menos dos de ellas de momento > 1 GeV/c o deposición energética > 15 GeV, *back-to-back*.

La información de *trigger* que se guarda permite llevar un control continuo de lo que se llama estabilidades de *trigger* de todos los PTIs, tanto a primer como a segundo nivel, distinguiendo entre los sucesos hadrónicos y los de calibración. Dicha cantidad no es más que el cociente entre el número, n , de sucesos de un determinado tipo *vistos* por una señal, y el número total de dichos sucesos, N :

$$S = \frac{n}{N} \quad (4.10)$$

El estudio de las estabilidades permite detectar, de manera sencilla, la existencia de anomalías; es importante si se quiere llevar un control del buen funcionamiento del *trigger*. Mostramos, en las figuras 4.10–4.22, las curvas de estabilidad en función del número de *fill* para algunos de los PTIs de segundo nivel, la mayoría de los cuales son componentes de alguna de las funciones de decisión. Para los primeros valores del número de *fill* se observa, en muchas de las señales, un hueco debido a la ausencia de dichas PTIs durante ese periodo en la toma de datos.

Las estabilidades son sensibles a la energía del haz. Esto es fácil de entender ya que cuando se está en los valores de energía próximos a la resonancia del Z^0 , el número de sucesos físicos disminuye y la contaminación o *background* (*beam gas*, por ejemplo) es, en principio, independiente de la energía del haz, y no cambiará. Por tanto, al calcular estabilidades, estamos normalizando respecto de un número total de sucesos que no corresponde. Este efecto —que se puede apreciar en los últimos *fills* en las curvas de estabilidad (figuras 4.10–4.22), en los que se tomaron datos fuera del pico del Z^0 — se puede tratar de cuantizar de manera aproximada.

Esta dependencia de la estabilidad con la energía del haz se puede entender, pues, como un efecto producido por cómo la contaminación es vista por las diferentes señales. Podemos

reescribir (4.10) como:

$$S = \frac{n - c}{N - C} = \frac{n}{N} \left(\frac{1 - c/n}{1 - C/N} \right) \quad (4.11)$$

donde C es el número total de sucesos de *background* y c el número de éstos vistos por la señal. Puesto que la contaminación no varía con la energía, se puede pensar que los cocientes c/n y C/N son los que muestran una dependencia con la energía, que será simétrica respecto a E_0 , energía en el pico del Z° . Lo más sencillo es suponer que:

$$\frac{c}{n} = \alpha'(E - E_0)^2 \quad \frac{C}{N} = \alpha(E - E_0)^2 \quad (4.12)$$

Ahora bien, el *background* será mucho mayor en la zona hacia delante que en el barril, donde incluso se puede suponer que $c/n \rightarrow 0$, ya que dichos sucesos habrán sido aceptados por triggers en la zona delantera. Con esto y (4.11), en la zona del barril, podemos expresar la estabilidad en función de la energía del haz, como:

$$S(E) = \frac{n}{N - c} \stackrel{(4.12)}{=} \frac{n}{N} \left[\frac{1}{1 - \alpha(E_0 - E)^2} \right] = \frac{S_0}{1 - \beta(E_0 - E)^2} \quad (4.13)$$

En la zona hacia adelante, las señales sí que serán sensibles a los sucesos de *background*, y por tanto, a partir de (4.11), si hacemos la aproximación $(1 - C/N)^{-1} \simeq (1 + C/N)$, resulta,

$$\begin{aligned} S(E) &\simeq \frac{n}{N} (1 - c/n)(1 + C/N) \\ &\stackrel{(4.12)}{\simeq} \frac{n}{N} \left[1 + (\alpha - \alpha')(E_0 - E)^2 \right] \\ &= S_0 \left[1 + \beta(E_0 - E)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

De esta forma tenemos parametrizada la dependencia de la estabilidad con la energía por medio de tres parámetros:

- S_0 : que representaría el valor nominal en el pico del Z°
- E_0 : que es la energía en el pico
- β que indica cuán sensible es la señal al *background*.

En la figura 4.9 se muestra la dependencia de la estabilidad con la energía del haz para una señal del barril, CT_MJ1, y para otra de la zona delantera, TRBW_MJ1. Los puntos corresponden a las estabilidades calculadas para cada valor de la energía. Para cada curva de estabilidad se ha ajustado la función (4.13) ó (4.14) correspondiente. La función resultante del ajuste se muestra con la línea continua. Se observa que esta dependencia propuesta explica bastante bien la variación de las estabilidades con la energía del haz tanto en la zona del barril como en la zona delantera.

En principio, el valor de las estabilidades no debe confundirse con el de la eficiencia. En el cálculo de estabilidades no se tiene en cuenta la aceptación geométrica de los diferentes triggers. Esto da lugar, en muchos casos, a valores de estabilidades muchos más pequeños que las eficiencias correspondientes. Para hacer ambos números comparables habría que corregir las estabilidades por aceptancias.

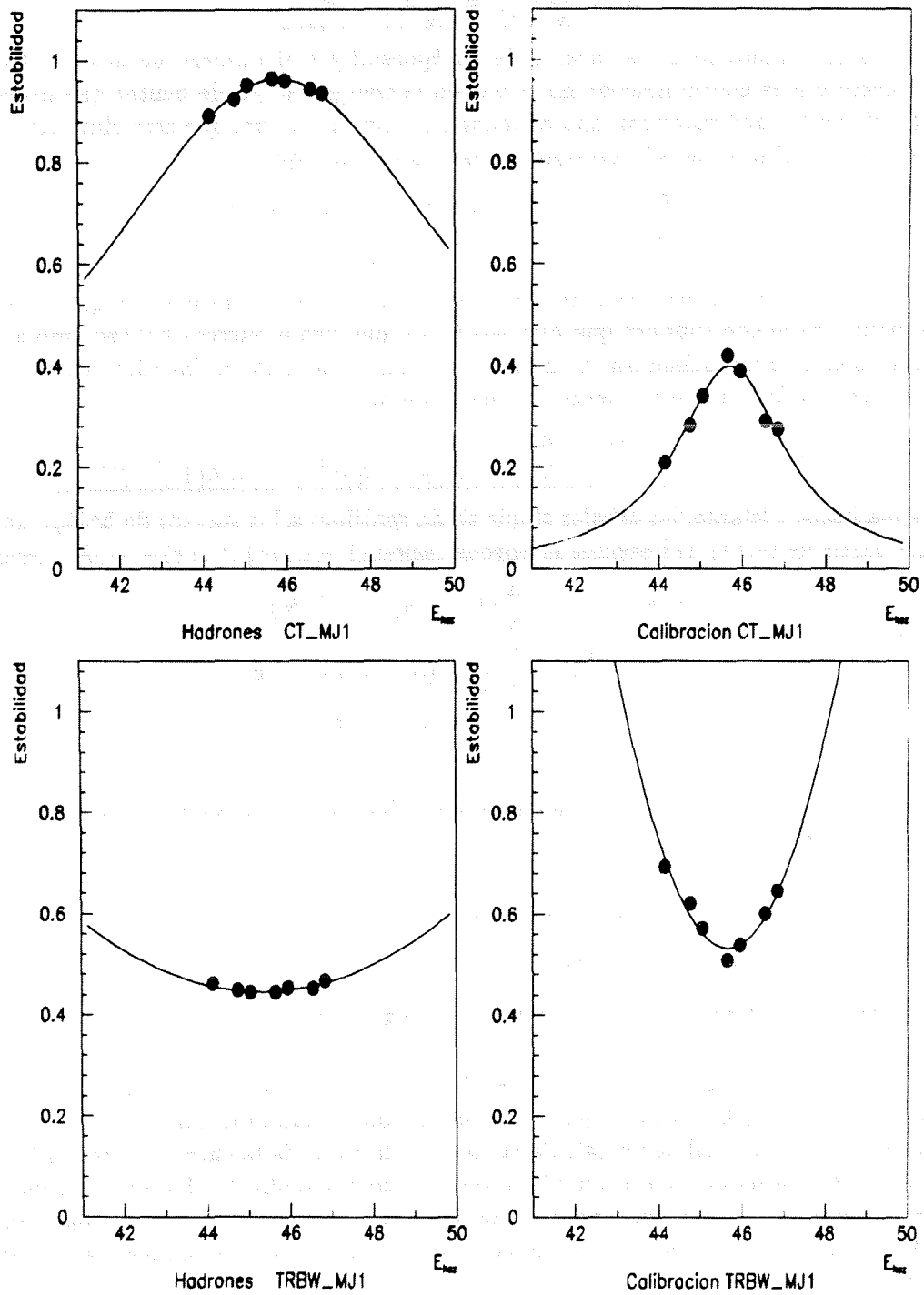


Figura 4.9: Variación de la estabilidad con la energía del haz para una señal del barril, CT_MJ1, y para otra de la región delantera, TRBW_MJ1. Los puntos corresponden a las estabilidades determinadas para cada valor de la energía. La línea continua muestra la dependencia predicha a partir de (4.13) y (4.14), cuyos parámetros se han ajustado a partir de los datos.

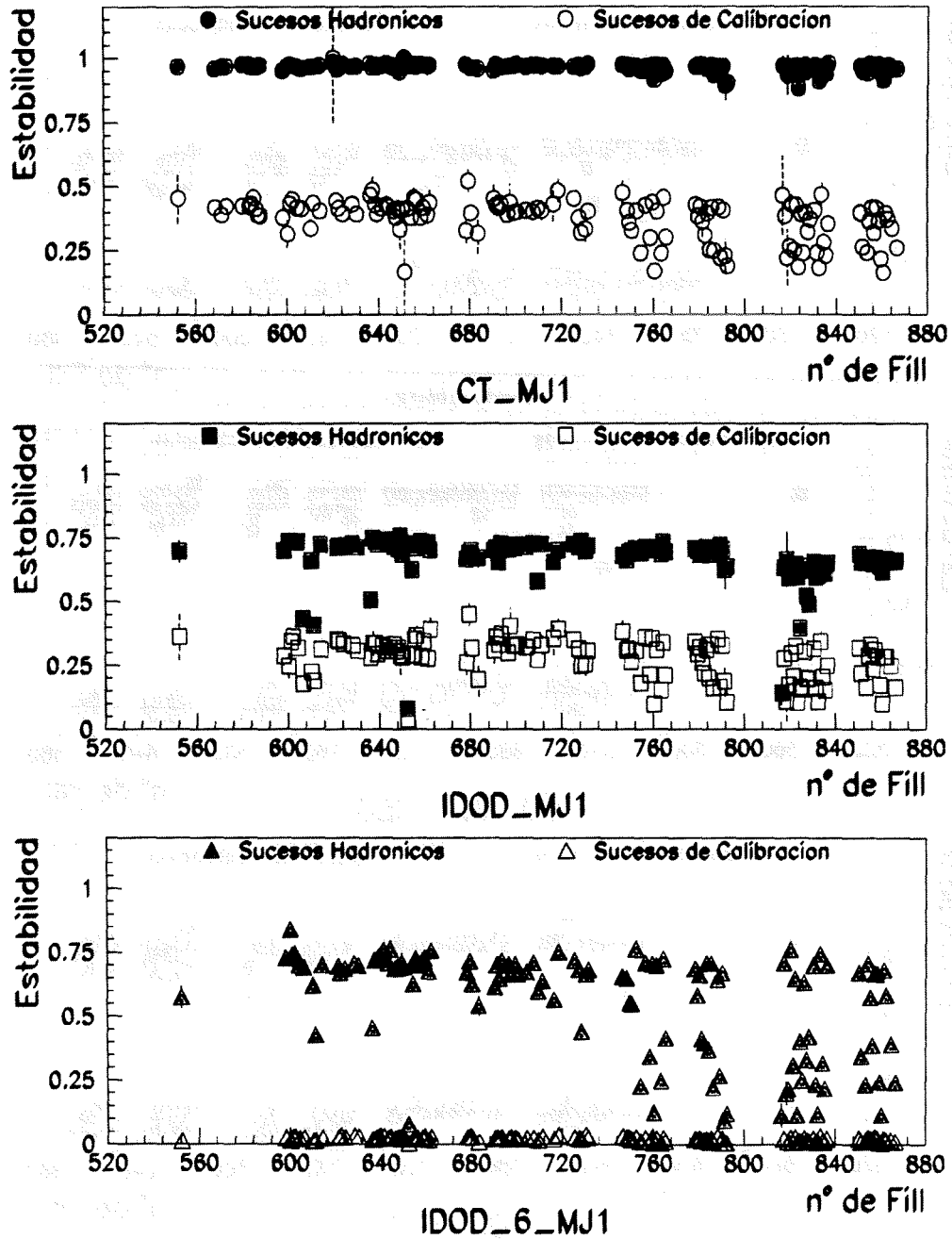
Triggers MAJ ≥ 1 en la zona del Barril

Figura 4.10: Curvas de estabilidad para los PTIs de majority 1 de multiplicidad en la zona del barril que, por sí solas, componen una Función de decisión de segundo nivel

Triggers MAJ ≥ 2 en la zona del Barril

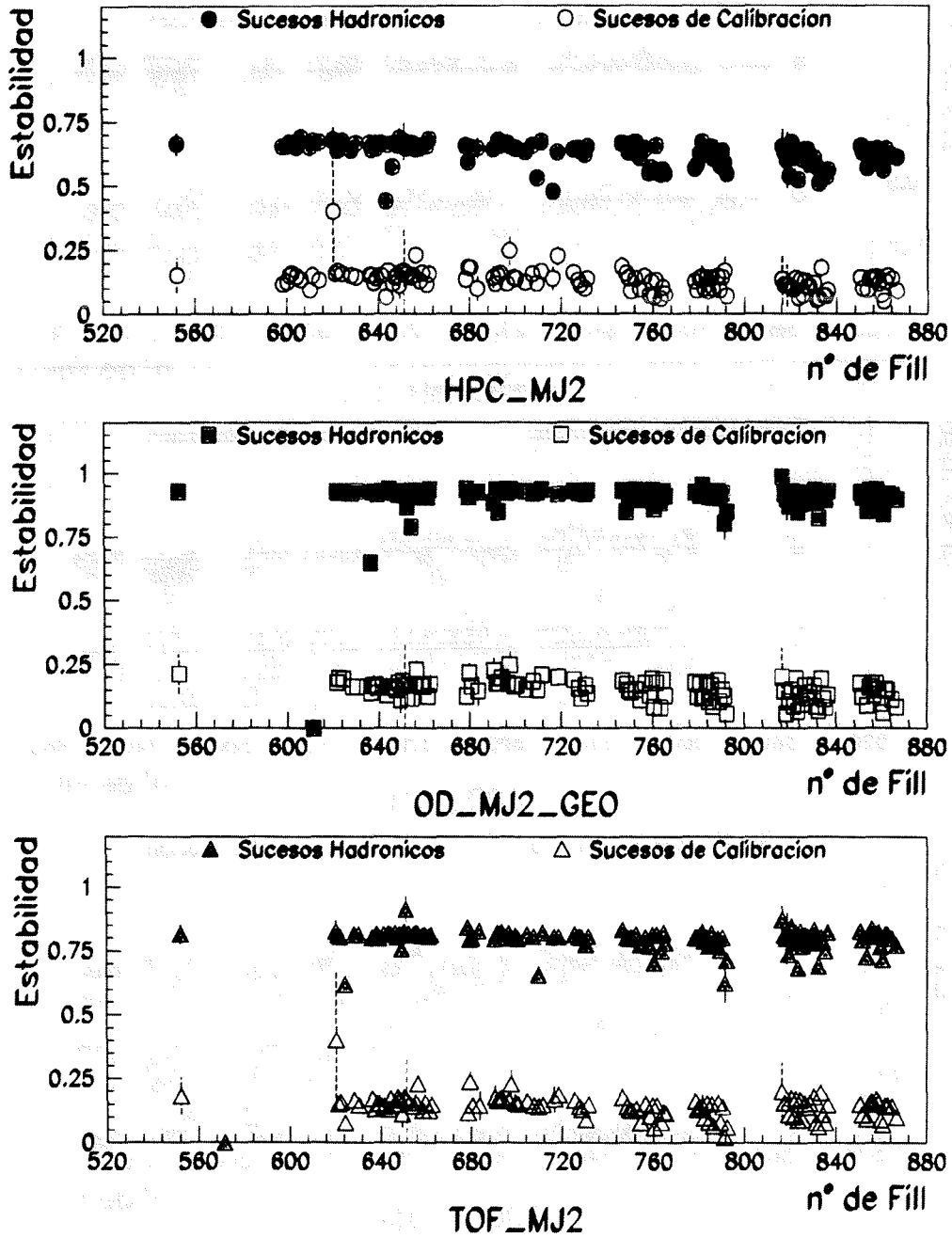


Figura 4.11: *Curvas de estabilidad para los PTIs de majority 2 de multiplicidad en la zona del barril que, por sí solas, componen una Función de decisión de segundo nivel*

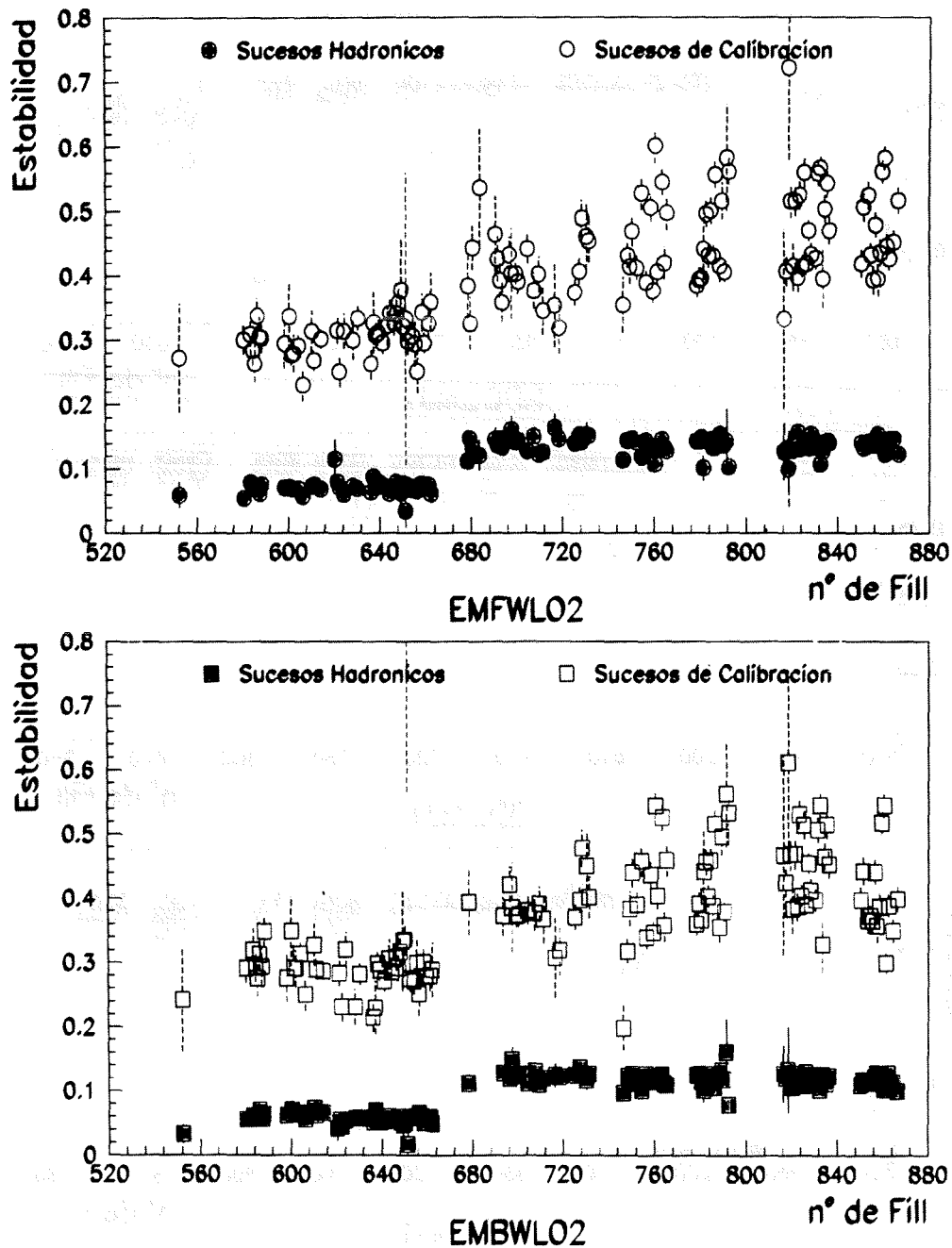
Triggers de MAJ ≥ 2 en la zona hacia adelante

Figura 4.12: Curvas de estabilidad para los PTIs de majority 2 de multiplicidad en la zona delantera que, por sí solas, componen una Función de decisión de segundo nivel.

Componentes de la Barrel Majority

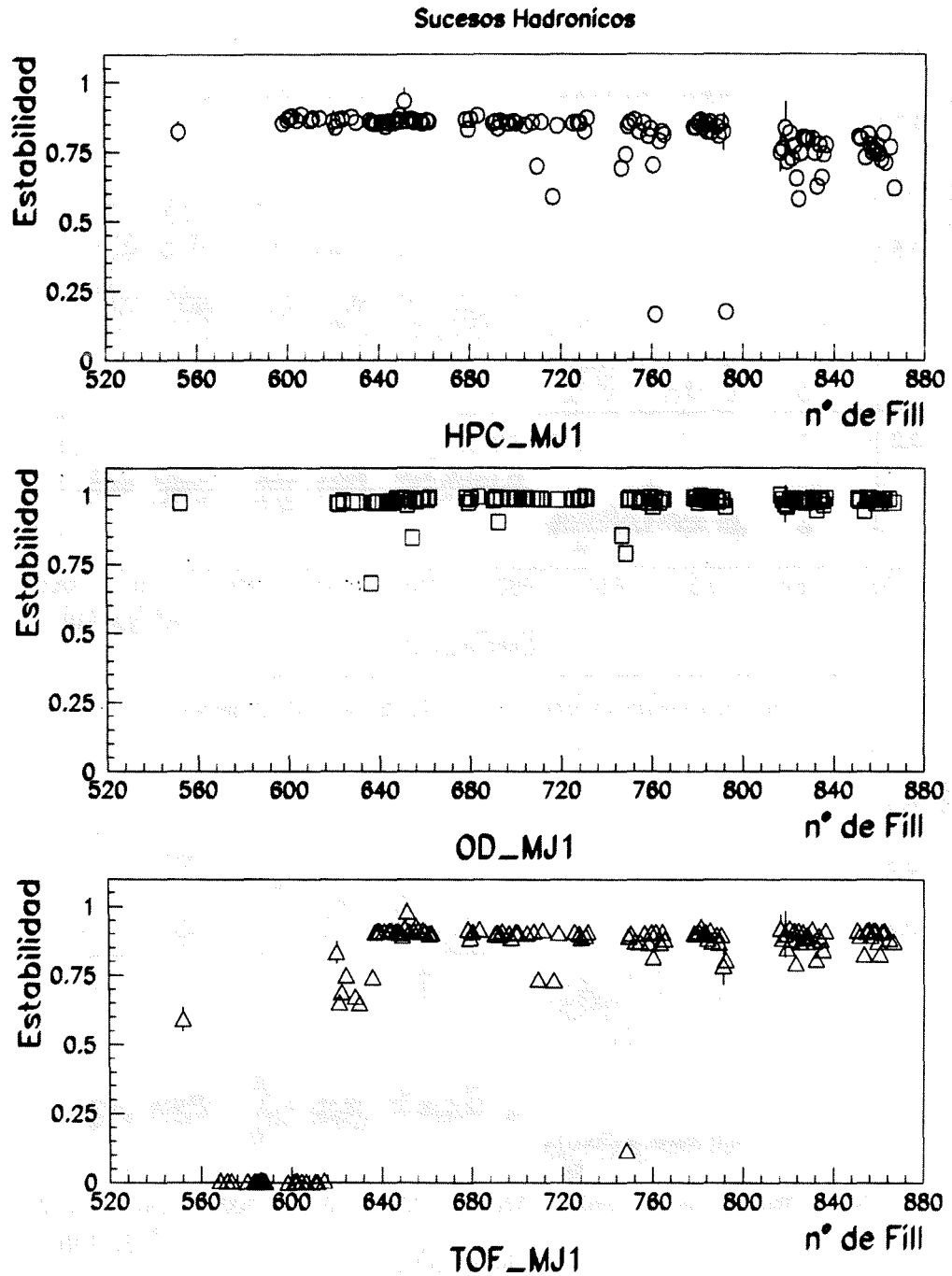


Figura 4.13: Curvas de estabilidad para sucesos hadrónicos, de los PTIs que componen la Barrel Majority.

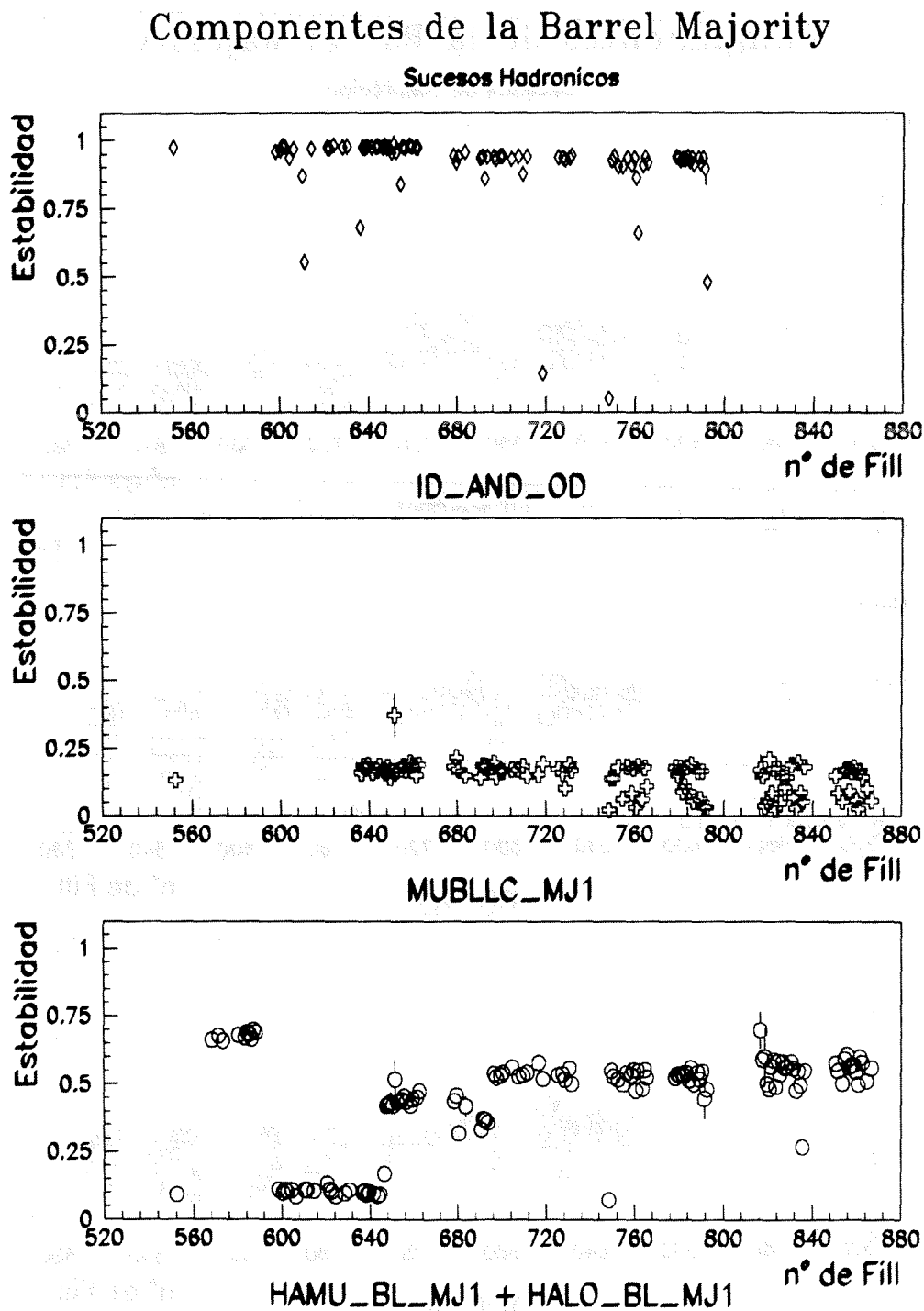


Figura 4.14: Curvas de estabilidad para sucesos hadrónicos, de los PTIs que componen la Barrel Majority.

Componentes de la Barrel Majority

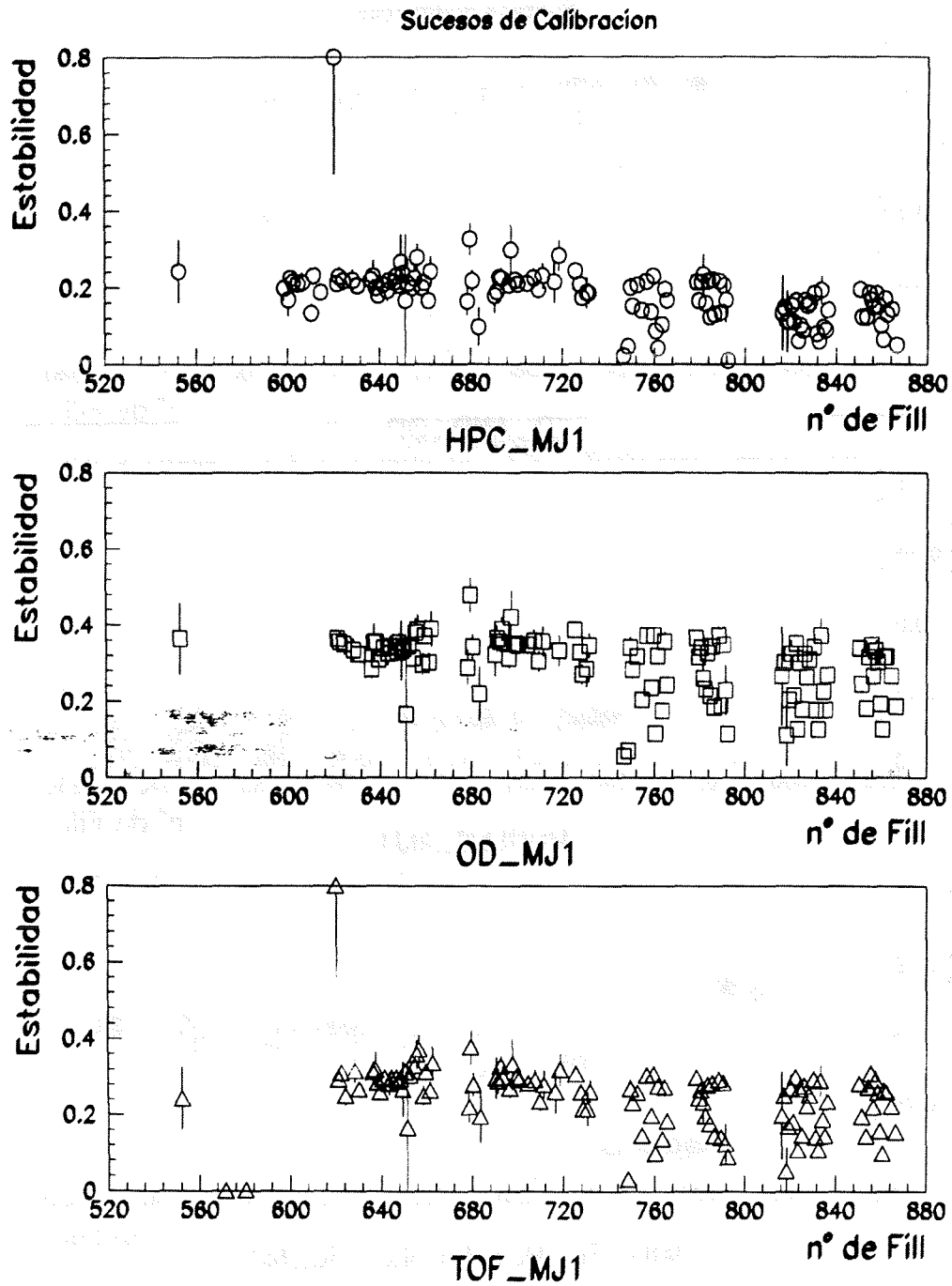


Figura 4.15: *Curvas de estabilidad para sucesos de calibración, de los PTIs que componen la Barrel Majority.*

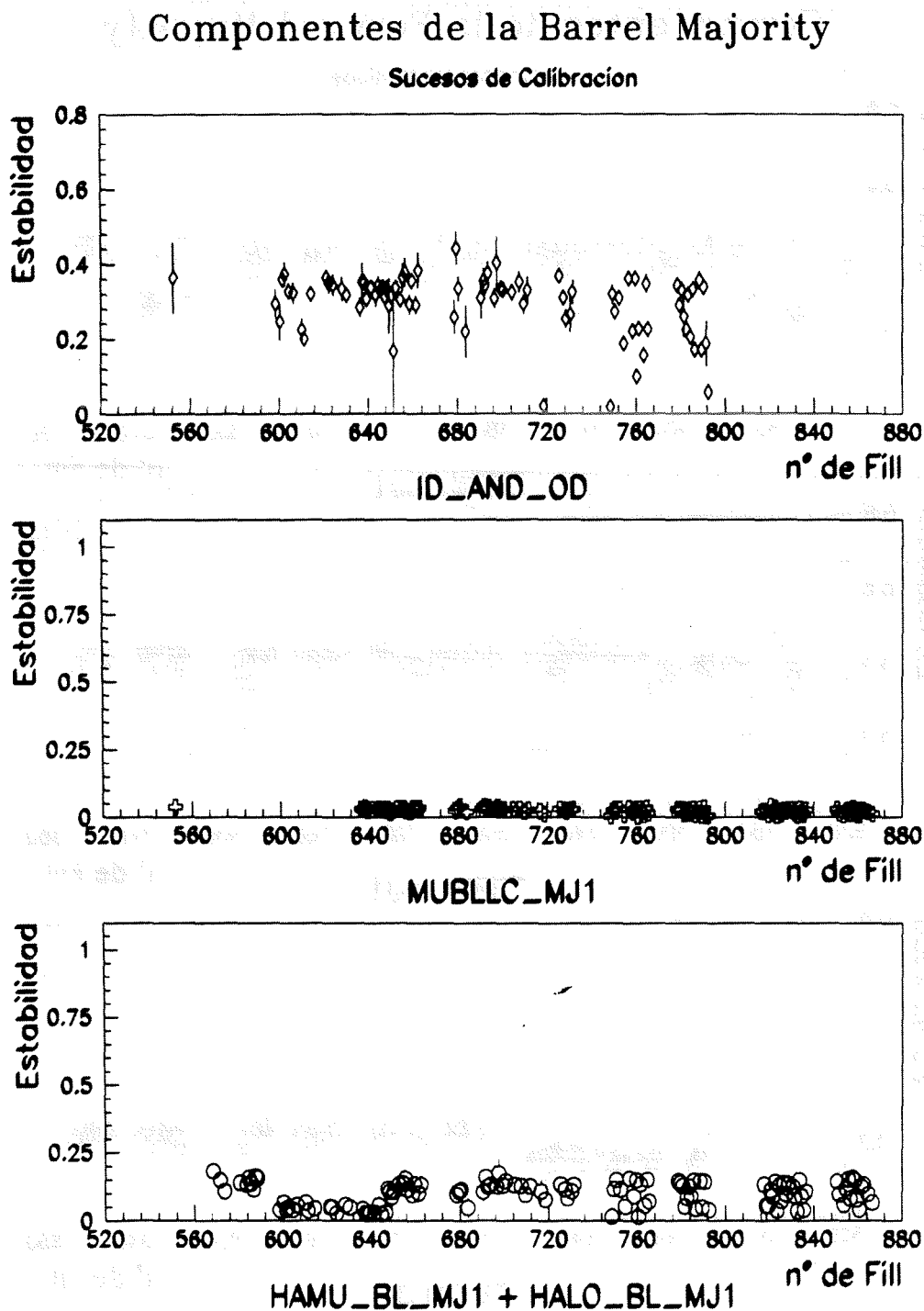
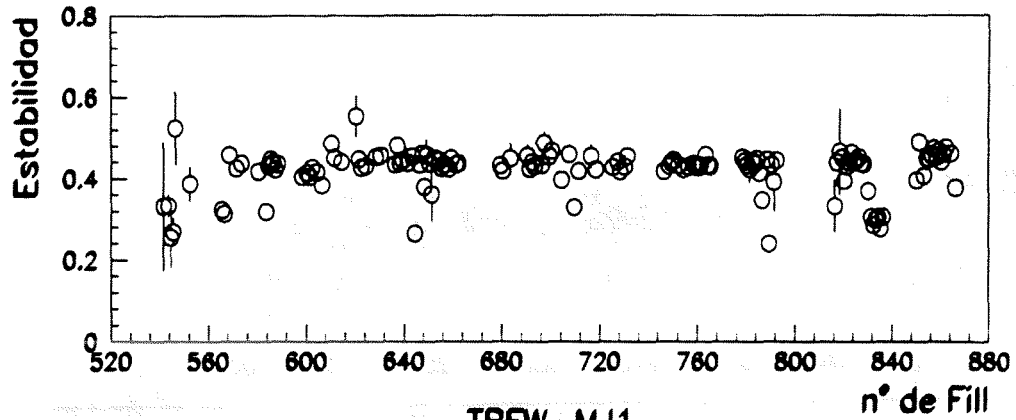


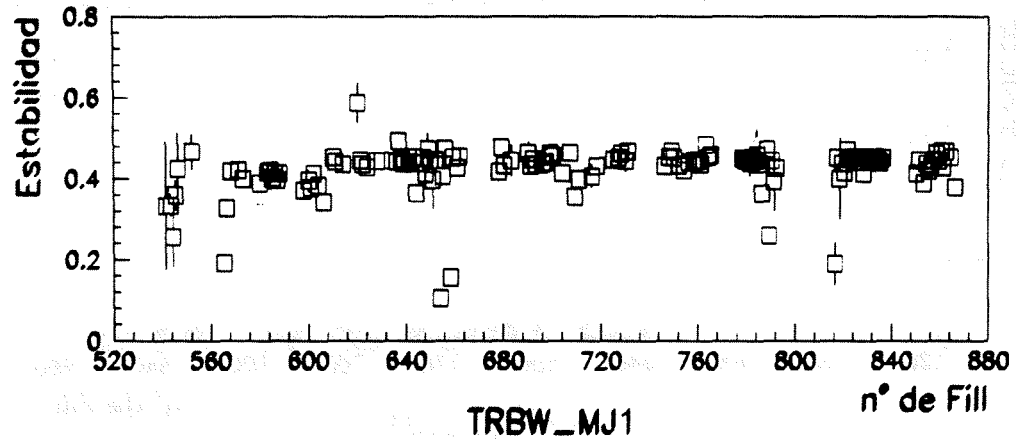
Figura 4.16: Curvas de estabilidad para sucesos de calibración, de los PTIs que componen la Barrel Majority.

Componentes de la Forward Majority

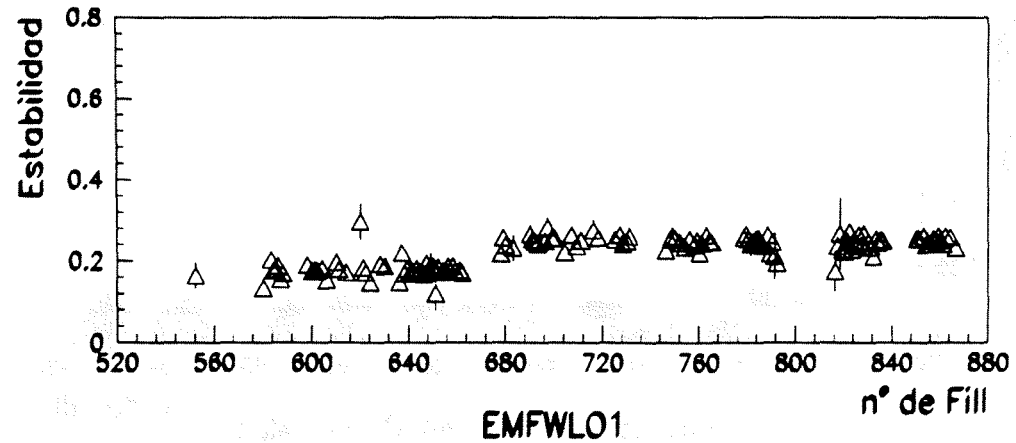
Sucesos Hadronicos



TRFW_MJ1



TRBW_MJ1



EMFWLO1

Figura 4.17: Curvas de estabilidad para sucesos hadrónicos, de los PTIs que componen la Forward Majority.

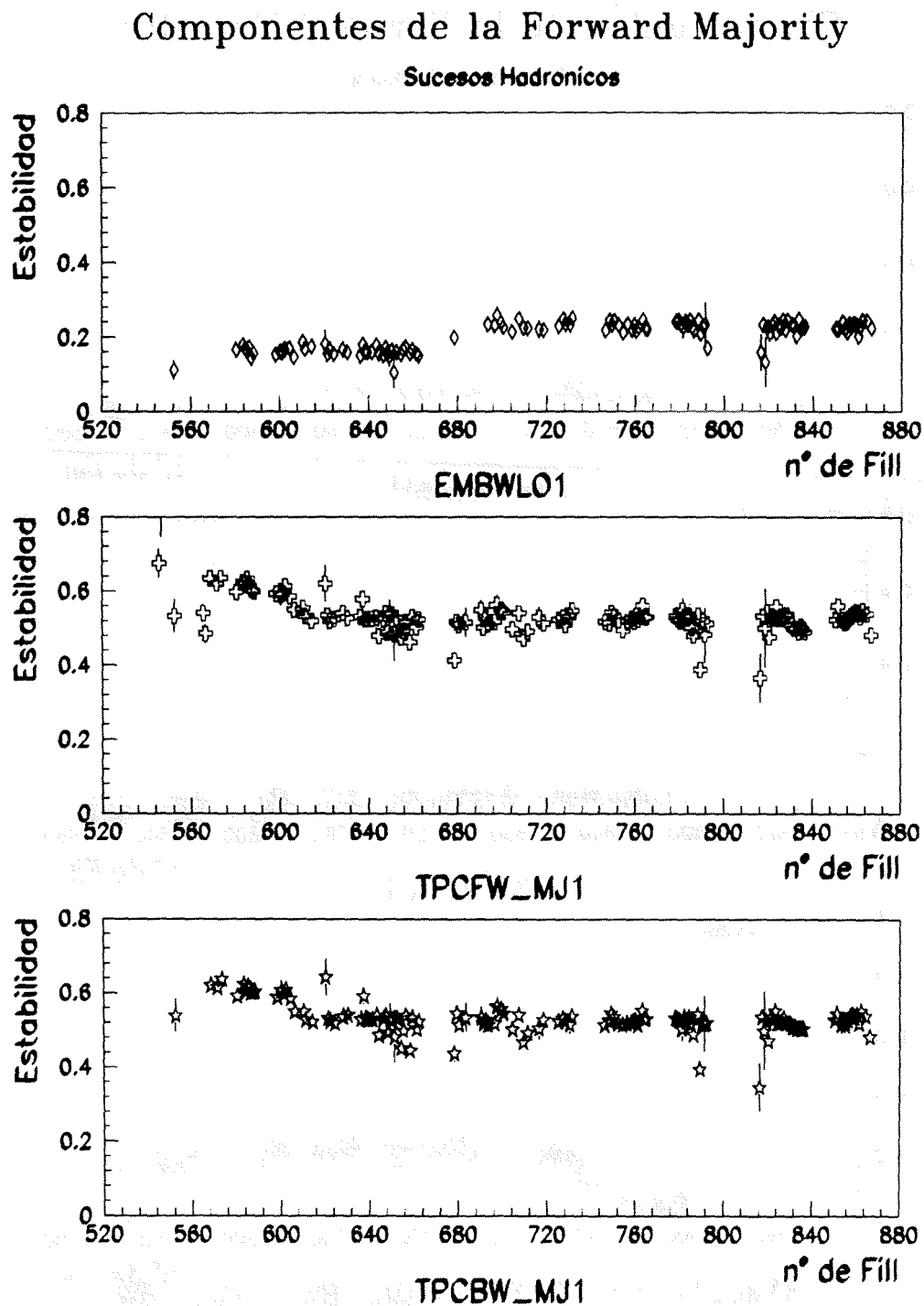


Figura 4.18: Curvas de estabilidad para sucesos hadrónicos, de los PTIs que componen la Forward Majority.

Componentes de la Forward Majority

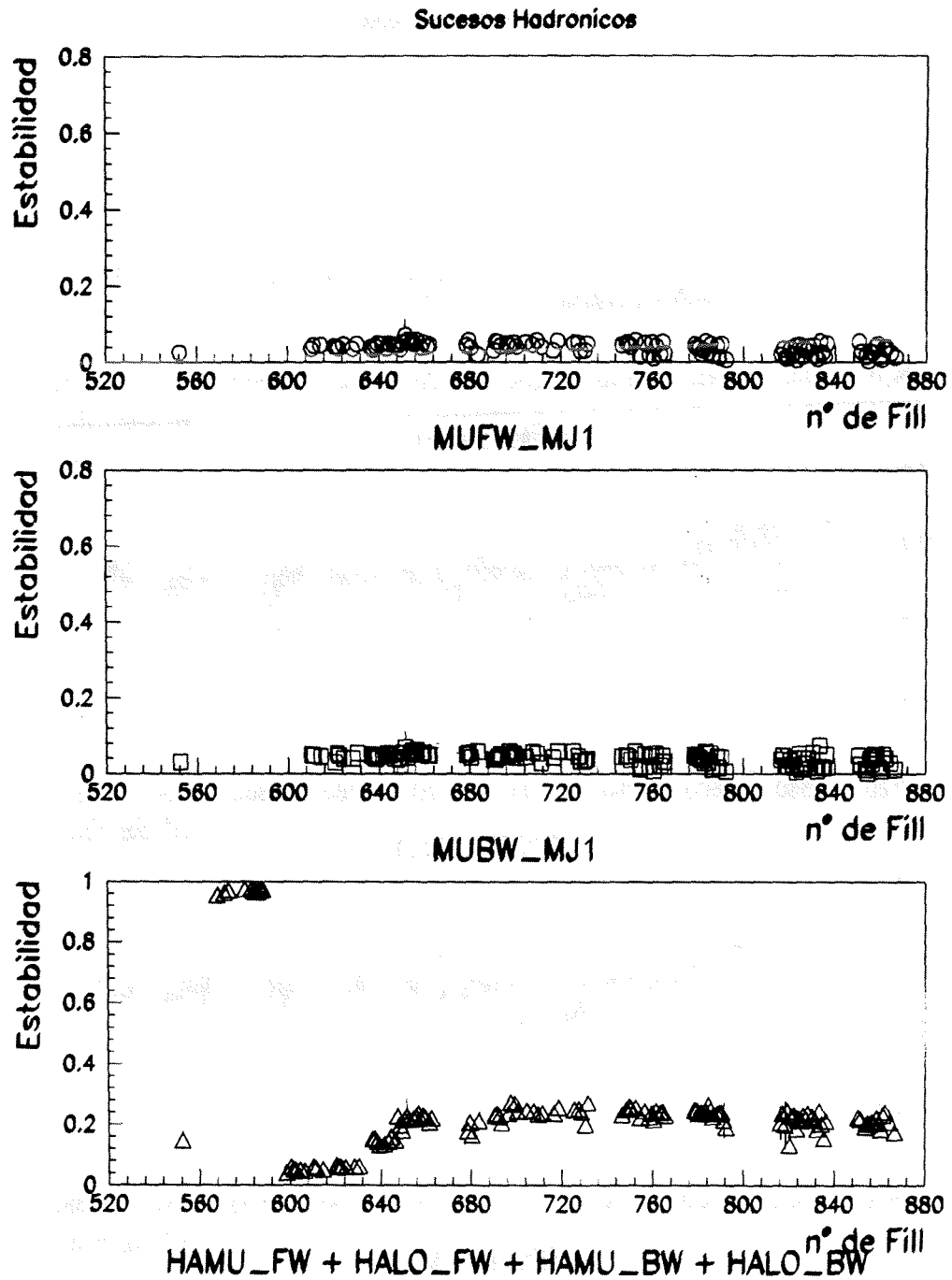


Figura 4.19: Curvas de estabilidad para sucesos hadrónicos, de los PTIs que componen la Forward Majority.

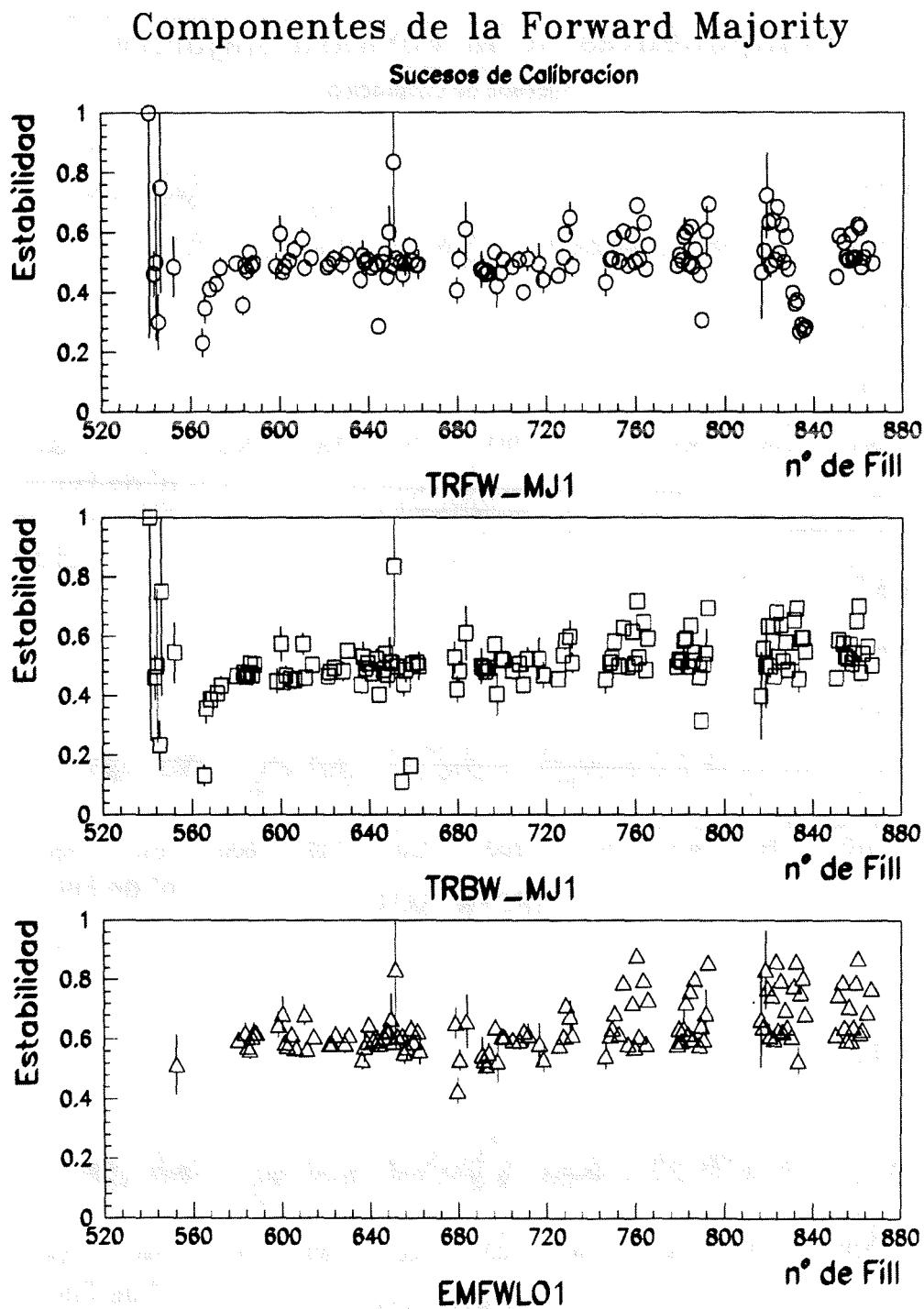


Figura 4.20: Curvas de estabilidad para sucesos de calibración, de los PTIs que componen la Forward Majority.

Componentes de la Forward Majority

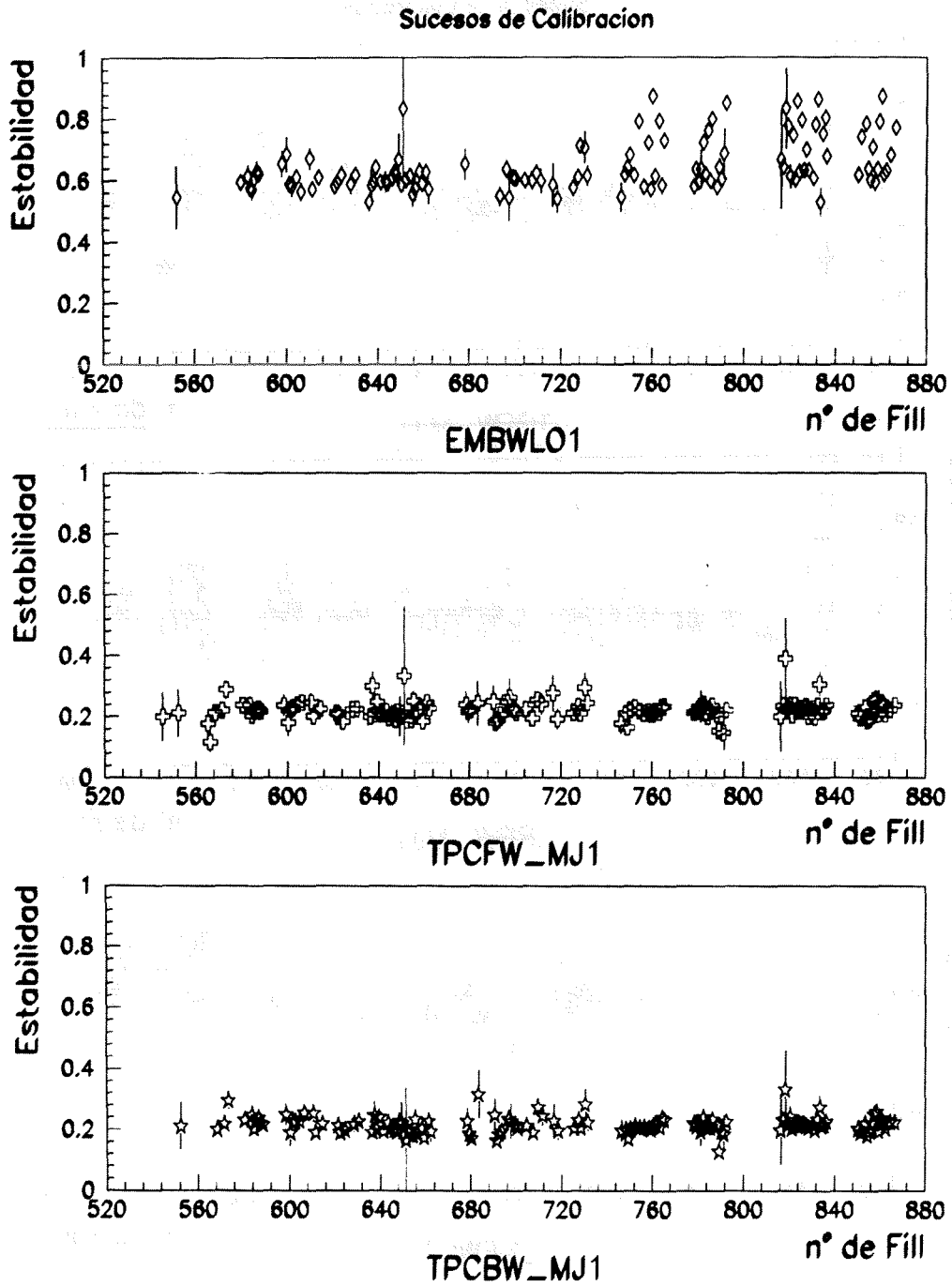


Figura 4.21: Curvas de estabilidad para sucesos de calibración, de los PTIs que componen la Forward Majority.

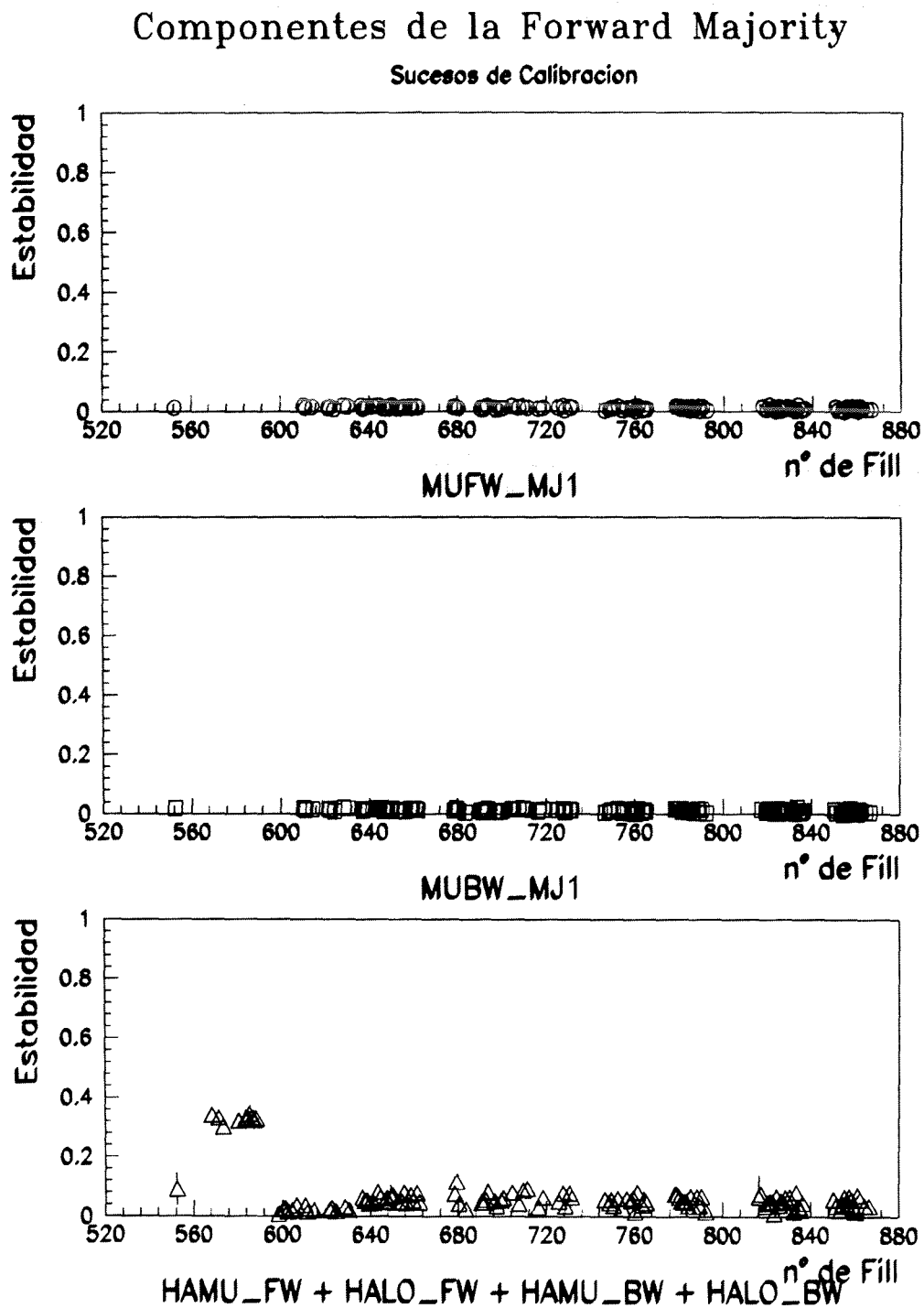
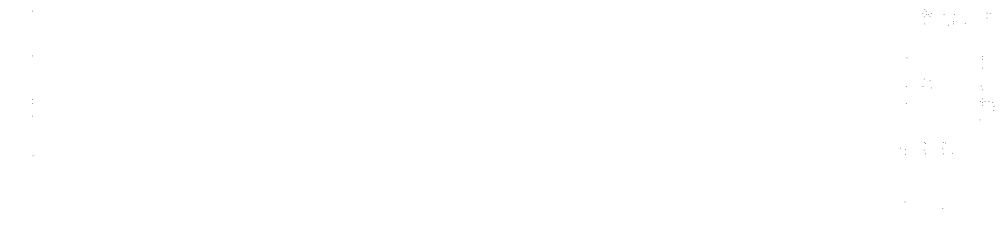


Figura 4.22: Curvas de estabilidad para sucesos de calibración, de los PTIs que componen la Forward Majority.

COMPONENTES DEL SISTEMA DE TRIGGER



El sistema de trigger en DELPHI está diseñado para seleccionar eventos de interés físico entre los millones de eventos producidos en cada colisión. Este sistema se divide en dos niveles principales: el trigger de nivel 1 (hardware) y el trigger de nivel 2 (software).



El trigger de nivel 1 opera en tiempo real y utiliza circuitos de hardware para detectar eventos candidatos basados en variables como la energía de los jets o la presencia de leptones. Los eventos seleccionados en este nivel pasan a ser almacenados en buffers para ser procesados posteriormente por el trigger de nivel 2.



El trigger de nivel 2 permite un análisis más detallado de los eventos seleccionados en el nivel 1, utilizando algoritmos de software que consideran la geometría completa del detector y la información de los canales de lectura. Este nivel de trigger es esencial para reducir el ruido de fondo y seleccionar eventos de alta calidad para el análisis físico.

En resumen, el sistema de trigger en DELPHI es un componente crucial que garantiza que solo los eventos más interesantes sean almacenados y analizados, optimizando así el uso de los recursos computacionales y de almacenamiento del experimento.

Capítulo 5

Eficiencias de trigger.

En este capítulo hacemos un estudio detallado de las eficiencias de *trigger* del detector DELPHI, tanto a nivel global como a nivel de componentes o detectores. En primer lugar, introduciremos la metodología del cálculo de eficiencias y, en segundo lugar, calcularemos dichas eficiencias para distintos estados finales. Los datos que consideramos son los recogidos durante el año 1991 en el detector DELPHI y, las distintas topologías estudiadas son: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ y sucesos con una traza aislada.

Para e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ y $q\bar{q}$ las muestras de sucesos se han escogido en periodos en los que el trigger era estable y las configuraciones eran más o menos constantes. Así, las eficiencias se han calculado para muestras de ~ 6500 pares e^+e^- , ~ 6000 pares $\mu^+\mu^-$ y ~ 35900 sucesos hadrónicos.

5.1 El método de cálculo.

En esta sección introducimos los conceptos estadísticos básicos para el cálculo de eficiencias. Así, la eficiencia de *trigger* de un detector se define como la fracción del número total de sucesos producidos que ha disparado el sistema de *trigger* del detector:

$$\epsilon = \frac{n^{\circ} \text{ de sucesos registrados } (N_{obs})}{n^{\circ} \text{ total de sucesos } (N)} \quad (5.1)$$

La eficiencia es, en general, función de la geometría del detector (aceptancia geométrica), de la probabilidad de interacción de la radiación incidente con el mismo y de la topología (energía, momento, distribución angular, ...) de los sucesos en sí. En cualquier caso, siempre se puede promediar conjuntamente la dependencia con muchos de estos parámetros y considerar una

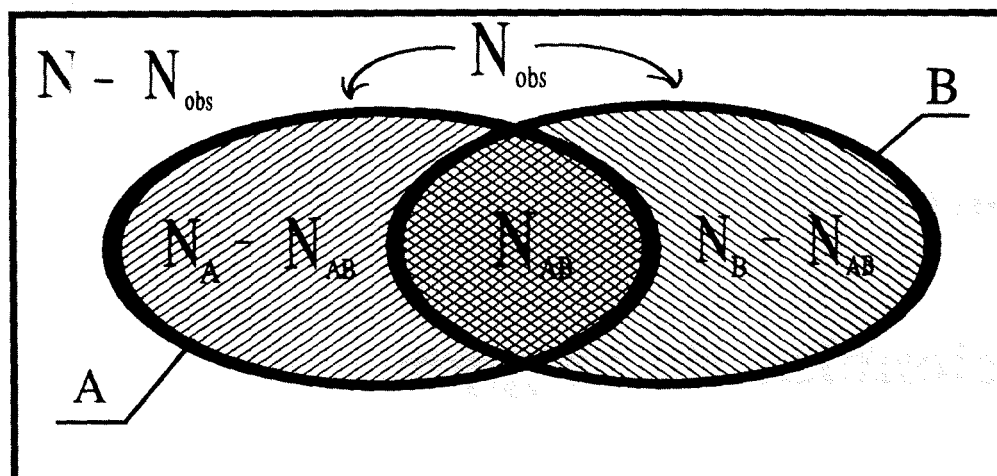


Figura 5.1: Para el cálculo de eficiencias es preciso considerar dos o más conjuntos de señales independientes con el fin de determinar el número, N , desconocido, de sucesos producidos en la realidad. Como las únicas variables medidas son N_A , N_B y N_{AB} (número de sucesos vistos por A, B y A y B, respectivamente), convendrá expresar N en función de éstas.

dependencia efectiva con los ángulos polar (θ) y azimutal (ϕ)

$$\varepsilon(\theta, \phi) = \frac{N_{obs}(\theta, \phi)}{N(\theta, \phi)}$$

El cálculo de eficiencias de *trigger* se hace organizando las señales en dos o más grupos independientes [40]. En nuestro caso, y para simplificar, nos centraremos en el caso en el que disponemos las señales en dos conjuntos, a los que denominaremos A y B, que pueden estar asociadas a diferentes detectores¹. Si identificamos con N el número, desconocido, de sucesos realmente producidos en las interacciones, vemos en la figura 5.1 que podremos clasificarlos en varias categorías

N_A número de sucesos vistos por el grupo A.

N_B número de sucesos vistos por el grupo B.

N_{AB} número de sucesos vistos por ambos grupos.

$N_{obs} = N_A + N_B - N_{AB}$ número total de sucesos vistos por alguno de los dos grupos.

$N - N_{obs}$ número de sucesos que no son vistos por ninguno de los dos grupos.

¹ Esto nos asegura el que los dos grupos sean independientes, siempre que no exista ningún tipo de correlación entre los detectores.

Las eficiencias individuales de cada uno de los grupos, suponiendo números grandes, serán:

$$\varepsilon_A \equiv P(A) = \frac{N_A}{N} \quad \varepsilon_B \equiv P(B) = \frac{N_B}{N} \quad (5.2)$$

y, la probabilidad de que un suceso sea visto por ambos grupos, teniendo en cuenta que los hemos supuesto independientes, estará dada por

$$P(A \cap B) = P(A) \cdot P(B) = \frac{N_{AB}}{N} \quad (5.3)$$

Combinando (5.2) y (5.3) resulta que podemos escribir el número total de sucesos como función de cantidades medidas

$$N = \frac{N_A \cdot N_B}{N_{AB}} \quad (5.4)$$

Llevando esta expresión a (5.2) obtenemos las eficiencias individuales estimadas para A y B

$$\varepsilon_A = \frac{N_{AB}}{N_B} \quad \varepsilon_B = \frac{N_{AB}}{N_A} \quad (5.5)$$

Es conveniente hacer notar que, puesto que N se debe calcular a partir de la información extraída de ambos grupos, la eficiencia del primero dependerá de la del segundo, y *vice versa*, lo cual puede ser una fuente de errores sistemáticos, sobre todo si los dos conjuntos no se escogen adecuadamente.

A partir del número de sucesos encontrados con A y B , la eficiencia global de *trigger* vendrá dada por la unión de ambos:

$$\varepsilon \equiv P(A \cup B) = \frac{N_{obs}}{N} = \frac{N_{AB} \cdot (N_A + N_B - N_{AB})}{N_A \cdot N_B} \quad (5.6)$$

que, de forma alternativa, se puede calcular como:

$$\begin{aligned} \varepsilon \equiv P(A \cup B) &= P(A) + P(B) - P(A) \cdot P(B) \\ &= \varepsilon_A + \varepsilon_B - \varepsilon_A \cdot \varepsilon_B \end{aligned} \quad (5.7)$$

En el caso, más general, de tener más de dos grupos independientes — G_1, G_2, \dots, G_n — el método es completamente análogo. Para calcular las eficiencias individuales no hay más que considerar dos conjuntos: aquel del cual se quiere calcular la eficiencia y la unión del resto

$$\begin{aligned} A &= G_i \\ B &= G_1 \cup G_2 \cup \dots \cup G_{i-1} \cup G_{i+1} \cup \dots \cup G_n \end{aligned}$$

y aplicar la ecuación (5.5) a estos dos grupos. La eficiencia global vendrá dada por la probabilidad de la unión de todos ellos y, teniendo en cuenta que $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$, podremos calcularla mediante la expresión:

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^n A_k \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} A_k &= \sum_{i_1, \dots, i_k=1}^k (-1)^{k-1} \varepsilon_{i_1} \dots \varepsilon_{i_k} \\ &\quad \forall (i_1, i_2, \dots, i_k) : i_1 < i_2 < \dots < i_k \end{aligned} \quad (5.9)$$

donde ε_{i_k} son las eficiencias de los grupos G_{i_k} .

Cálculo de errores

Expondremos a continuación el criterio escogido para determinar los errores estadísticos de las eficiencias, calculadas según el método descrito en los párrafos anteriores. Para ello conviene revisar, brevemente, cuál es el problema que tratamos de resolver. El objetivo es calcular la eficiencia de *trigger* del detector, que se define por (5.1). Puesto que somos capaces de contar el número de sucesos que realmente estamos observando, el problema se reduce, pues, a determinar el número total de sucesos producidos en las interacciones. Para calcular dicho número lo único que hacemos es contar los sucesos aceptados por el sistema de *trigger*. Las magnitudes que medimos seguirán, entonces, distribuciones binomiales y podemos determinar sus errores si los interpretamos como las variancias de dichas distribuciones. Ahora, puesto que las distribuciones binomiales son asimétricas hay que ser cuidadosos porque, de lo contrario, podríamos tener contradicciones tales como que el valor de la eficiencia estuviese en un intervalo que incluyese valores mayores que la unidad o menores que cero. Es preciso, pues, dar un criterio para definir el error de la eficiencia, tal como hacemos a continuación.

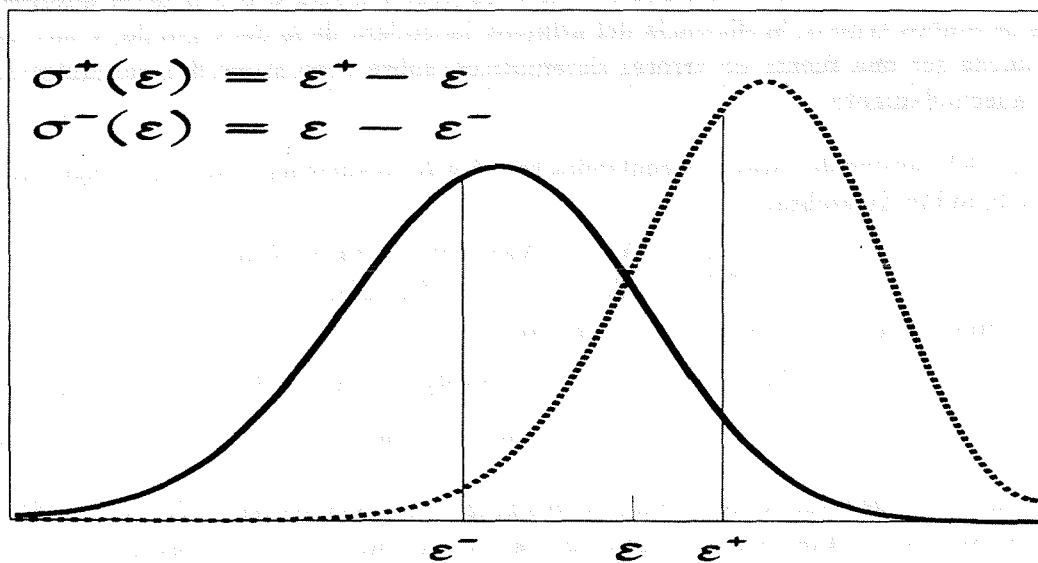


Figura 5.2: En esta figura mostramos esquemáticamente el método empleado para calcular el error de la eficiencia de los distintos grupos de señales. Consiste en buscar dos nuevas distribuciones binomiales con el mismo número total, N , de sucesos y valores medios N_i^- y N_i^+ situados a una distancia del valor medido, N_i , igual a sus variancias. La diferencia entre la probabilidad ϵ de la distribución correspondiente al valor medido y las de las dos nuevas distribuciones, ϵ^- y ϵ^+ , es lo que interpretaremos como error.

Supongamos que cada uno de nuestros grupos — $i = 1, 2, \dots, n$ — ha visto N_i sucesos de entre los N totales. Este N_i seguirá una ley de probabilidad binomial, $P(N_i; N, \epsilon_i)$, caracterizada por un número total de sucesos, N , y una probabilidad, ϵ_i , de que un suceso sea registrado. En nuestro caso, tanto N como $\epsilon_i = N_i/N$, que no es más que la eficiencia para el grupo i —ésimo, son magnitudes determinadas a partir de nuestras medidas. Por seguir una distribución binomial la variancia del número de sucesos, N_i , observados por cada uno de los

conjuntos será:

$$\sigma_i^2(N_i) = N\varepsilon_i(1 - \varepsilon_i) \quad (5.10)$$

El problema es ahora calcular el error de ε_i . Para determinar el error de esta eficiencia suponemos que podríamos haber contabilizado el mismo número, N_i , de sucesos observados por el i -ésimo grupo, en el supuesto de que la eficiencia de éste hubiera sido ε_{oi} y el valor medio de la binomial asociada $N_{oi} = N\varepsilon_{oi}$. La probabilidad de que esto ocurra dependerá de la distancia entre N_i y N_{oi} . Nuestro criterio consiste en definir el error como $\sigma^\pm(\varepsilon_i) = |\varepsilon_i \pm \varepsilon_{oi}|$, siendo el valor de ε_{oi} aquel para el cual dicha distancia sea $\sigma(N_{oi})$.

Teniendo en cuenta que la distribución binomial es asimétrica, habrá que buscar dos distribuciones binomiales, $P(N_i; N, \varepsilon^-)$ y $P(N_i; N, \varepsilon^+)$, tales que N_i quede por debajo y por encima de sus valores medios, N_i^- y N_i^+ , respectivamente, una distancia de $\sigma(N_i^-)$ y $\sigma(N_i^+)$. En la figura 5.2 se ilustran gráficamente estas condiciones. Con ayuda de (5.10) y, siguiendo los planteamientos anteriores llegamos a las siguientes ecuaciones:

$$(N_i^+ - N_i)^2 = N\varepsilon_i^+(1 - \varepsilon_i^+) \quad (5.11)$$

$$(N_i^- - N_i)^2 = N\varepsilon_i^-(1 - \varepsilon_i^-) \quad (5.12)$$

y resolviendo para ε_i^+ y ε_i^-

$$\varepsilon_i^\pm = \frac{1}{2(N+1)} \left\{ 2N\varepsilon_i + 1 \pm \sqrt{1 + 4N\varepsilon_i(1 - \varepsilon_i)} \right\} \quad (5.13)$$

Con todo esto, según nuestro criterio, los errores de la eficiencia son:

$$\sigma^+(\varepsilon_i) = \varepsilon_i^+ - \varepsilon_i \quad ,, \quad \sigma^-(\varepsilon_i) = \varepsilon_i - \varepsilon_i^- \quad (5.14)$$

Estableceremos ahora el método empleado para determinar el error estadístico de la eficiencia global. Por simplicidad, nos centraremos sólo en el caso de que la calculemos a partir de dos grupos independientes de señales. El problema es, una vez más, que, aunque sabemos que las variables medidas siguen distribuciones binomiales, no sabemos cómo se distribuirá la eficiencia global calculada a partir de ellas. Para determinar la varianza de esta distribución podemos emplear dos métodos diferentes. Uno consiste en emplear la propagación de errores, aunque es más difícil de tratar cuando calculamos eficiencias a partir de más de dos grupos de señales, y el otro en generar por el método de Montecarlo dicha distribución.

Como decíamos, el primer método consiste en la habitual propagación de errores. En este caso las magnitudes medidas son N_A , N_B y N_{AB} pero tenemos el problema de que no son estadísticamente independientes. Eso significa que, para calcular los errores, deberemos emplear las siguientes variables

$N_a = N_A - N_{AB}$ número de sucesos vistos sólo por el conjunto A.

$N_b = N_B - N_{AB}$ número de sucesos vistos sólo por el conjunto B.

N_{AB} número de sucesos vistos por A y B.

que sí son independientes. Con ellas, la ecuación (5.6) se puede reescribir como

$$\varepsilon = \frac{N_{AB} \cdot (N_a + N_b + N_{AB})}{(N_a + N_{AB})(N_b + N_{AB})}$$

Así, empleando la propagación de errores, la varianza de ε será,

$$\sigma^2(\varepsilon) = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_a}\right)^2 \sigma(N_a)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_b}\right)^2 \sigma(N_b)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_{AB}}\right)^2 \sigma(N_{AB})^2 \quad (5.15)$$

donde

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_a}\right) &= -\frac{N_b N_{AB}}{(N_b + N_{AB})(N_a + N_{AB})^2} \\ \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_b}\right) &= -\frac{N_a N_{AB}}{(N_a + N_{AB})(N_b + N_{AB})^2} \\ \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_{AB}}\right) &= \frac{N_a N_b (N_a + N_b + 2N_{AB})}{(N_a + N_{AB})^2 (N_b + N_{AB})^2} \end{aligned} \quad (5.16)$$

De esta forma, si suponemos errores binomiales para N_a , N_b y N_{AB} , resulta que

$$\begin{aligned} \sigma^2(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon_A \varepsilon_B N} \cdot [& (\varepsilon_A + \varepsilon_B)^2 (1 - \varepsilon_A - \varepsilon_B + \varepsilon_A \varepsilon_B)^2 (1 - \varepsilon_A \varepsilon_B) + \\ & \varepsilon_B^3 (1 - \varepsilon_A)^2 (1 - \varepsilon_B) (1 - \varepsilon_A + \varepsilon_A \varepsilon_B) + \\ & \varepsilon_A^3 (1 - \varepsilon_B)^2 (1 - \varepsilon_A) (1 - \varepsilon_B + \varepsilon_A \varepsilon_B)] \end{aligned} \quad (5.17)$$

El problema principal de este método es que no tiene en cuenta la asimetría de las distribuciones. No obstante, cuando la estadística es alta este problema desaparece porque las distribuciones tienden a simetrizarse.

El segundo método consiste en calcular el error mediante el método de Montecarlo. Con este método sí que se tiene en cuenta la asimetría de las distribuciones pero, por contra, no es tan sencillo como el anterior. Supongamos conocido ya el número total, N de sucesos y las eficiencias ε_A y ε_B de los dos *triggers* independientes. Cada una de estas eficiencias seguirá una distribución binomial con N sucesos totales y probabilidades ε_A y ε_B . Se trata de ir generando por Montecarlo diferentes valores de estas eficiencias, siguiendo la distribución binomial correspondiente, y combinarlas mediante (5.7) para ver de qué forma se distribuye la eficiencia total, ε . En la fig. 5.3 damos un ejemplo, para el caso en que $\varepsilon_A = 0.8$, $\varepsilon_B = 0.7$ y $N = 10000$. Se observa que, efectivamente, la varianza de la eficiencia final es menor que la de cualquiera de las dos eficiencias a partir de la cual se ha calculado.

Ambos métodos dan resultados compatibles cuando la estadística es grande, como es nuestro caso. Es necesario destacar que, en dichos casos, el error estadístico es muy pequeño, del orden del $\sim 1\%$. Esto implica que, para estadísticas altas, los errores sistemáticos van a tener tanta importancia o más.

En definitiva, vemos que el cálculo de las eficiencias se reduce a la determinación del número total, N , de sucesos producidos en las interacciones y a contar el número de sucesos aceptados

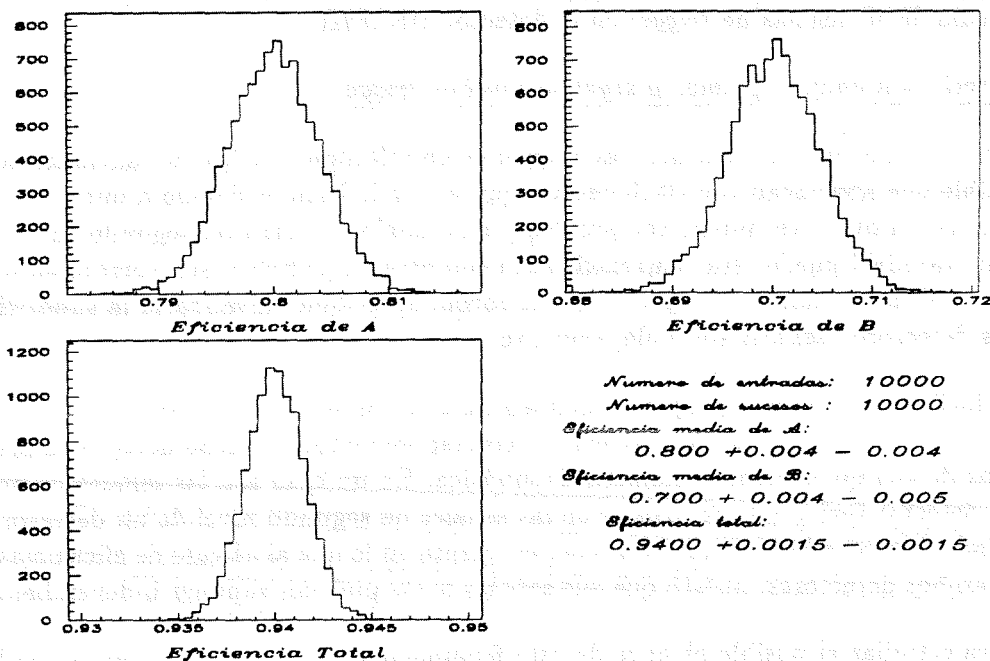


Figura 5.3: Cuando se combinan las eficiencias de los dos grupos de señales independientes para calcular la eficiencia final resultante se observa que ésta tiene un error menor que cualquiera de las dos

por el sistema de *trigger*. Hemos visto, también, que la eficiencia depende de muchos y muy diferentes parámetros pero que, en última instancia, se podía considerar únicamente una dependencia efectiva con los ángulos θ y ϕ . Será por tanto necesario, a la hora de calcular las eficiencias, o bien corregir por aceptancias geométricas o bien, escoger regiones espaciales en donde se tengan las mismas aceptancias, con el fin de ahorrarnos dichas correcciones. En nuestro análisis optaremos por la segunda solución por simplicidad.

5.2 Sistemática del cálculo de eficiencias de *trigger*.

En el caso del detector DELPHI la situación es un poco más compleja debido a la estructura de su sistema de *trigger*. Para calcular eficiencias de *trigger* se deben emplear señales que, de forma explícita, sean responsables de que un suceso sea aceptado o no. En DELPHI, esto corresponde —dado que, como veremos más adelante, los *pre-triggers* de primer nivel no introducen ningún tipo de correlación apreciable a segundo nivel— a las funciones de decisión de segundo nivel. Ahora bien, como hemos mencionado en el capítulo 4, con el fin de tener una frecuencia baja, a primer y segundo nivel de *trigger*, y, por tanto, un tiempo muerto pequeño, las señales se organizan en *majorities*. De éstas, las de mayor interés para nuestros propósitos son la *Barrel Majority* y la *Forward Majority* ya que incluyen la práctica totalidad de la señales de *majority 1* de multiplicidad. Esto introduce correlaciones entre las distintas

funciones de decisión y, en consecuencia, el cálculo de eficiencias se complica bastante. El concepto de detector (*TPC, TOF, OD, ...*) desaparece en lo que al *trigger* se refiere ya que pasan a ser meros componentes de las *majorities*. En lo que sigue describiremos la sistemática de cálculo de eficiencias de *trigger* en el detector DELPHI.

Correlación entre el primer y segundo nivel de trigger.

Como la decisión a primer nivel de trigger es un OR lógico de las 16 Funciones de Decisión, es posible que aparezcan correlaciones a segundo nivel. Esto es debido a que, como cualquier trigger de primer nivel puede ser *pre-trigger* de cualquier otro de segundo nivel, una señal de segundo nivel puede estar correlacionada con otra de primer nivel, correspondiente a otro detector. Con lo cual, de ser cierto de una forma apreciable, invalidaría la suposición de que ambos detectores/señales son independientes.

Es fácil de ver con un ejemplo. Imaginemos, a segundo nivel, que uno de los triggers de un detector ve sucesos que no ven las señales correspondientes de dicho detector a primer nivel, sino las de cualquier otro, de manera sistemática. En un caso así, las señales de primer nivel de un detector serían un *pre-trigger* de las señales de segundo nivel de un detector diferente. Esto induciría correlaciones, muy a tener en cuenta en lo que al cálculo de eficiencias se refiere, entre ambos detectores, puesto que sus señales no se podrían suponer independientes.

Para estudiar el posible alcance de este fenómeno vamos a escoger algunas de las señales de segundo nivel y veremos cuántos de los sucesos vistos por ellas no son vistos por las señales de primer nivel correspondientes al mismo detector. En dicho caso, también buscaremos qué Funciones de Decisión de primer nivel han aceptado el suceso. Esto nos permitirá saber cual es la contribución del resto de detectores a esta señal.

A continuación indicamos, en la columna de la izquierda y con su mnemónico asociado, los triggers de segundo nivel que estudiaremos. En la columna del centro mostraremos las señales de primer nivel asociadas y, en la de la derecha, las funciones de primer nivel correspondientes.

OD_MJ1 (ODM1)	ID_OR_OD ID_AND_OD	DF04 I DF09 I
TRFW_MJ1 (TRF1) TRBW_MJ1 (TRB1)	TRFW_MJ1 TRBW_MJ1	DF07 I DF07 I
EMFWLO1 (EF1L)	EMFWLO_MJ1 EMFWLO_MJ2 EMVFWLO_MJ1 EMVFWLO_MJ2	DF08 I DF08 I
EMBWLO1 (EW1L)	EMBWLO_MJ1 EMBWLO_MJ2 EMVBWLO_MJ1 EMVBWLO_MJ2	DF08 I DF08 I
TPCFW_MJ1 (TPF1) TPCBW_MJ1 (TPW1)	TPCFW_MJ1 TPFBW_MJ1	DF07 I DF07 I
CT_MJ1 (CTM1)	No tiene señales asociadas a 1 ^{er} nivel	

El estudio se ha hecho con ~ 16000 sucesos de pocas trazas (máximo 4) y, al menos dos de ellas, con momentos > 15 GeV/c o deposición energética > 15 GeV, *back-to-back*. El resultado es que sólo la TPC, tanto en la zona del barril (CT_MJ1) como en la región delantera (TPFW_MJ1 y TPBW_MJ1), ve sucesos para los que no haya habido *pre-trigger* de señales asociadas a primer nivel. En la tabla 5.1 se indican los resultados para TPFW_MJ1 y TPBW_MJ1. En la primera columna se indica el porcentaje del número total de sucesos que han disparado cada uno de dichos triggers. En el resto de las columnas se muestra —en porcentaje respecto al número de sucesos vistos por TPFW_MJ1 y TPBW_MJ1— cómo se distribuye entre las DFs de primer nivel el número de sucesos, que sin haber sido vistos por las señales asociadas de primer nivel, han disparado el trigger a segundo nivel. La definición de las funciones de decisión de primer nivel se encuentra en la tabla 4.4.

Se puede observar que todos los resultados están alrededor del $\sim 1\%$. Para las funciones de decisión DF04 y DF09, asociadas al ID y OD, dicho porcentaje es del 3% para la primera y el 1.8% para la segunda. La función de decisión asociada al MUB y MUF, DF06, tiene un 2.9%. En la figura 5.4 se muestra la distribución angular de todos estos sucesos. Se ve que están, todos ellos, en la región límite entre el barril y la zona hacia delante, lo cual indica que es todo un problema de aceptancias angulares, menores a primer nivel que a segundo. El hecho de que todas las DF vean del orden de un $\sim 1\%$ es una muestra de la redundancia del trigger a primer nivel. La conclusión es, pues, que no existe correlación apreciable entre primer y segundo nivel.

(Res. en %)	Total	DF00	DF01	DF02	DF03	DF04	DF05	DF06	DF07
TPFW_MJ1	26.13	3.11		0.02		2.99	1.59	2.92	1.49
TPBW_MJ1	26.16	3.29				3.29	1.84	2.94	0.75

(Res. en %)	Total	DF08	DF09	DF10	DF11	DF12	DF13	DF14	DF15
TPFW_MJ1	26.13	0.33	3.11	1.10	0.86	1.28	0.07		0.35
TPBW_MJ1	26.16	0.28	3.29	1.59	1.05	1.31	0.09		0.19

Tabla 5.1: En esta tabla se recoge la distribución en DFs de primer nivel de sucesos que, habiendo disparado la señal de la primera columna a segundo nivel, no han sido vistos por los triggers asociados de primer nivel. En la segunda columna, bajo el nombre de "Total" se indica el porcentaje, respecto de los ~ 16000 sucesos de calibración estudiados, de sucesos vistos por estos triggers de segundo nivel. En el resto de las columnas se muestra qué DFs de primer nivel han aceptado estos sucesos vistos a segundo nivel por la TPC FW/BW, pero no a primer nivel, indicándose el porcentaje respecto al número de sucesos vistos por TPFW_MJ1 y TPBW_MJ1. La definición de las DFs de primer nivel se encuentra en la tabla 4.4

El trigger de la TPC en la zona del barril, CT_MJ1, requiere un tratamiento un tanto especial. En primer lugar por que es el núcleo de trigger en la zona del barril y, en segundo, porque es una señal que no tiene análogo a primer nivel. Al ser un trigger estrictamente de segundo nivel pudiera ser que, de forma sistemática, estuviese aceptando sucesos que han disparado una señal determinada de primer nivel. Eso significaría que se pierde redundancia y que si el detector asociado al trigger de primer nivel no funcionase correctamente en algún

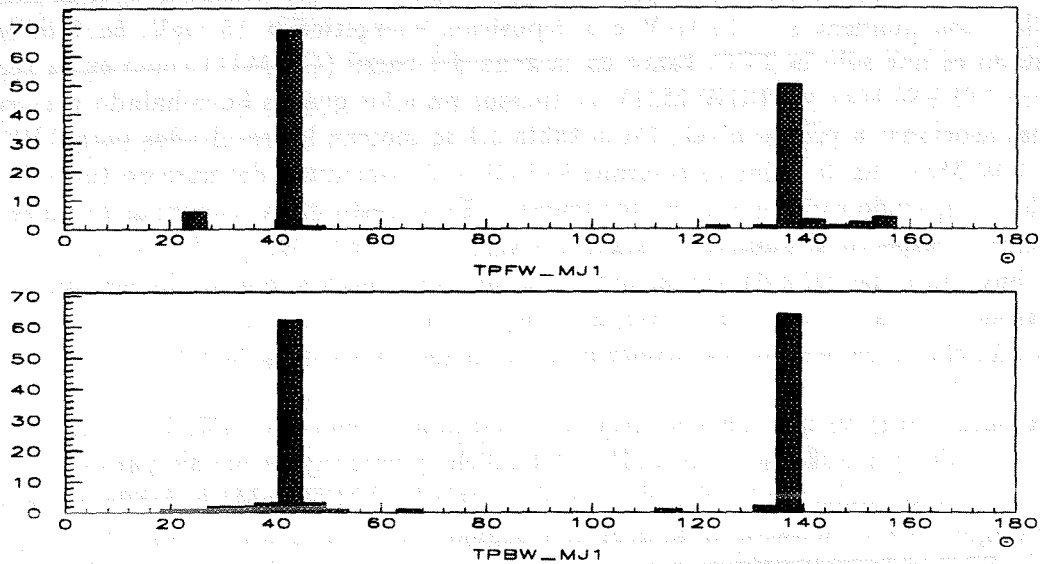


Figura 5.4: *Distribución angular de los sucesos que han disparado el trigger de la TPC FW/BW a segundo nivel y no lo han hecho a primer nivel. Se puede observar que, todos ellos, están concentrados en la región límite entre la zona del barril y la zona hacia delante, lo cual es muestra de que las aceptancias no son las mismas a primer y segundo nivel, pero no que haya correlaciones con las señales de primer nivel que los hayan visto.*

periodo, estaríamos perdiendo sucesos. Los triggers con los que mayor relación puede tener la TPC son ID, OD y MUF. Los dos primeros por ser los detectores de trazas del barril y, tanto ID como MUF por cubrir ambos, junto con la TPC, el hueco a $\theta \sim 40^\circ$. Para estudiar el alcance de este efecto veremos cuantos de los sucesos vistos por CT_MJ1 son aceptados, a primer nivel, única y exclusivamente por las DFs asociadas a estos detectores. El resultado es que un 0.25% de los sucesos vistos por CT_MJ1 han sido aceptados a primer nivel sólo por la DF asociada a las cámaras de muones, y un 0.03% sólo por las asociadas a ID y OD. Vemos, pues, que el efecto es despreciable y, la redundancia en la zona del barril, queda garantizada.

Elección de la muestra de sucesos.

Existe, añadido al anterior, un segundo problema relativo al cálculo de eficiencias. Se debe al hecho de que la configuración del *trigger* es lo suficientemente flexible como para permitir cambios constantemente. Así, hay que enfrentarse a distintas configuraciones en distintos periodos de toma de datos. Hay dos soluciones posibles. Una es calcular las eficiencias en los distintos periodos, de manera aislada, con lo cual se pierde estadística. La otra consiste en buscar una configuración base, que se mantenga fija en todos o la mayoría de los periodos, aunque sea preciso redefinir *off-line* algunas de las funciones de decisión. Es preciso, no obstante, asegurarse de que se obtienen configuraciones equivalentes o bien tales que la configuración base esté totalmente incluida en la original. Nosotros hemos optado por esta segunda opción porque nos proporciona una configuración de *trigger* fija, y acumula el máximo de estadística.

Elección de conjuntos independientes en las *majorities*.

En vista de lo dicho parece evidente que para calcular eficiencias hay que desarrollar un método que, de alguna forma, permita desglosar las *majorities* en entidades menores. Éstas deben ser independientes entre sí y nos deben permitir estimar las eficiencias de *trigger* en aquellos casos en los que no podamos encontrar, de forma directa, al menos dos grupos de señales. También debiera resultar útil para calcular eficiencias, a nivel individual, de los detectores asociados a las componentes de las *majorities*. Ahora, en este caso, hay una serie de limitaciones debido a que toda la información que tenemos de las señales es relativa a la *majority*² de la cual son componentes. Sólo seremos capaces de calcular sus eficiencias dentro de la *majority*, pero nunca las eficiencias globales. No obstante, si los valores son altos, las eficiencias globales y relativas son prácticamente iguales.

La idea es, pues, dividir la *majority* en dos *submajorities* independientes y complementarias, respecto de la *majority*. Supongamos que la *majority* en cuestión, a la que en adelante llamaremos \mathcal{MAJ} , tenga n componentes, $S = \{s_1, s_2, \dots, s_n\}$, siendo cada s_i una de ellas. La *majority* será el *OR* de todas las coincidencias posibles entre las componentes aunque, como vimos en el capítulo 4, pueden existir vetos (*masks*) para algunas de las coincidencias. Llamaremos m_{ij} , $1 \leq i, j \leq n$, a estas señales de veto. Así, resulta que podemos escribir

$$\mathcal{MAJ} = \bigcup_{i>j}^n m_{ij} \cdot s_i \cdot s_j$$

Las n componentes de \mathcal{MAJ} pueden agruparse en dos conjuntos complementarios: $\{A\}$, con n_A señales, y $\{\bar{A}\}$, con $n - n_A$,

$$\{A\} = \{A_1, \dots, A_{n_A}\} \quad (5.18)$$

$$\{\bar{A}\} = S - \{A\} = \{\bar{A}_1, \dots, \bar{A}_{n-n_A}\} \quad (5.19)$$

donde las A_i (\bar{A}_i) son cualesquiera n_A ($n - n_A$) de las n señales de S , escogidas con algún criterio específico, ω (ϖ), tal que

$$A_i = s_{\omega(i)} \quad 1 \leq i \leq n_A \quad 1 \leq \omega(i) \leq n$$

$$\bar{A}_j = s_{\varpi(j)} \quad 1 \leq j \leq n - n_A \quad 1 \leq \varpi(j) \leq n$$

Por supuesto, dicho criterio no tiene más razón de ser que la de hacer que las dos *submajorities* sean independientes. Por ejemplo, más adelante, cuando se vaya a calcular la eficiencia para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, escogeremos como criterio el que las señales de uno de los conjuntos sean las correspondientes a los detectores de trazas en la zona hacia delante y las del otro las correspondientes a los calorímetros y las cámaras de muones en la misma región.

Si imponemos a las componentes de $\{A\}$ y $\{\bar{A}\}$ los vetos (*mask*) que tenían en \mathcal{MAJ} , $\mu_{ij} = m_{\omega(i)\varpi(j)}$ para $\{A\}$ y $\bar{\mu}_{ij} = m_{\varpi(i)\omega(j)}$ para $\{\bar{A}\}$, podemos construir las *submajorities* asociadas a estos dos conjuntos:

$$\mathcal{M}_A = \bigcup_{i>j}^{n_A} A_i \cdot A_j \cdot \mu_{ij} \quad (5.20)$$

²El que la información de las señales sea relativa a la *majority* no es más que el hecho de que, en realidad, estamos considerando la coincidencia entre la señal y la *majority*, y no la señal por sí misma.

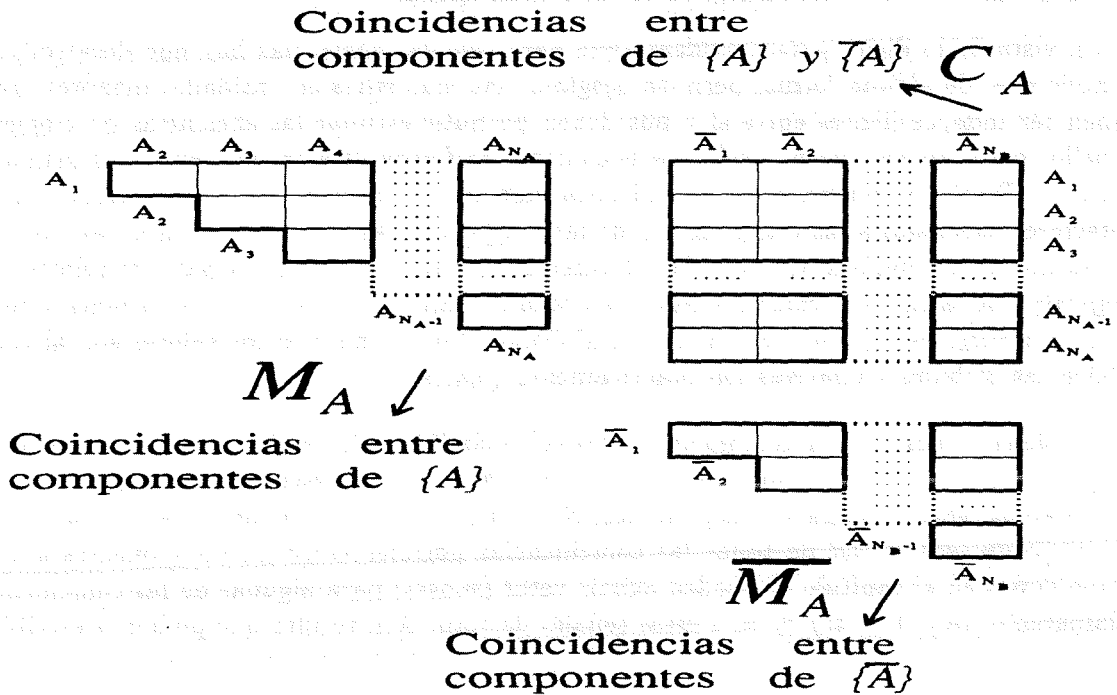


Figura 5.5: Podemos agrupar las componentes de la majority en dos conjuntos, $\{A\}$ y $\{\bar{A}\}$, de forma que el conjunto de todas las coincidencias posibles quede dividido en tres grupos diferentes, M_A , \bar{M}_A y C_A , de manera que los dos primeros sean independientes. De esta forma podemos acotar la eficiencia superior e inferiormente. Si consideramos sólo los dos primeros grupos tendremos una cota inferior, pues no estamos contando las coincidencias de C_A . Si consideramos por un lado $M_A \cup C_A$, y, por otro \bar{M}_A , tendremos la cota superior, pues al incluir C_A hemos perdido la condición de independencia y estamos sobrevalorando la eficiencia.

$$\bar{M}_A = \bigcup_{k>l}^{n-n_A} \bar{A}_k \cdot \bar{A}_l \cdot \bar{\mu}_{kl} \tag{5.21}$$

Con esta nueva configuración, el conjunto de sucesos de nuestra muestra vistos por MAJ incluye al conjunto de sucesos vistos por M_A o \bar{M}_A puesto que en este último no están incluidos los sucesos vistos por las coincidencias permitidas entre componentes de $\{A\}$ y $\{\bar{A}\}$ (ver figura 5.5). Así, la eficiencia de $M_A \cup \bar{M}_A$ es una cota inferior de la eficiencia, $\varepsilon(MAJ)$, de MAJ

$$\varepsilon(M_A^i \cup \bar{M}_A^i) \leq \varepsilon(MAJ) \tag{5.22}$$

Por otra parte, podemos también considerar, en lugar de la *submajority* M_A , el OR de todas las componentes de $\{A\}$, donde están ya incluidas todas las coincidencias $A_i \cdot A_j$

$$[A] = \bigcup_{i=1}^{n_A} A_i \tag{5.23}$$

Ahora, como toda la información que tenemos sobre las señales es relativa a la *majority*, la diferencia entre \mathcal{M}_A y $[A]$ no es más que la contribución de las coincidencias entre las señales de $\{A\}$ y $\{\bar{A}\}$. En consecuencia, $[A]$ y $\overline{\mathcal{M}}_A$, ya no son dos grupos independientes de señales, pues hemos introducido correlaciones. Y, como el efecto de estas correlaciones es que va a haber sucesos que se contarán dos veces,

$$\varepsilon([A] \cup \overline{\mathcal{M}}_A) \geq \varepsilon(\mathcal{M}_A \mathcal{J}) \quad (5.24)$$

Esto nos da una cota superior para $\varepsilon(\mathcal{M}_A \mathcal{J})$ que queda limitada en el intervalo

$$\varepsilon(\mathcal{M}_A \cup \overline{\mathcal{M}}_A) \leq \varepsilon(\mathcal{M}_A \mathcal{J}) \leq \varepsilon([A] \cup \overline{\mathcal{M}}_A) \quad (5.25)$$

En definitiva, con este método somos capaces de acotar superior e inferiormente la eficiencia de ambas *submajorities* y, por tanto, también de la *majority*. Además, la anchura de dicho intervalo nos puede dar una idea de los errores sistemáticos en su estimación. Siempre y cuando dichos errores sean lo suficientemente pequeños no será preciso realizar cálculos más complejos que estime el valor de las correlaciones existentes entre los términos cruzados y el resto.

5.3 Pares de electrones y pares de muones.

A continuación hacemos un análisis detallado del estudio de eficiencias en las zonas del barril y hacia delante, así como para la eficiencia global en θ del detector, para muestras de sucesos seleccionados como pares de electrones y pares de muones. La muestra se escoge a partir de los que en DELPHI se llaman *Calibration events* o *Selected Two Prong events* (STP). Los cortes que se imponen para seleccionar estos sucesos son [39]:

- ≤ 4 trazas cargadas de las cuales dos satisfacen:
 - $R_{\text{impacto}} < 2$ cm
 - $Z_{\text{impacto}} < 5$ cm
 - $P > 15$ GeV/c
 - son trazas *back-to-back* en 10°
- ≤ 4 trazas cargadas con dos *clusters* electromagnéticos con energía $E > 15$ GeV y son *back-to-back* en 10° .

donde R_{impacto} es el parámetro de impacto (distancia al vértice de interacción reconstruido), y Z_{impacto} es la distancia en Z a dicho vértice. Dentro de estos sucesos, para distinguir entre pares de electrones y pares de muones hacemos los siguientes cortes:

- **Electrones:**
 - n° de trazas cargadas = 2

- acolinearidad < 20
- energía depositada en los calorímetros electromagnéticos > 20 GeV
- Muones:
 - n° de trazas cargadas = 2
 - acolinearidad < 20
 - Al menos una de las trazas tiene un *hit* asociado en las cámaras de muones.

donde por *acolinearidad* entendemos la separación angular entre las direcciones de ambas trazas.

Es importante, también, definir con exactitud las regiones angulares a las que vamos a restringir el estudio de las eficiencias dado que, como comentábamos al comienzo del capítulo, escogemos una zona espacial en la que todas o la mayoría de las señales sean igualmente operativas. Nuestro análisis está dividido en dos regiones: la zona hacia delante y la zona del barril. Para definir el ángulo θ de un suceso de dos trazas *back-to-back*, como puede ser uno de pares de electrones o pares de muones, tomamos el convenio de escoger el de aquella traza con momento, P , mayor. Con esto, la zona hacia delante la definimos como aquella en la que

$$10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ \quad (5.26)$$

$$150^\circ \leq \theta \leq 170^\circ \quad (5.27)$$

y, la zona del barril,

$$45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ \quad (5.28)$$

5.3.1 La zona hacia delante ($10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$, $150^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$).

La zona hacia delante es la que más problemas crea a la hora de calcular la eficiencia. Esto es así por la existencia de la *Forward majority* que incluye señales asociadas a todos los detectores, ver la figura 4.5, presentes en la zona: FwCH, FEMC, HCAL y MUF.

En la región hacia delante nos encontramos con las siguientes señales incluidas todas ellas en alguna función de decisión de segundo nivel:

- *Forward majority*: contiene la mayor parte de las señales de *majority 1* de multiplicidad de TPC, FwCH, HCAL, FEMC y MUF. En la tabla 5.2 mostramos la configuración base, escogida para esta *majority*, en la cual se emplean los mnemónicos, introducidos en el capítulo 4, empleados en DELPHI para las señales, que en este caso corresponden

a:

TRFW_MJ1	TRF1
TRBW_MJ1	TRW1
EMFWLO1	EF1L
EMBWLO1	EW1L
MUFW_MJ1	MFM1
MUBW_MJ1	MWM1
TPCFW_MJ1	TPF1
TPCBW_MJ1	TPW1
HAMU_FW \cup HALO_FW \cup HAMU_BW \cup HALO_BW	HMF1

- TRFW_MJ1 * TRBW_MJ1
- Señales de *majority 2* de multiplicidad:
 - FEMC: EMFWLO2, EMBWLO2.
 - Cámaras de muones: MUFW2, MUBW2, MUBB.

5.3.1.1 Eficiencia de los detectores presentes en la región hacia delante.

Antes de pasar al cálculo de la eficiencia global de DELPHI en la región hacia adelante haremos un estudio de la eficiencia de las señales agrupándolas por detectores aunque, recordemos, el objetivo último es calcular la eficiencia del trigger que dispara la adquisición. Por eso el análisis de las eficiencias a nivel de detectores es menos riguroso y se hace a nivel más bien orientativo.

Para calcular estas eficiencias formaremos para cada detector dos conjuntos de señales independientes. Para el primer grupo tomamos de la *Forward majority* lo que en la sección anterior denominamos [A] (5.23), asociado a cada detector:

- Forward Chambers: TRFW_MJ1 \cup TRBW_MJ1
- FEMC: EMFWLO1 \cup EMBWLO1
- Muon chambers + HCAL: MUFW_MJ1 \cup MUBW_MJ1 \cup HAMU
- TPC: TPCFW_MJ1 \cup TPCBW_MJ1

Como estamos interesados en la eficiencia de los *detectores* y no sólo en su contribución a la *Forward majority*, a este [A] le añadimos, si existe, el grupo de señales de *majority 2* de multiplicidad correspondiente. Por ejemplo, en el caso del FEMC (ver tabla 5.2),

$$[A] = EMFWLO1 \cup EMBWLO1$$

y, al añadir las señales de *majority 2* de multiplicidad, lo que tenemos como primer grupo independiente para calcular eficiencias es,

$$(EMFWLO1 \cup EMBWLO1) \cup (EMFWLO2 \cup EMBWLO2)$$

	TRW1	EF1L	EW1L	MFM1	MWM1	HMFV	TPF1	TPW1
TRF1	•	•	•	•	•	•	•	•
TRW1		•	•	•	•	•	•	•
EF1L			•	•	•	•	•	•
EW1L				•	•	•	•	•
MFM1					•	mask	•	•
MWM1						mask	•	•
HMFV							mask	mask
TPF1								mask
TPW1								

Tabla 5.2: Esta es la configuración base escogida para la Forward Majority. Los nombres de las señales están puestos según los mnemónicos empleados en DELPHI. El símbolo "mask" indica las combinaciones no permitidas.

Como segundo grupo de señales, independiente del anterior, escogemos la *submajority* complementaria, \overline{M}_A (5.20), en OR con las *majorities* 2 de multiplicidad asociadas. Para el caso del FEMC tendríamos, (ver tabla 5.2),

$$\begin{aligned}
 TRFW_MJ1 & * (TRBW_MJ1 \cup MUFW_MJ1 \cup MUBW_MJ1 \cup \\
 & \quad HAMU \cup TPCFW_MJ1 \cup TPCBW_MJ1) \cup \\
 TRBW_MJ1 & * (MUFW_MJ1 \cup MUBW_MJ1 \cup HAMU \cup \\
 & \quad TPCFW_MJ1 \cup TPCBW_MJ1) \cup \\
 MUFW_MJ1 & * (MUBW_MJ1 \cup TPCFW_MJ1 \cup TPCBW_MJ1) \cup \\
 MUBW_MJ1 & * (TPCFW_MJ1 \cup TPCBW_MJ1) \cup \\
 (MUFW2 \cup MUBW2 \cup MUBB) & \} \text{Majority 2}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} TRFW_MJ1 \\ TRBW_MJ1 \\ MUFW_MJ1 \\ MUBW_MJ1 \end{aligned}} \right\} \text{Majority 1}$$

Teniendo en cuenta estas agrupaciones y empleando el método de cálculo descrito en 5.2 se obtienen los resultados para las eficiencias de los detectores en la región delantera³. Estos valores se muestran en la tabla 5.3. Se puede ver que las eficiencias son, en general, altas, especialmente para electrones. En la figura 5.6 se muestran las eficiencias, con sus errores, en función del ángulo θ .

Se observa que las eficiencias apenas si varían con el ángulo θ . En las cámaras hacia delante se aprecia un ligero descenso de la eficiencia para las trazas con mayor ángulo respecto de la dirección del haz y que, por tanto, inciden oblicuamente sobre ellas. Para la TPC resulta que la eficiencia para pares de muones es ligeramente inferior que para el caso de los electrones cuando, en principio, debiera ser igualmente eficiente. Esto es debido a que la TPC tiene una

³ Como ya hemos comentado con anterioridad estas eficiencias son, en realidad, relativas a la *Forward majority*.

puerta (*gate*) temporal que rechaza los cósmicos que caen fuera de tiempo. Estos sucesos, ignorados por la TPC, pueden ser vistos por alguna otra señal (FwCH, MUF, ...), lo que hace que la eficiencia de la TPC disminuya, ya que existe, en nuestra muestra de pares $\mu^+\mu^-$, una contaminación de cósmicos del orden de $\sim 2\%$.

Electrones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Fwd. Ch	TRF1 TRW1 FCh_A*B	0.979	0.004	0.005
FEMC	EF1L EW1L EF2L EW2L	1.0000	0.000	0.001
Muon + HCAL	MFM1 MWM1 HAMU HALO MUF2 MUW2 MPAR MUBB	0.006	0.003	0.002
TPC	TPF1 TPW1	0.9970	0.0012	0.002
Muones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Fwd. Ch	TRF1 TRW1 FCh_A*B	0.990	0.003	0.005
FEMC	EF1L EW1L EF2L EW2L	0.072	0.011	0.010
Muon + HCAL	MFM1 MWM1 HAMU HALO MUF2 MUW2 MPAR MUBB	1.0000	0.000	0.0016
TPC	TPF1 TPW1	0.969	0.006	0.008

Tabla 5.3: Eficiencias, a nivel de detectores, de los componentes de la forward majority para pares de electrones y pares de muones. Las eficiencias se han calculado según se describe en el texto. Los errores σ^+ y σ^- son los obtenidos a partir de (5.14).

Leptones en la zona hacia adelante

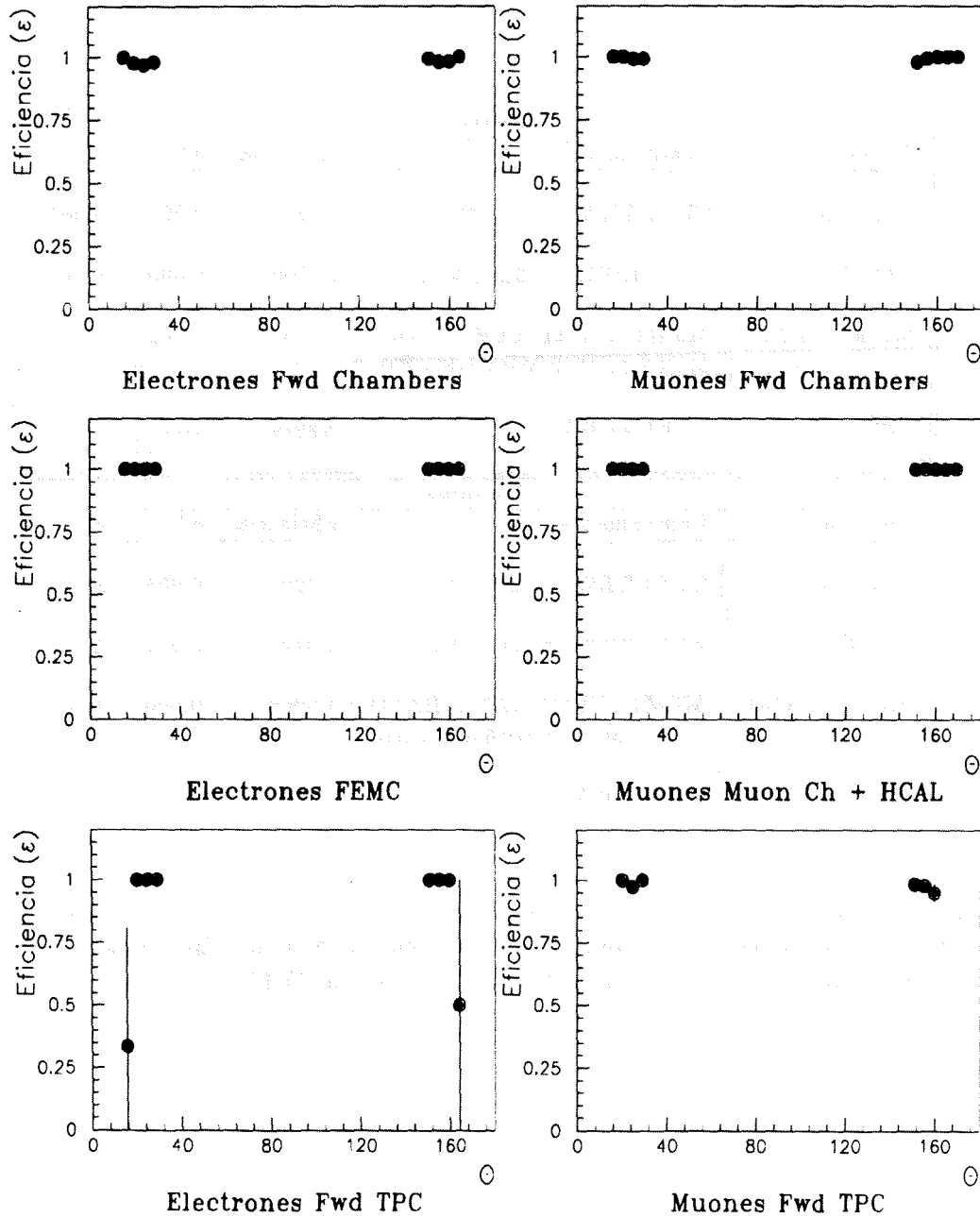


Figura 5.6: Eficiencias, en función del ángulo θ , de los detectores en la zona forward para pares e^+e^- , $\mu^+\mu^-$. Estas eficiencias y sus errores se han calculado con el método descrito en la sección 5.1.

5.3.1.2 Eficiencia global en la región hacia delante.

Si uno quiere calcular la eficiencia global de DELPHI en la región hacia delante tiene que redefinir otros dos grupos de señales que sean independientes aunque, a partir de los resultados anteriores, se puede tener una idea de lo que obtendremos puesto que la eficiencia global debe ser mayor que cualquiera de las calculadas antes. Ahora agruparemos las señales según el tipo de detector al que están asociadas:

- Detectores de trazas (TPC, FCh).
- Calorímetros y cámaras de muones (FEMC, HCAL, MuCh)

Para definir ambos conjuntos empleamos el mismo método que cuando estudiábamos las eficiencias de los detectores, pero añadiendo en el análisis la cota inferior, \mathcal{M}_A (5.20), puesto que ahora interesa dar un valor bien definido a la eficiencia y, de esta forma, somos capaces de acotar su valor dentro de un intervalo bien definido. La anchura de dicho intervalo será la que determine el error de nuestra estimación puesto que será siempre mayor que el error estadístico que definíamos en (5.17), dada la estadística de que disponemos en nuestra muestra. Las señales de trigger presentes en cada grupo van a ser:

- *Forward Track*: (TRFW_MJ1, TRBW_MJ1, TPCFW_MJ1, TPCBW_MJ1)
- *Forward Cal.* : (EMFWLO1, EMBWLO1, MUFW_MJ1, MUBW_MJ1, F12_I), EMFWLO2, EMBWLO2, MUFW2, MUBW2, MUPARAL, MUBB.

donde las señales encerradas entre paréntesis son las pertenecientes a la *Forward majority*.

En la tabla 5.4 y fig. 5.7 se recogen los resultados para las cotas de las eficiencias de estos dos grupos, que se obtienen según explicamos en la sección 5.2.

Entre las cotas superiores e inferiores de estos dos grupos se observan diferencias de hasta un 3%, especialmente para el grupo correspondiente a las cámaras de muones y calorímetro electromagnético. Esto es debido, esencialmente, a que, si miramos en la tabla 5.2, para el cálculo de las cotas inferiores sólo se consideran coincidencias *back-to-back* tanto para el FEMC como para las cámaras de muones. En consecuencia, los sucesos con la traza de mayor momento en el extremo más cercano a la zona del barril ($\theta \sim 30^\circ$ ó $\theta \sim 150^\circ$) y la otra en el barril, tienen muchas posibilidades de no ser vistos por estos detectores.

Combinando la eficiencia de estos dos grupos mediante (5.7) obtenemos las cotas de la eficiencia global de DELPHI en la zona delantera. Los resultados se recogen en la tabla 5.5 y en la figura 5.8 se representa su variación con el ángulo θ . La cota superior no varía con ángulo y la inferior presenta una pequeña variación aunque inferior al $\sim 1\%$. Vemos pues que, aunque los intervalos de confianza son algo anchos ($\sim 2\%$) para los grupos a partir de los cuales se calcula la eficiencia, la eficiencia final queda acotada con una precisión del orden del $\sim 1\%$, comparable a los errores estadísticos determinados en 5.3.1.1.

En resumen, para los pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$, en la zona hacia delante, se obtiene una eficiencia global de *trigger* de prácticamente un 100%, con un error menor que un $\sim 1\%$, como se puede apreciar en la tabla 5.5.

Para los detectores presentes se alcanzan también eficiencias muy próximas a la unidad, tal y como se muestra en la tabla 5.3.

		Componentes	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Forward Track.	TRF1 TRW1 TPF1 TPW2	Sup.	1.0000	0.0000	0.0010
			Inf.	0.979	0.004	0.005
	Forward Cal.	EF1L EW1L MFM1 MWM1 HAMU EF2L EW2L MUF2 MUW2 MPAR MUBB	Sup.	1.0000	0.0000	0.0010
			Inf.	0.967	0.005	0.006
Muones	Forward Track.	TRF1 TRW1 TPF1 TPW2	Sup.	1.0000	0.0000	0.0016
			Inf.	0.988	0.004	0.005
	Forward Cal.	EF1L EW1L MFM1 MWM1 HAMU EF2L EW2L MUF2 MUW2 MPAR MUBB	Sup.	1.0000	0.000	0.0016
			Inf.	0.978	0.005	0.007

Tabla 5.4: Cotas para las eficiencias de los detectores de trazas y calorímetros en la zona forward para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Las eficiencias se han calculado según se describe en 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los obtenidos a partir de (5.14).

	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Sup.	1.000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99935	0.00013	0.00023
Muones	Sup.	1.000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99976	0.00007	0.00018

Tabla 5.5: Cotas para la eficiencia global en la zona hacia delante para pares de electrones y pares de muones. Las eficiencias se han calculado según se describe en 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los obtenidos a partir de (5.14).

Cotas para la eficiencia en la zona hacia adelante

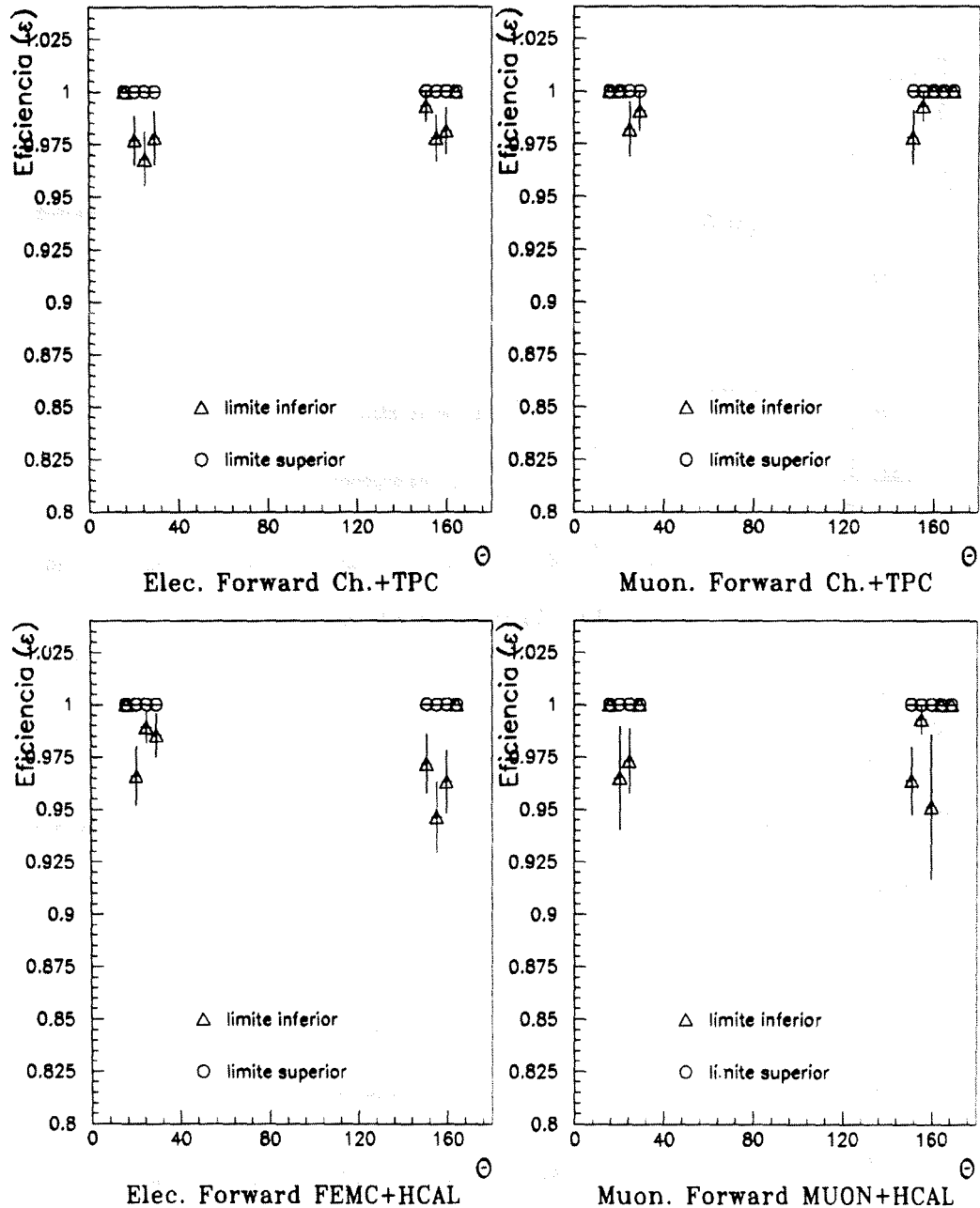


Figura 5.7: Dependencia con el ángulo θ de las cotas, superior e inferior, de la eficiencia de trigger de los grupos a partir de los cuales se determinará la eficiencia global en la zona hacia adelante. Estos dos grupos son el correspondiente a los detectores de trazas y el correspondiente a ambos calorímetros y las cámaras de muones. Las eficiencias se calculan para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Θ es el ángulo polar de la traza con mayor momento que, según nuestro criterio, es el que se le asigna al suceso.

Cotas para la eficiencia en la zona hacia adelante

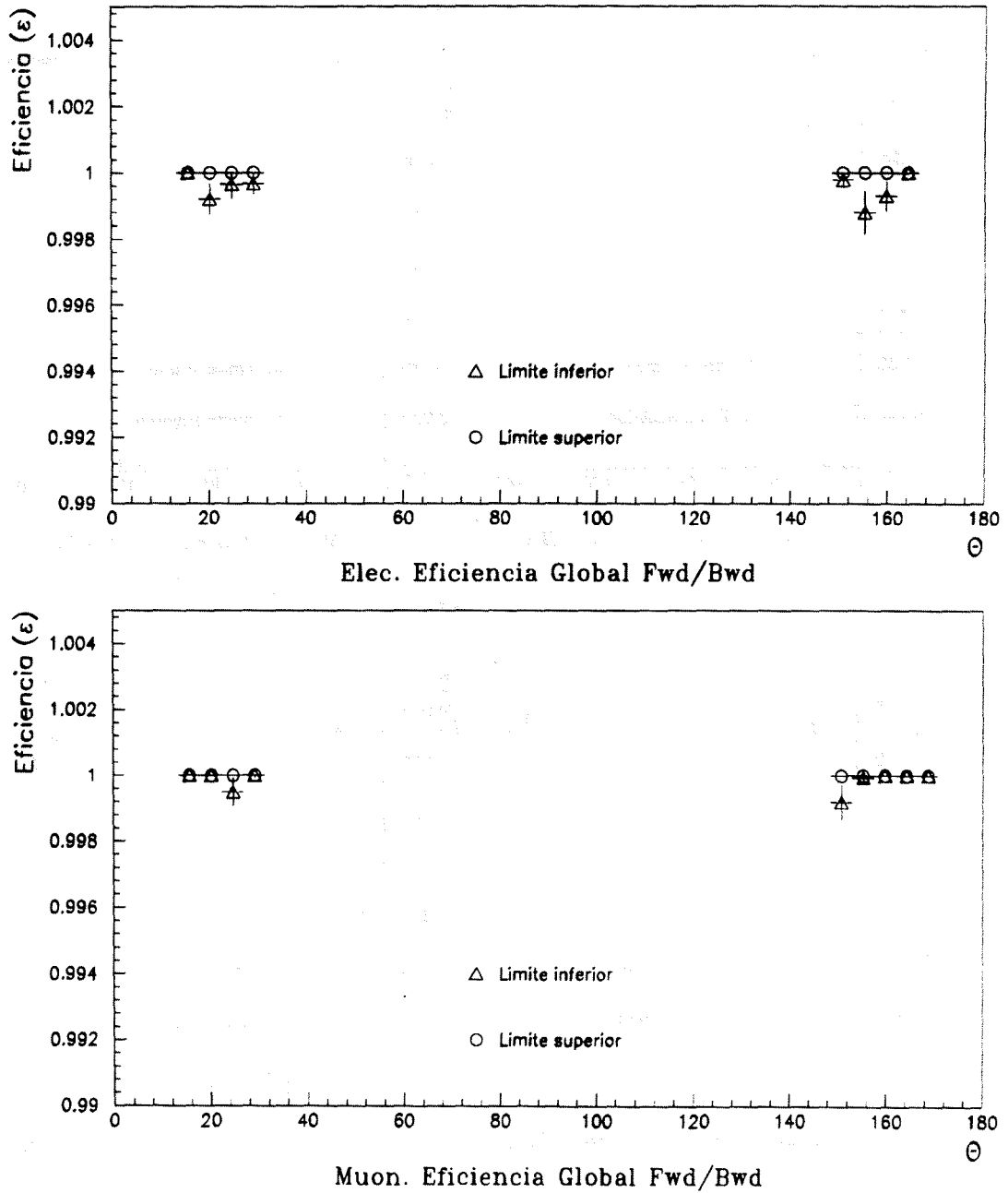


Figura 5.8: Cotas para la eficiencia en la zona hacia adelante, en función del ángulo polar, θ , para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$.

5.3.2 La zona del barril. ($45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$)

En la zona del barril tenemos disponibles las siguientes señales:

- *Barrel majority*: salvo las señales provenientes de la TPC, la mayoría de las señales de *majority 1* de multiplicidad están incluidas en esta *majority*:

<i>OD_MJ1</i>	<i>ODM1</i>
<i>ID_AND_OD</i>	<i>I * OD</i>
<i>ID_MJ1</i>	<i>IDM1</i>
<i>MUBLLC_MJ1</i>	<i>MBL1</i>
<i>HAMU_BL_MJ1</i> \cup <i>HALO_BL_MJ1</i>	<i>HMBL</i>
<i>TOF_MJ1</i>	<i>TOF1</i>
<i>HPC_MJ1</i>	<i>HPC1</i>

- Señales de *majority 1* de multiplicidad: Hay una serie de *triggers* de *majority 1* de multiplicidad que son capaces, por sí solos, de disparar el *trigger* de DELPHI en la zona del barril:

<i>CT_MJ1</i>	<i>CTM1</i>
<i>IDOD_MJ1</i>	<i>TR1B</i>
<i>IDOD.6_MJ1</i>	<i>IO61</i>

- Señales de *majority 2* de multiplicidad: *HPC_MJ2*, *TOF_MJ2*, *OD_MJ2.GEO*

A la derecha de las señales se indica también el mnemónico empleado en DELPHI para designarlas.

La zona del barril presenta menos dificultades a la hora de calcular la eficiencia debido a que sí que es posible encontrar dos grupos de señales independientes y emplear, por tanto, el método habitual, sin necesidad de desglosar la *Barrel majority*. El único problema a resolver es el de encontrar una configuración base para esta *majority* que sea lo más estable posible a lo largo de todas las diferentes configuraciones del *trigger*. En la tabla 5.6 esquematizamos dicha configuración, en la que, como se ve, queda excluida la TPC. Esto nos garantiza la existencia de un segundo *trigger*, independiente de la *Barrel majority*. En esta tabla se emplean los mnemónicos utilizados en DELPHI para designar a las señales.

5.3.2.1 Eficiencia de *trigger* de los detectores del barril.

Estudiaremos ahora la eficiencia de *trigger* de los detectores presentes en la zona del barril. Para ello emplearemos exactamente el mismo método explicado para el caso de la región delantera. Los distintos grupos cuya eficiencia estudiaremos son:

- Cámaras de muones y calorímetro hadrónico: *MUBLLC_MJ1* \cup *HAMU_BL_MJ1* \cup *HALO_BL_MJ1*

- Inner/Outer : $OD_MJ1 \cup ID_AND_OD \cup ID_MJ1 \cup IDOD_MJ1 \cup IDOD_6_MJ1 \cup OD_MJ2_GEO$
- TPC : CT_MJ1
- HPC : $HPC_MJ1 \cup HPC_MJ2$
- TOF : $TOF_MJ1 \cup TOF_MJ2$

El segundo conjunto de señales con respecto al cual, para cada uno de los grupos, calculamos la eficiencia, lo construimos a partir de la *submajority* complementaria asociada. Añadimos, también, todas aquellas señales del barril, complementarias, que estén en alguna otra función de decisión de segundo nivel y que enumerábamos al comienzo de la sección. Así, por ejemplo, para el grupo correspondiente a los detectores interno y externo (*Inner/Outer*), tendríamos que escoger la submajority formada por las señales de las Cámaras de muones, calorímetros hadrónico y electromagnético (*HPC*) y *TOF*, junto con las señales de *majority 2* asociadas y la *TPC*.

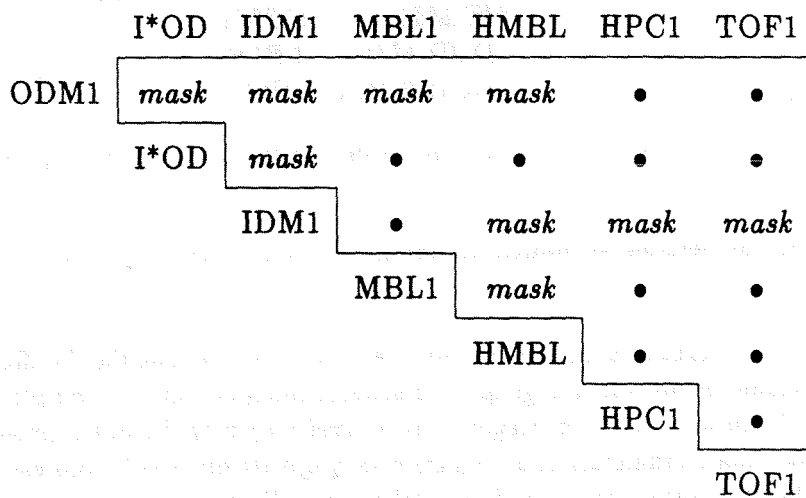


Tabla 5.6: Esta es la configuración base escogida para la Barrel majority. Los nombres de las señales están puestos según los mnemónicos empleados en DELPHI. El símbolo mask indica las combinaciones no permitidas.

Los resultados se recogen en la tabla 5.7 y en la fig. 5.9 se muestra la dependencia de las eficiencias con el ángulo polar, θ . Las eficiencias resultantes son bastante altas y, salvo en el caso del *TOF*, apenas si presentan variación con θ . Aunque, en principio, el *TOF* no debiera ser eficiente para electrones, pues estos debieran ser absorbidos por la *HPC*, resulta ser bastante eficiente. Esto es debido a que, aunque gran parte de la cascada electromagnética queda en el calorímetro electromagnético, parte de ella se escapa y llega hasta los centelleadores del *TOF*. De hecho, en la región de los agujeros de la *HPC* —especialmente en $\theta = 66^\circ, 114^\circ$ —, en el caso de electrones, es donde más eficiente resulta ser el *TOF*. Además se observa, también

como consecuencia de este efecto, que en los extremos de la zona del barril la eficiencia del TOF es menor. Esto es así porque la probabilidad de que la HPC absorba los electrones es mayor —atravesen más material al incidir oblicuamente— y, por tanto, se *escapan* menos. Esto se puede apreciar en la figura 5.9 donde la curva de la HPC está sobre la del TOF. En el caso de los muones el efecto parece ser el que en principio se esperaría para los electrones: el *TOF* poco eficiente en las zonas operativas del la HPC y bastante eficiente en los *huecos* del calorímetro, cuando lo que cabría imaginar es una eficiencia prácticamente constante con θ para el *TOF*.

Electrones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Inner/Outer	ODM1 IDM1 IDOD ODM2 TR1B IO61	0.9970	0.0012	0.002
Muon + HCAL	MBL1 HAMU HALO	0.0198	0.002	0.0019
HPC	HPM1 HPM2	0.973	0.003	0.003
TOF	TOF1 TOF2	0.870	0.004	0.005
TPC	CTM1	0.969	0.003	0.003
Muones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Inner/Outer	ODM1 IDM1 IDOD ODM2 TR1B IO61	0.9956	0.0009	0.0012
Muon + HCAL	MBL1 HAMU HALO	0.973	0.006	0.006
HPC	HPM1 HPM2	0.109	0.005	0.005
TOF	TOF1 TOF2	0.727	0.007	0.007
TPC	CTM1	0.964	0.003	0.003

Tabla 5.7: Eficiencias, a nivel de detectores, de los componentes del barril para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Las eficiencias se han calculado según se describe en 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los obtenidos a partir de (5.14).

5.3.2.2 Eficiencia Global en la zona del Barril.

A partir de los valores calculados para las eficiencias de los distintos detectores que componen la zona del barril —ver la tabla 5.7— ya podemos prever una eficiencia de *trigger*

Leptones en la zona del Barril

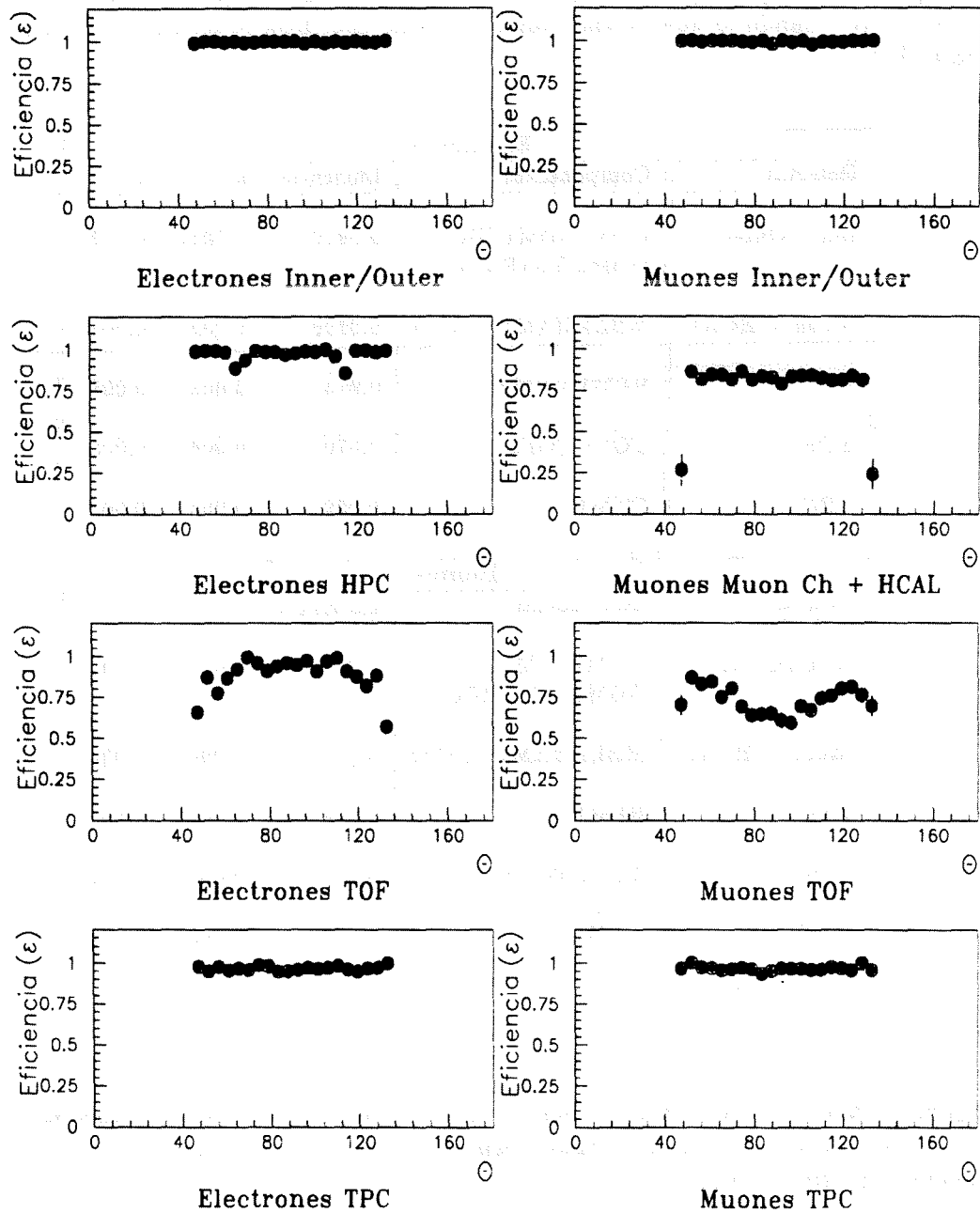


Figura 5.9: Eficiencias en función del ángulo θ para los detectores asociados a las señales de trigger en la zona del barril para pares de electrones y pares de muones.

próxima al 100%. Para calcular esta eficiencia agruparemos las señales en la zona del barril en dos conjuntos independientes:

- *Barrel Majority + majorities 1 y 2* de multiplicidad asociadas.
- *Contiguity Trigger* de la TPC

Como en esta ocasión no es necesario desglosar la *Barrel majority* para obtener conjuntos de señales sin correlación no es preciso calcular los límites superior e inferior de la eficiencia y daremos, para definir el intervalo de confianza, el error estadístico.

		Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Barrel Maj.	0.9993	0.0003	0.0005
	CT_MJ1	0.966	0.003	0.003
Muones	Barrel Maj.	0.9962	0.0009	0.0011
	CT_MJ1	0.964	0.003	0.003

Tabla 5.8: Eficiencias de la configuración base escogida para la Barrel majority y la señal de la TPC, CT_MJ1, empleadas para calcular la eficiencia global en la zona del barril, para pares de electrones y pares de muones. Las eficiencias se han calculado según se describe en 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los obtenidos a partir de (5.14).

		Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones		0.999976	0.000010	0.00002
Muones		0.99986	0.00003	0.00004

Tabla 5.9: Eficiencia global de DELPHI en la zona del barril para pares de electrones y pares de muones. Los errores, del orden del $\sim 10^{-5}\%$, son estadísticos.

En la tablas 5.8 y 5.9 se recogen los valores de las eficiencias para ambos grupos y para la eficiencia global, respectivamente, en la zona del barril para e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Vemos que las eficiencias son prácticamente del 100% para ambas topologías. En las figuras 5.10 y 5.11 se muestra la dependencia de estas eficiencias con el ángulo polar, θ . Apenas si se observa variación angular, salvo en los agujeros, $\theta = 90^\circ$ tanto en electrones como en muones.

5.3.3 Eficiencia global para pares de electrones y pares de muones.

Para calcular la eficiencia global de DELPHI para estos sucesos hay que buscar dos conjuntos de *triggers*, independientes, pero que además abarquen toda la cobertura angular del detector. El problema es, una vez más, asegurar la no existencia de correlaciones entre ambos

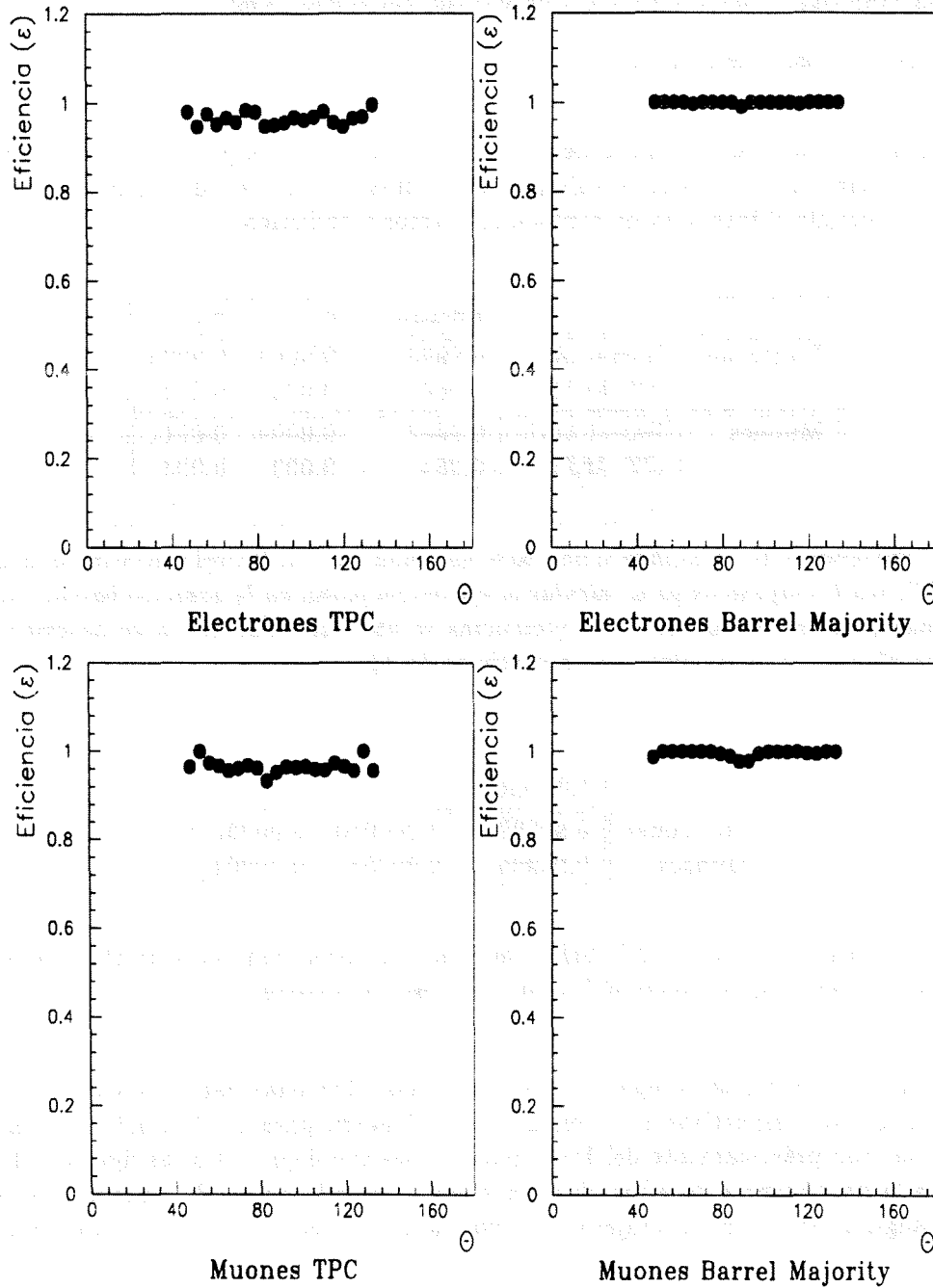
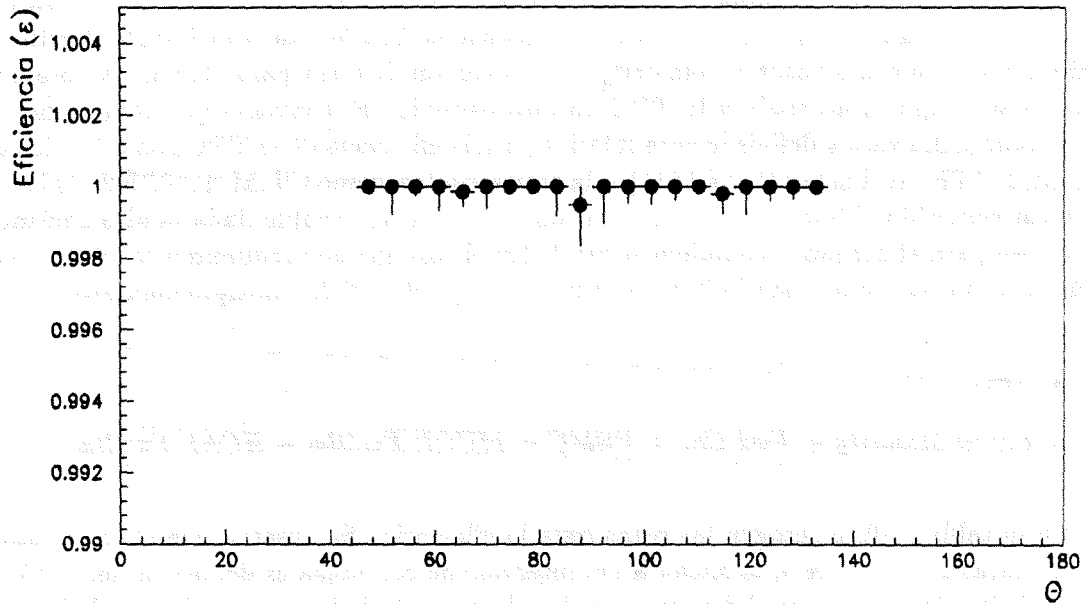
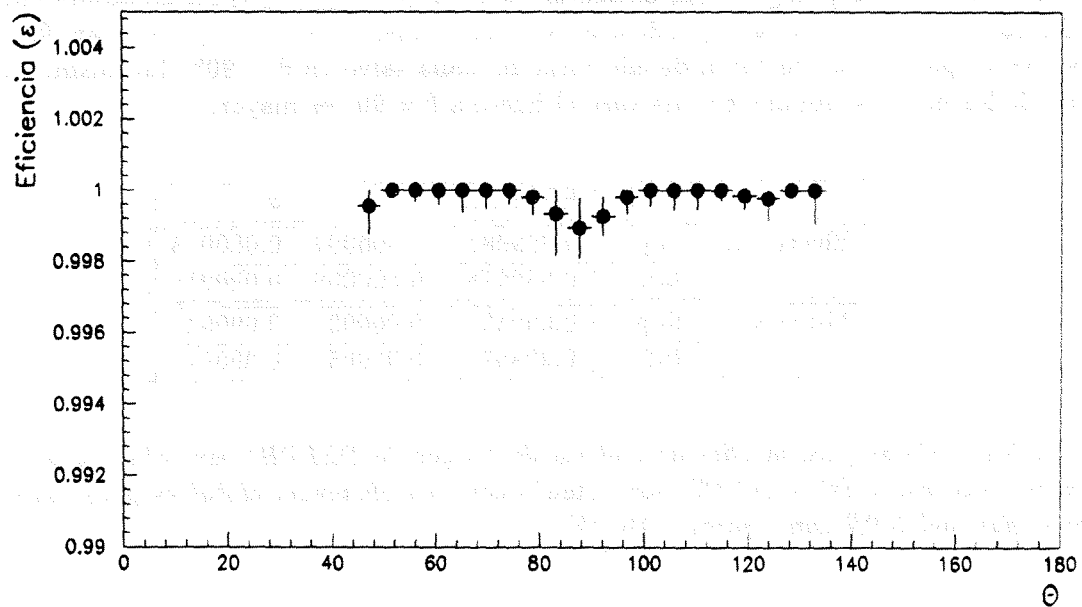


Figura 5.10: Eficiencias en función del ángulo polar θ para los dos grupos de señales a partir de los cuales vamos a calcular la eficiencia global en la zona del barril para pares de electrones y pares de muones.

Leptones: Eficiencia Global en la zona del Barril



Electrones Eficiencia Global en el barril



Muones Eficiencia Global en el barril

Figura 5.11: Eficiencia global en la zona del barril, en función del ángulo θ , para pares de electrones y pares de muones.

grupos. En este caso, y dado que exigimos aceptancias geométricas más o menos equivalentes, nos encontramos con que la TPC cubre, en θ , desde 20° hasta 160° , pudiendo, pues, inducir correlaciones entre las señales correspondientes a la zona del barril y hacia delante. Es necesario separar la TPC del resto de señales y considerarla, por sí sola, como uno de los dos conjuntos.

Existe un problema añadido y es que el trigger de la TPC en la zona delantera está incluido en la *Forward majority*; además, la coincidencia $TPFW_MJ1*TPBW_MJ1$ está vetada. Habrá, pues, que desglosar la *majority*, y escoger un criterio para definir la cota inferior, pues la *submajority* asociada a la TPC no está definida. El convenio que tomaremos será el de ignorar dicho veto y definir la cota inferior para la eficiencia de la TPC como la eficiencia de $CT_MJ1U(TPFW_MJ1*TPBW_MJ1)$ y, la cota superior, como $CT_MJ1UTPFW_MJ1UTPBW_MJ1$. El error cometido al hacer esta aproximación va a ser despreciable dada la alta eficiencia que se espera para el conjunto complementario⁴. En el otro grupo incluiremos la *Barrel majority* y la *Forward majority* —sin la TPC—, con sus *majorities 2* de multiplicidad asociadas.

- TPC
- Barrel Majority + Fwd Ch. + FEMC + MUON Fw/Bw + HCAL Fw/Bw

En la tabla 5.10 se recogen las cotas para la eficiencia. Se observa que el error estadístico de las cotas es $< 10^{-5}\%$ y, la anchura del intervalo de confianza es del orden del $\sim 10^{-5}\%$ del valor de la eficiencia, lo cual fija en ese orden de magnitud el error estadístico de la eficiencia global para ambas topologías. Las eficiencias son compatibles con 100% en ambos casos. En la figura 5.12 se muestra la dependencia de la cota inferior con el ángulo polar, θ . Para el caso de los pares e^+e^- la curva de eficiencia es plana salvo en $\theta = 90^\circ$. Lo mismo se puede decir de los muones, aunque en este caso el hueco a $\theta = 90^\circ$ es mayor.

	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Sup.	0.999984	0.000007	0.000013
	Inf.	0.999978	0.000008	0.000015
Muones	Sup.	0.99983	0.00003	0.00004
	Inf.	0.99957	0.00005	0.00007

Tabla 5.10: Cotas para la eficiencia global de trigger de DELPHI para e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Los errores, del orden del $\sim 10^{-5}\%$, son estadísticos. La eficiencia global es pues, para ambas topologías, del 100% con errores $< 10^{-5}\%$.

⁴No hay que olvidar que sólo la *Barrel majority* tiene ya una eficiencia del $\sim 99.9\%$ para electrones y $\sim 99.6\%$ para muones.

Leptones: Eficiencia Global

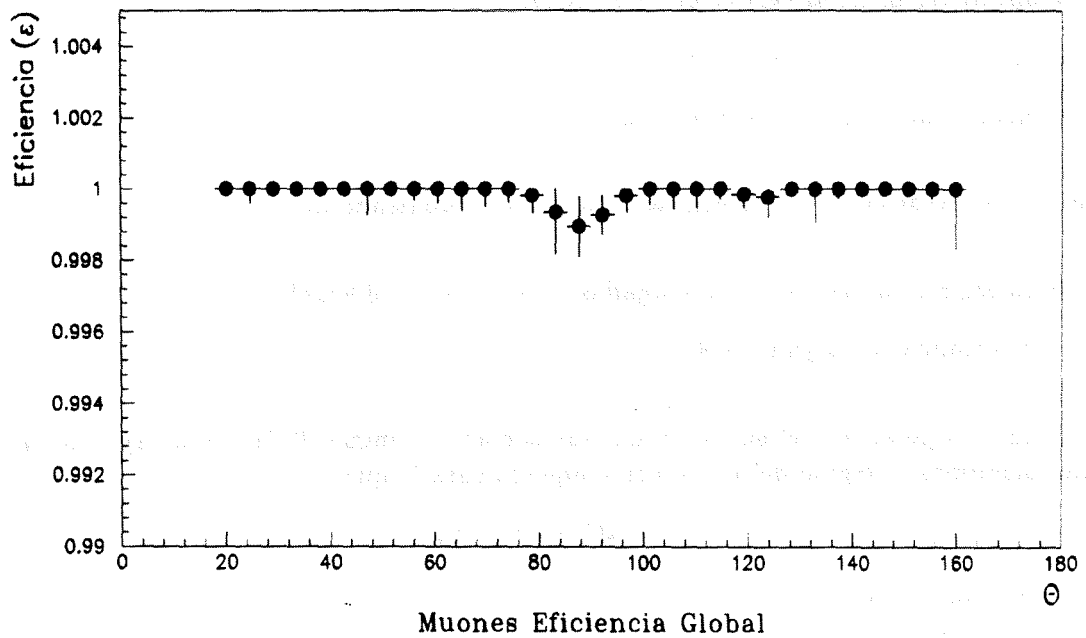
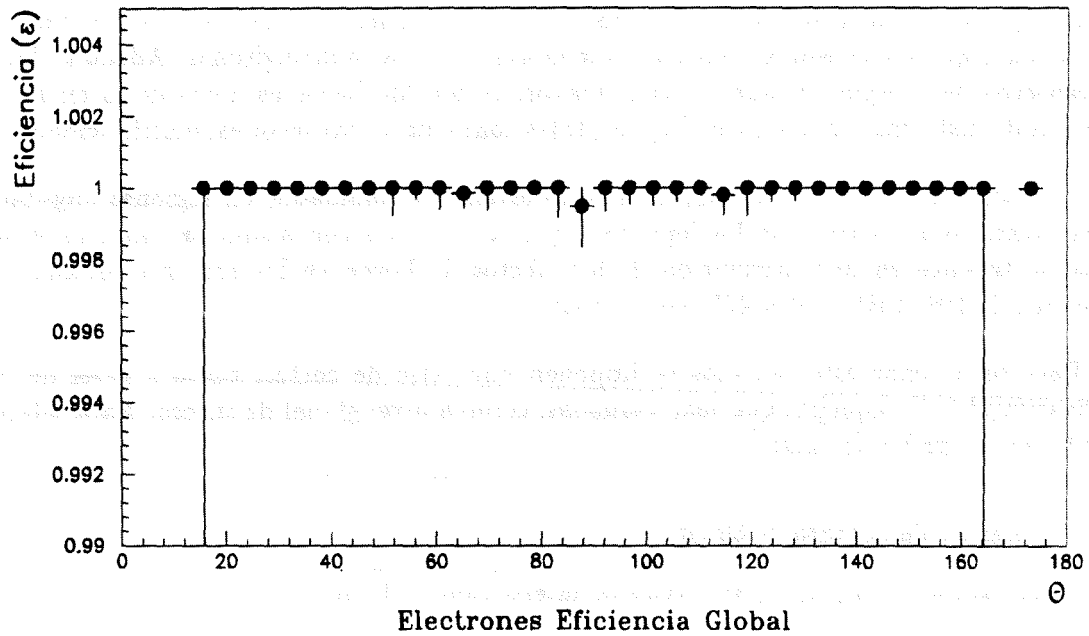


Figura 5.12: Dependencia con el ángulo polar, θ , de la cota inferior de la eficiencia global de trigger para e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. La diferencia entre la cota inferior y la superior es del orden del $\sim 10^{-5}\%$ (ver tabla 5.10).

5.4 Sucesos hadrónicos.

En esta sección estudiaremos las eficiencias de *trigger* para sucesos hadrónicos. Estos sucesos se caracterizan por su alta multiplicidad y, aunque las trazas por separado no son tan energéticas como en el caso de los pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ —cuya distribución de momentos está muy concentrada en torno a los $45 \text{ GeV}/c$ —, el hecho de tener un elevado número de trazas hace que no se esperen eficiencias menores para los multihadrones. Además, dado que el espectro de energías y momentos es mayor, es posible hacer estudios de la eficiencia en función de distintas variables topológicas, tales como masas invariantes, multiplicidad, etc. . .

Por otra parte, los sucesos hadrónicos no están tan confinados en regiones angulares específicas, como ocurre con los leptones —que son sucesos con acolinearidades muy bajas—. Esto se traduce en una atenuación de los efectos de borde en las regiones próximas a los agujeros de DELPHI — $\theta \sim 45^\circ, 90^\circ, \sim 135^\circ$ —.

Para seleccionar estos sucesos se imponen una serie de cortes, tanto a nivel de trazas, considerando sólo aquellas que sean cargadas, como a nivel global de suceso. Para seleccionar las trazas cargadas se exige:

- longitud de la traza $> 30 \text{ cm}$
- distancia radial, R_{imp} , al vértice de interacción $< 4 \text{ cm}$
- distancia, en Z , al vértice de interacción $< 10 \text{ cm}$
- momento entre $0.4 \text{ GeV}/c$ y $50 \text{ GeV}/c$
- error relativo del momento $< 100\%$

Los sucesos hadrónicos se seleccionan, entonces, imponiendo que

- Energía total de las trazas cargadas $> 0.12\sqrt{s} \sim 10.9 \text{ GeV}$
- Multiplicidad cargada > 4

El ángulo polar, θ , del suceso lo definimos como el ángulo θ del eje de *sphericity*⁵. Con esto, definimos la región del barril como aquella para la que

$$45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ \quad (5.29)$$

y la zona hacia delante

$$\begin{aligned} 10^\circ &\leq \theta \leq 30^\circ \\ 150^\circ &\leq \theta \leq 170^\circ \end{aligned} \quad (5.30)$$

⁵La forma de los sucesos hadrónicos suele caracterizarse mediante el tensor de *sphericity*, definido como $S_{ab} = \sum_{i=1}^N p_{i\alpha} p_{i\beta} / \sum_{i=1}^N p_i^2$ donde la suma se extiende a las N trazas del suceso. Los valores propios de este tensor, λ_1 , λ_2 y λ_3 , se ordenan de forma que $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. El eje de *sphericity* se define, entonces, como aquel definido por el vector propio asociado a λ_1

En el estudio de las eficiencias de *trigger* en sucesos hadrónicos seguiremos los mismos pasos que en la sección anterior. Analizaremos primero las eficiencias en las zonas del barril y hacia delante por separado y, finalmente, calcularemos la eficiencia global. Para cada una de las regiones dividiremos el análisis en dos partes: en la primera estudiaremos el comportamiento de las señales de *trigger* agrupándolas por detectores y, en la segunda, calcularemos la eficiencia global en dicha región. Los conjuntos de señales empleados para el cálculo de eficiencias en cada uno de los casos será exactamente el mismo que en el caso de los pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ estudiados en la sección 5.3.

5.4.1 La zona hacia delante.

Para el cálculo de eficiencias en esta región consideramos las siguientes señales:

- *Forward majority*, compuesta por

TRFW_MJ1	TRF1
TRBW_MJ1	TRW1
EMFWLO1	EF1L
EMBWLO1	EW1L
MUFW_MJ1	MFM1
MUBW_MJ1	MWM1
TPCFW_MJ1	TPF1
TPCBW_MJ1	TPW1
HAMU_FW \cup HALO_FW \cup HAMU_BW \cup HALO_BW	HAMU

- TRFW_MJ1 * TRBW_MJ1

- Señales de *majority 2* de multiplicidad:

- FEMC: EMFWLO2, EMBWLO2.
- Cámaras de muones: MUFW2, MUBW2, MUPARAL, MUBB.

5.4.1.1 Eficiencia de los detectores en la zona hacia delante.

Agruparemos ahora las señales, igual que en 5.3.1.1, en cuatro grupos, cada uno de ellos correspondiente a un detector o grupo de detectores específico:

- *Forward Chambers*
- FEMC
- *Muon Chambers* + HCAL
- TPC

Los resultados se recogen en la tabla 5.11. Se observa que las eficiencias más altas corresponden a los detectores de trazas. Esto se debe a que, con nuestro criterio de selección basado enteramente en el análisis de trazas cargadas, la muestra está un poco sesgada. De ahí que las eficiencias de trigger para los calorímetros hadrónico (HCAL) y electromagnético (FEMC) bajen, especialmente en los extremos de la región hacia delante. En la figura 5.13 se muestra la dependencia en $|\cos(\theta_{sph})|$ de la eficiencia. También se puede ver que la curva de eficiencia es más suave para los detectores de trazas que para los calorímetros. En las regiones angulares que quedan fuera de la aceptación de las distintas señales la eficiencia es distinta de cero. Esto es debido a que los sucesos hadrónicos son más isótopos.

Multihadrones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Fwd. Ch	TRF1 TRW1 FCh_A*B	0.9856	0.0015	0.0016
FEMC	EF1L EW1L EF2L EW2L	0.955	0.003	0.003
Muon + HCAL	MFM1 MWM1 HAMU HALO MUF2 MUW2 MPAR MUBB	0.667	0.006	0.006
TPC	TPF1 TPW1	1.000	0.000	0.0016

Tabla 5.11: Eficiencias, a nivel de detectores, de los componentes de la forward majority para sucesos hadrónicos. Las eficiencias se han calculado con el método descrito en la sección 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los determinados mediante (5.14).

5.4.1.2 Eficiencia global en la zona hacia delante.

También en el caso de los multihadrones, y debido a la presencia de la *Forward Majority*, que incluye señales de todos los detectores en la zona hacia delante, sólo seremos capaces de dar un intervalo que acote superior e inferiormente el valor de la eficiencia global en la región delantera. Las señales se agruparán en dos conjuntos:

- Detectores de trazas.
- Calorímetros y cámaras de muones.

en los que tendremos los mismos *triggers* que en 5.3.1.2.

Hadrones en la zona hacia adelante

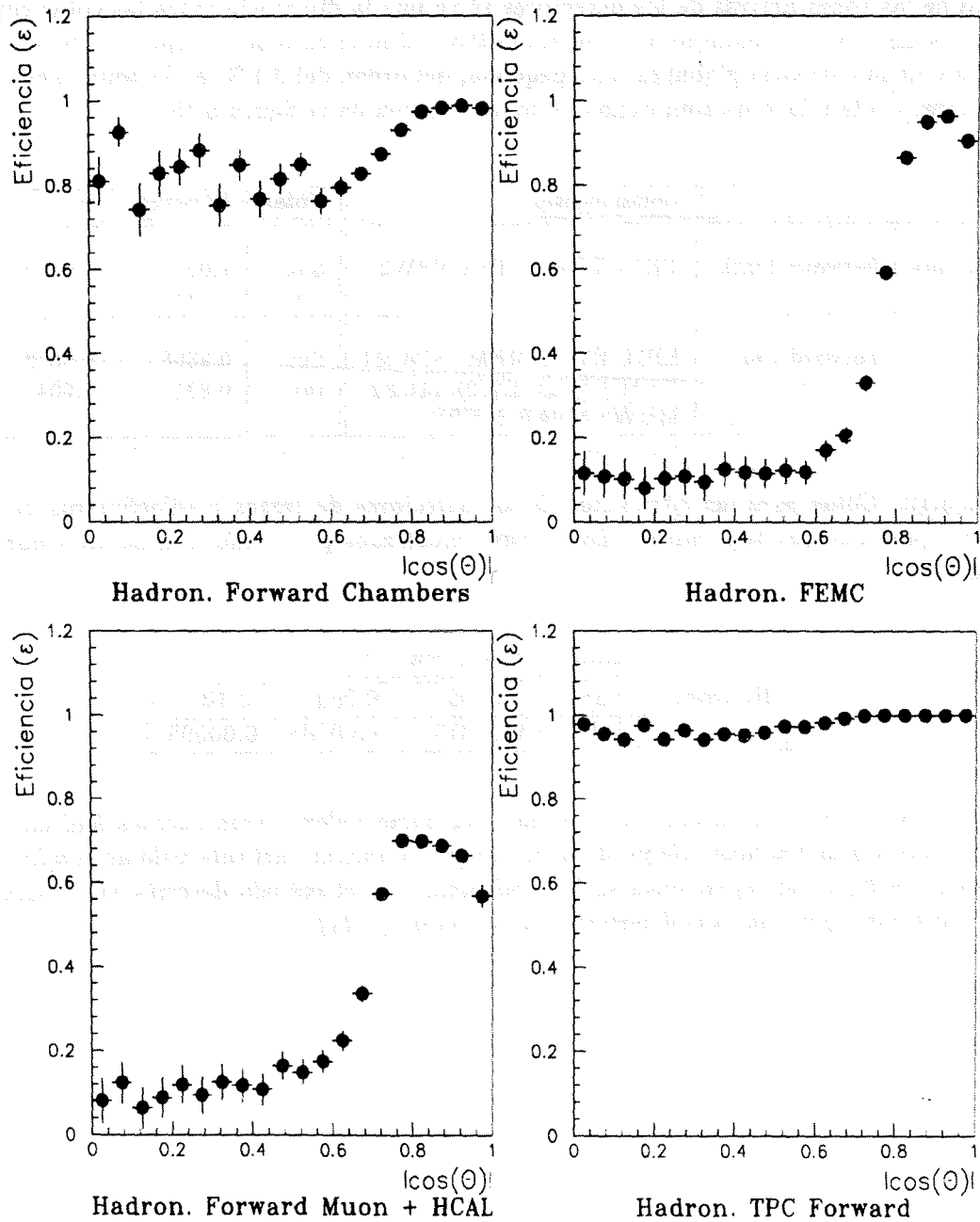


Figura 5.13: Eficiencias, en función del ángulo θ , de los detectores en la zona forward para los sucesos hadrónicos. Se aprecia que la eficiencia es no nula incluso en las regiones fuera de la aceptación del trigger. Esto es debido a la mayor isotropía de los sucesos hadrónicos.

En las tablas 5.12 y 5.13 se recogen los resultados para las cotas de la eficiencia y su dependencia con $|\cos(\theta_{sph})|$ en las figuras 5.14 y 5.15. En las figuras se muestra una ampliación de la variación con el ángulo de las cotas en la zona hacia delante, que corresponde a la zona sombreada. Se observa que el intervalo de confianza es mucho más ancho para los calorímetros que para los detectores de trazas. En las regiones en las que el eje de *sphericity* no cae dentro de las zonas activas de los detectores se ve que la diferencia entre las cotas superior e inferior aumenta. No obstante, y como apuntábamos en el caso de los leptones, la anchura del intervalo de la eficiencia global es muy pequeña, del orden del 0.1 %, en la zona hacia delante, que corresponde a la zona sombreada en la ampliación de la figura 5.15.

		Componentes	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Hadrones	Forward Track.	TRF1 TRW1 TPF1 TPW2	Sup.	1.0000	0.0000	0.00014
			Inf.	0.9843	0.0014	0.0015
	Forward Cal.	EF1L EW1L MFM1 MWM1 HAMU EF2L EW2L MUF2 MUW2 MPAR MUBB	Sup.	0.9868	0.0013	0.0014
			Inf.	0.881	0.004	0.004

Tabla 5.12: Cotas para las eficiencias de los detectores de trazas y calorímetros en la zona forward para sucesos hadrónicos. Los errores mostrados para cada una de las cotas son los estadísticos.

	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Hadrones	Sup.	1.0000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99813	0.00005	0.00005

Tabla 5.13: Cotas para la eficiencia en la zona hacia delante para sucesos hadrónicos. Los errores son los estadísticos. Se puede apreciar que la anchura del intervalo de confianza es del orden del $\sim 1/_{00}$. Las eficiencias se han calculado con el método descrito en la sección 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los determinados mediante (5.14).

Cotas para la eficiencia en la zona hacia adelante

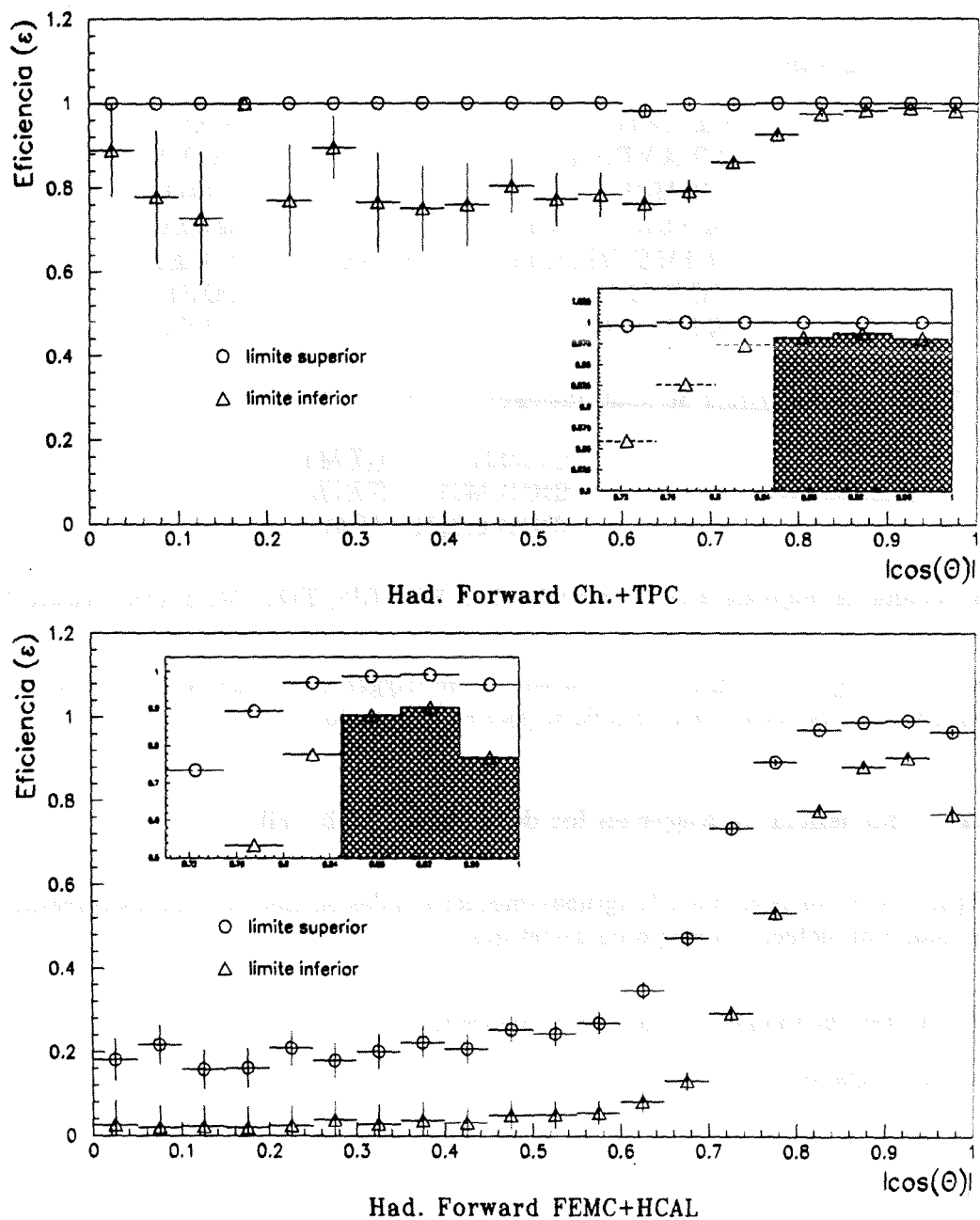


Figura 5.14: Dependencia angular de las cotas superior e inferior de la eficiencia en la zona hacia adelante para los detectores de trazas y los calorímetros, considerados éstos últimos junto con las cámaras de muones, para los sucesos hadrónicos. En la ventana del histograma tenemos una ampliación de lo que ocurre en la región hacia adelante, que corresponde a la zona sombreada.

5.4.2 La zona del barril.

Las señales de *trigger* que emplearemos para determinar la eficiencia en la zona del barril son

- *Barrel majority*:

<i>OD_MJ1</i>	<i>ODM1</i>
<i>ID_AND_OD</i>	<i>I * OD</i>
<i>ID_MJ1</i>	<i>IDM1</i>
<i>MUBLLC_MJ1</i>	<i>MBL1</i>
<i>HAMU_BL_MJ1</i> \cup <i>HALO_BL_MJ1</i>	<i>HMBL</i>
<i>TOF_MJ1</i>	<i>TOF1</i>
<i>HPC_MJ1</i>	<i>HPC1</i>

- Señales de *majority 1* de multiplicidad:

<i>CT_MJ1</i>	<i>CTM1</i>
<i>IDOD_MJ1</i>	<i>TR1B</i>
<i>IDOD.6_MJ1</i>	<i>IO61</i>

- Señales de *majority 2* de multiplicidad: *HPC_MJ2, TOF_MJ2, OD_MJ2_GEO*

En lo que sigue calcularemos las eficiencias de trigger a nivel de detectores en la zona del barril, así como la eficiencia global de *trigger* en esta región.

5.4.2.1 Eficiencia de *trigger* en los detectores del barril.

Igual que hicimos en 5.3.2.1, agruparemos las señales en cinco conjuntos correspondiendo, cada uno, a un detector o grupo de detectores:

- Cámaras de muones y calorímetro hadrónico.
- *Inner/Outer*
- TPC
- HPC
- TOF

Los valores de las eficiencias de *trigger* calculadas para estos grupos se muestran en la tabla 5.14. En la figura 5.16 mostramos la dependencia con $|\cos(\theta_{sph})|$. Las eficiencias están muy próximas a la unidad, especialmente para los detectores de trazas. Todos los detectores presentan, en su curva de eficiencia, un *plateau* en la zona correspondiente a sus aceptancias

geométricas. La combinación del calorímetro hadrónico y las cámaras de muones es la que presenta más variaciones en dicho *plateau*. El resto son más constantes. También se muestra, en la figura 5.16, la dependencia angular de la eficiencia de la configuración escogida la *Barrel majority*. su eficiencia es prácticamente del 100% en toda la región angular debido a la contribución de la combinación *Inner/Outer*.

Multihadrones				
Detector	Componentes	Eficiencia	σ^+	σ^-
Inner/Outer	ODM1 IDM1 IDOD ODM2 TR1B IO61	1.000	0.000	0.0003
Muon + HCAL	MBL1 HAMU HALO	0.822	0.002	0.002
HPC	HPM1 HPM2	0.9730	0.0009	0.0009
TOF	TOF1 TOF2	0.9585	0.0009	0.0009
TPC	CTM1	0.99994	0.00003	0.00006

Tabla 5.14: Eficiencias, a nivel de detectores, de los componentes del barril para sucesos hadrónicos. Las eficiencias se han calculado con el método descrito en la sección 5.1. Los errores σ^+ y σ^- son los determinados mediante (5.14).

Cotas para la eficiencia en la zona hacia adelante

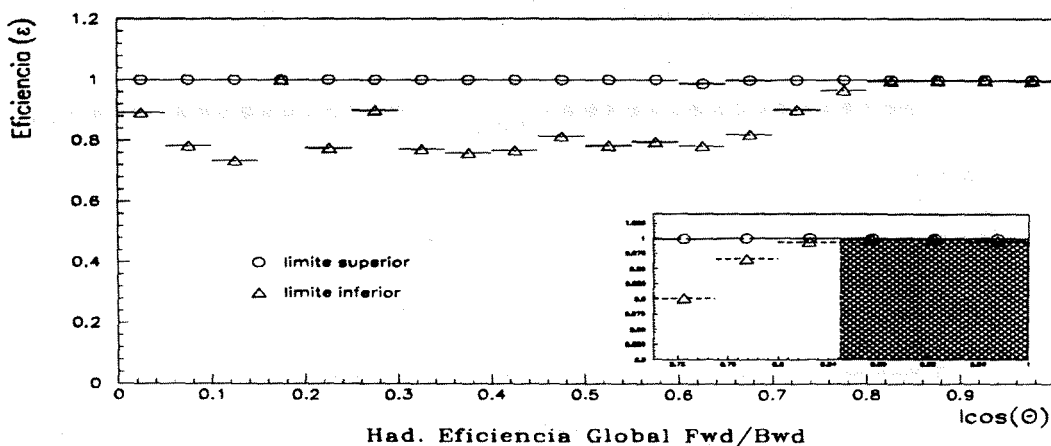


Figura 5.15: Dependencia angular de las cotas superior e inferior de la eficiencia global en la zona hacia adelante para los sucesos hadrónicos. En la ventana del histograma tenemos una ampliación de lo que ocurre en la región hacia adelante, que corresponde a la zona sombreada.

Hadrones en la zona del Barril

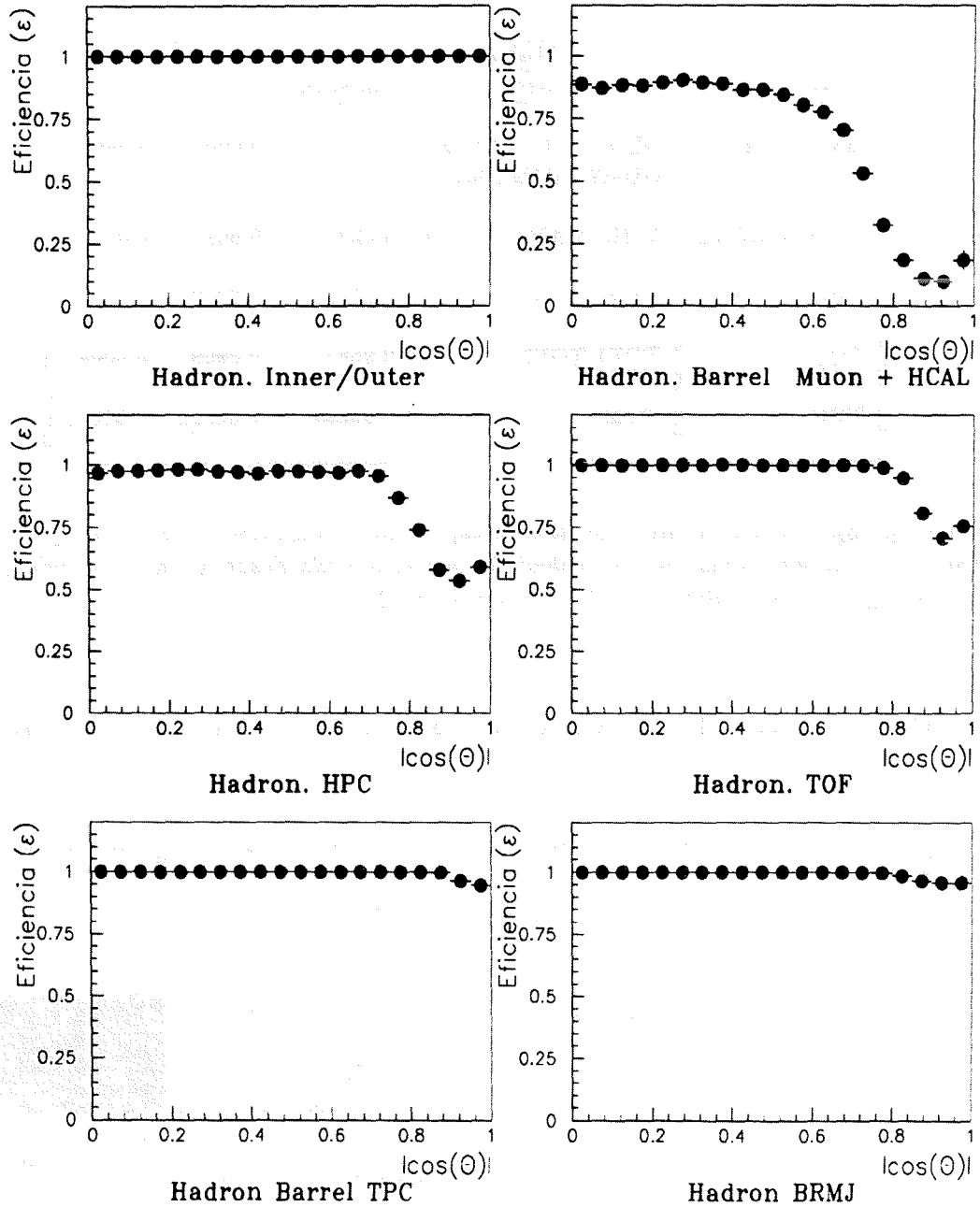


Figura 5.16: Eficiencias, en función del ángulo θ , de los detectores en la zona del barril para los sucesos hadrónicos.

5.4.2.2 Eficiencia global en la zona del barril.

La eficiencia global de *trigger* en la zona del barril la determinaremos a partir de dos grupos de señales independientes

- *Barrel Majority* + *majorities 1 y 2* de multiplicidad asociadas.
- *Contiguity Trigger* de la *TPC*

En la tabla 5.15 se indican los valores de las eficiencias de los dos grupos de señales escogidos para determinar la eficiencia global. El valor de dicha eficiencia, así como su comportamiento respecto a $|\cos(\theta_{sph})|$ se muestran en la tabla 5.16 y 5.17, respectivamente. Se puede ver que la eficiencia es del 100% y en la zona del barril y es constante en el *plateau* correspondiente a esta región (fig 5.17).

		Eficiencia	σ_+	σ_-
Hadrones	Barrel Maj.	0.99997	0.00002	0.00005
	CT_MJ1	0.99993	0.00003	0.00007

Tabla 5.15: Eficiencias de la configuración base escogida para la Barrel majority y la señal de la TPC, CT_MJ1, empleadas para calcular la eficiencia global en la zona del barril, para sucesos hadrónicos.

	Eficiencia	σ_+	σ_-
Hadrones	1.000	0.000	$< 10^{-5}$

Tabla 5.16: Eficiencia global de DELPHI en la zona del barril para pares de electrones, pares de muones y sucesos hadrónicos.

5.4.2.3 Eficiencia global de *trigger* para los sucesos hadrónicos.

Siguiendo los mismos razonamientos que en 5.3.3 agruparemos los *triggers* en dos grupos, independientes,

- TPC
- *Barrel Majority* + *Fwd Ch.* + FEMC + MUON *Fw/Bw* + HCAL *Fw/Bw*

Como en el caso de e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ hay extraer de la *Forward majority* los *triggers* de la TPC. Por esta causa sólo podremos acotar el valor de la eficiencia. Para ello haremos las mismas aproximaciones que en 5.3.3.

El valor de las cotas de la eficiencia y la dependencia angular de la cota inferior de ésta se muestran en la tabla 5.17 y en la figura 5.18, respectivamente. La eficiencia resulta ser del 100% y, la cota inferior, no muestra variación alguna con el ángulo θ . La diferencia entre ambas cotas es $\ll 10^{-5}\%$, aunque los errores son estadísticos.

	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Hadrones	Sup.	1.0000	0.000	$\ll 10^{-5}$
	Inf.	0.99999999	0.0000001	0.0000002

Tabla 5.17: Cotas superior e inferior de la eficiencia global de trigger para sucesos hadrónicos. Se puede observar que la eficiencia es del 100% y, la diferencia entre ambas cotas del orden de $\sim 10^{-7}\%$. Los errores son estadísticos y están calculados según se explica en 5.1

Hadrones: Eficiencia Global en la zona del Barril

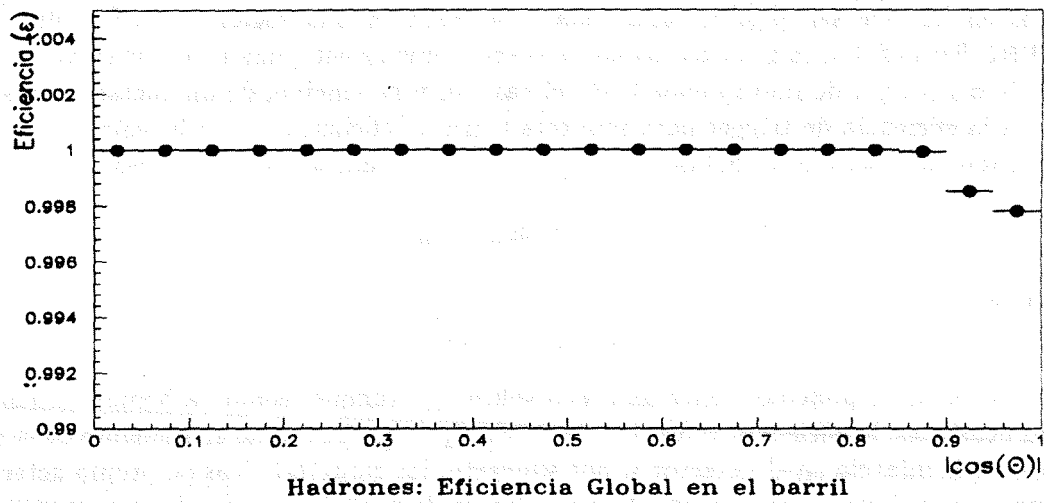


Figura 5.17: Dependencia angular de la eficiencia global de trigger en la zona del barril para los sucesos hadrónicos.

Hadrones: Eficiencia Global

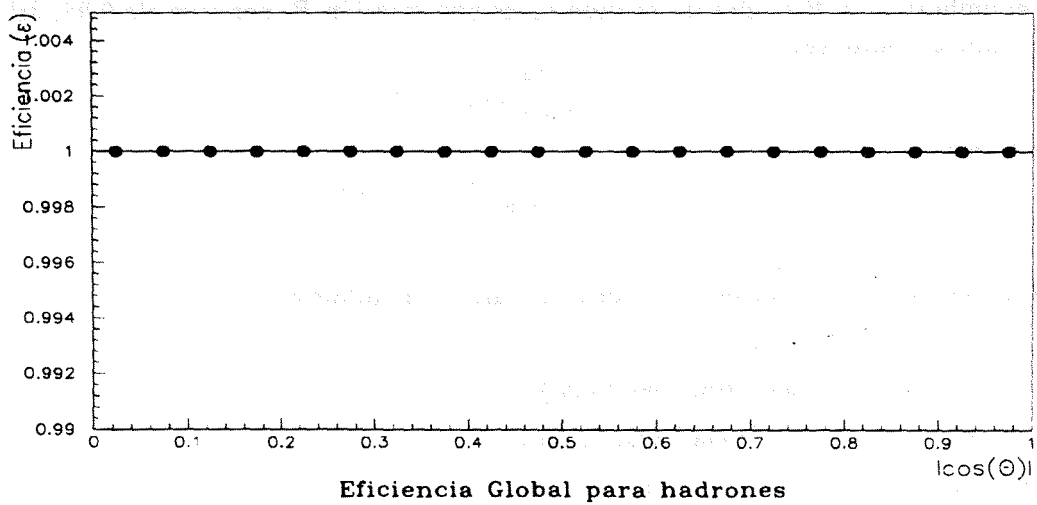


Figura 5.18: Dependencia angular de la cota inferior de la eficiencia global de trigger para los sucesos hadrónicos.

5.5 Eficiencia de *trigger* para sucesos con una sola traza aislada.

En esta sección estudiaremos la respuesta del detector, a nivel de *trigger*, para trazas aisladas (*single tracks*). Con este fin determinaremos la eficiencia de *trigger* para aquellos sucesos en los que sea posible aislar una sola traza en una región específica del detector DELPHI. Esta eficiencia para trazas aisladas está, obviamente, ligada a la eficiencia para una señal de *majority 1* de multiplicidad. En el caso, el más sencillo, de un suceso de dos trazas, si ε_{st} es la eficiencia de trigger para una sola traza, la eficiencia, ε , de la señal de *majority 1* de multiplicidad será la probabilidad de que vea cualquiera de las dos trazas

$$\varepsilon = 2\varepsilon_{st} - \varepsilon_{st}^2$$

y, por tanto,

$$\varepsilon_{st} = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon}$$

Así, conociendo ε podemos tener una idea sobre ε_{st} , aunque, como ya hemos comentado en varias ocasiones, la eficiencia es función de muchos parámetros como el momento de la traza, el ángulo de incidencia en el detector y, por supuesto, las características de propio detector. En nuestro caso es importante estudiar la dependencia de la eficiencia con el momento transversal, p_t , de la partícula incidente puesto que todos los detectores de trazas tienen valores umbrales para dicho momento. Así, uno esperará una dependencia de ε_{st} con p_t del tipo

$$\varepsilon_{st}(p_t) = \frac{\varepsilon_0}{1 + \alpha e^{-\beta p_t}} \quad (5.31)$$

de manera que sea prácticamente nula para momentos por debajo del umbral y tienda a un valor, ε_0 , constante (*plateau*), para valores altos de p_t . Los distintos parámetros, ε_0 , α y β , se obtienen ajustando las curvas de eficiencia como función del momento transversal a (5.31). Conocidos los parámetros, se puede estimar el valor umbral *efectivo*. En efecto, si suponemos que el umbral, $p_t = R$ se alcanza cuando ε_{st} es una fracción P , por ejemplo 0.95, del valor en el *plateau*, ε_0 , entonces

$$\frac{\varepsilon_0}{1 + \alpha e^{-\beta R}} = P\varepsilon_0$$

y, por tanto,

$$R = -\frac{1}{\beta} \log \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{P} - 1 \right) \right] \quad (5.32)$$

En nuestro análisis consideraremos tres regiones angulares:

- I. $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ (zona del barril)
- II. $10^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ (zona hacia delante)
- III. $148^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ (zona hacia detrás)

Para seleccionar este tipo de sucesos, con una sola traza cargada en una de las tres zonas, imponemos las siguientes condiciones:

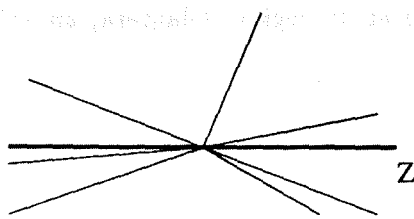
(i) Una única traza en el intervalo:

- $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ para la región I.
- $\theta \leq 50^\circ$ para la región II.
- $\theta \geq 130^\circ$ para la región III.

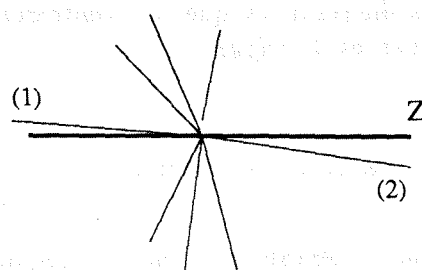
Con esto garantizamos que las señales de *trigger* de cualquiera de las tres regiones angulares las produzca nuestra traza. En el momento de calcular las eficiencias se imponen los cortes angulares (I), (II) y (III) para ajustarnos a las aceptancias de todos los detectores presentes en cada una de las zonas.

(ii) La traza seleccionada debe satisfacer los siguientes requisitos:

- longitud de la traza > 30 cm
- distancia radial, R_{imp} , al vértice de interacción < 5 cm
- distancia en Z al vértice de interacción < 10 cm
- la traza debe ser cargada
- momento de la traza > 0.5 GeV/c
- error relativo del momento $< 100\%$



(a) Traza aislada en el barril



(b) Trazas aisladas en la zona hacia delante (2) y hacia atrás (1).

Figura 5.19: Esquema del tipo de sucesos, con una traza aislada, que se estudian en esta sección. El análisis se dividirá en la región del barril y en la zona delantera.

En la figura 5.20 se muestran las distribuciones de energía (E_{traza}) y momento transverso ($(P_{trk})_T$) para las trazas así como la multiplicidad cargada de estos sucesos en cada una de las tres regiones. En la zona del barril, (I), es donde uno espera encontrar menos trazas aisladas

Al eliminar la contribución de la HPC en el segundo grupo nos aseguramos de que la eficiencia calculada corresponderá, únicamente, a los detectores de trazas. Esta será la eficiencia que llamaremos de *single track*.

En las figuras 5.21 y 5.22 se muestra la dependencia de la eficiencia con el momento transverso de la traza y con $\cos(\theta)$. Se pueden ajustar las curvas de eficiencia de la figura 5.21 a una función con una dependencia en p_t como en (5.31) para, de esta forma, determinar el valor de la eficiencia en el *plateau*, ϵ_0 , y el valor del umbral de p_t . Los resultados se muestran en la tabla 5.18. La eficiencia apenas si varía con el ángulo θ , y la curva de eficiencia es uniforme salvo en el hueco a 90° .

El estudio de la eficiencia para los *single showers* lo haremos a partir de una muestra más depurada de los *single electrons*. Para seleccionarlos, a partir de los sucesos de una traza aislada en la zona del barril, impondremos un corte adicional en el cociente entre la energía depositada en el calorímetro electromagnético y el momento de la traza, E_{traza}/P_{traza} . En la figura 5.23 se muestra la distribución de dicho cociente para los sucesos seleccionados con los cortes (i), (ii) y (iii). El pico se puede ajustar a una gaussiana

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d(E_{traza}/P_{traza})} = K \exp \frac{(E_{traza}/P_{traza} - \mu)^2}{2\sigma^2}$$

$$K = 86.97 \quad \mu = 0.83 \quad \sigma = 0.26$$

y, por tanto, como lo que queremos es obtener una muestra suficientemente pura de *single electrons* podemos exigir

$$0.57c \leq E_{traza}/P_{traza} \leq 1.08c$$

Con esta muestra de sucesos calculamos la eficiencia de *trigger* a partir de los conjuntos de señales

- *Contiguity trigger* (CT_MJ1)
- *Barrel majority* + IDOD_MJ1 + IDOD_6_MJ1

Obtendremos lo que denominaremos eficiencia de *single shower* puesto que ahora sí tendremos en cuenta la contribución del calorímetro electromagnético.

Los resultados se muestran en la tabla 5.18 donde también se recogen los parámetros que se obtienen al ajustar las curvas de eficiencia en función del momento transverso a (5.31). En la figura 5.24 se muestra esta dependencia con p_t y en la figura 5.25 la dependencia angular.

5.5.1.2 La zona hacia delante.

En esta región los sucesos son predominantemente hadrónicos ($\sim 50\%$). Estas trazas aisladas se caracterizarán, pues, por su bajo momento y deposiciones energéticas en los calorímetros prácticamente nulas. Hay también un porcentaje relativamente alto de sucesos leptónicos *back-to-back* ($\sim 20\%$) y las trazas aisladas tendrán en su mayoría momentos en

torno a los $45 \text{ GeV}/c$, y momentos transversos en torno a los $20 \text{ GeV}/c$, ver fig. 5.20. Nos centraremos en las trazas correspondientes a los sucesos $q\bar{q}$, con los momentos más bajos y, por tanto, limitaremos nuestro análisis a los detectores de trazas, TPC y *Forward Chambers*. De la misma forma que en el apartado anterior, estudiaremos la dependencia de la eficiencia con el momento transverso de la traza y con el ángulo θ .

Estudiaremos las eficiencias en las regiones (II) y (III). Consideraremos sólo dos señales, independientes, para calcular la eficiencia:

- Zona hacia delante ($10^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$).
 - *Forward Chambers*: TRFW_MJ1
 - TPC: TPCFW_MJ1
- Zona hacia detrás ($148^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$)
 - *Forward Chambers*: TRBW_MJ1
 - TPC: TPCBW_MJ1

En la tabla 5.18 se recogen los valores obtenidos para la eficiencia en el *plateau* y el valor efectivo del umbral para el momento transverso. Estos valores se han determinado ajustando las curvas de la eficiencia (figuras 5.26 y 5.28) en función del momento transverso a la fórmula 5.31. Los resultados son tanto para la zona hacia delante como para la zona hacia detrás. Se ve que los umbrales son del orden de $1 \text{ GeV}/c$ en las dos regiones. Así mismo, se aprecian eficiencias menores en la zona hacia detrás. Las diferencias son del orden del $\sim 1\%$

En las figuras 5.27 y 5.29 se muestra la dependencia de la eficiencia con $|\cos(\theta)|$. Para calcular estas eficiencias se han considerado también los sucesos de pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Se puede ver que la eficiencia global, calculada a partir de la combinación TPC y *Forward Chambers* es prácticamente constante. No obstante, se observa que la eficiencia de las *Forward Chambers*, tanto en la región (I) como en la (II), decrecen con $|\cos(\theta)|$. Esto es debido a que este detector no es igualmente eficiente en todo el rango de momentos. En la figura 5.30 se muestra el comportamiento de la eficiencia de este detector, en ambas regiones, para diferentes intervalos del momento de la traza. Se observa que dicha eficiencia sólo empieza a ser estable para momentos mayores de $\sim 3 \text{ GeV}/c$, que corresponde a momentos transversos mayores que $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$, que es del orden del umbral que se muestra en la tabla 5.18. De cualquier forma sigue mostrándose una tendencia a decrecer con $|\cos(\theta)|$ igual que se observaba en las eficiencias de este detector para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$.

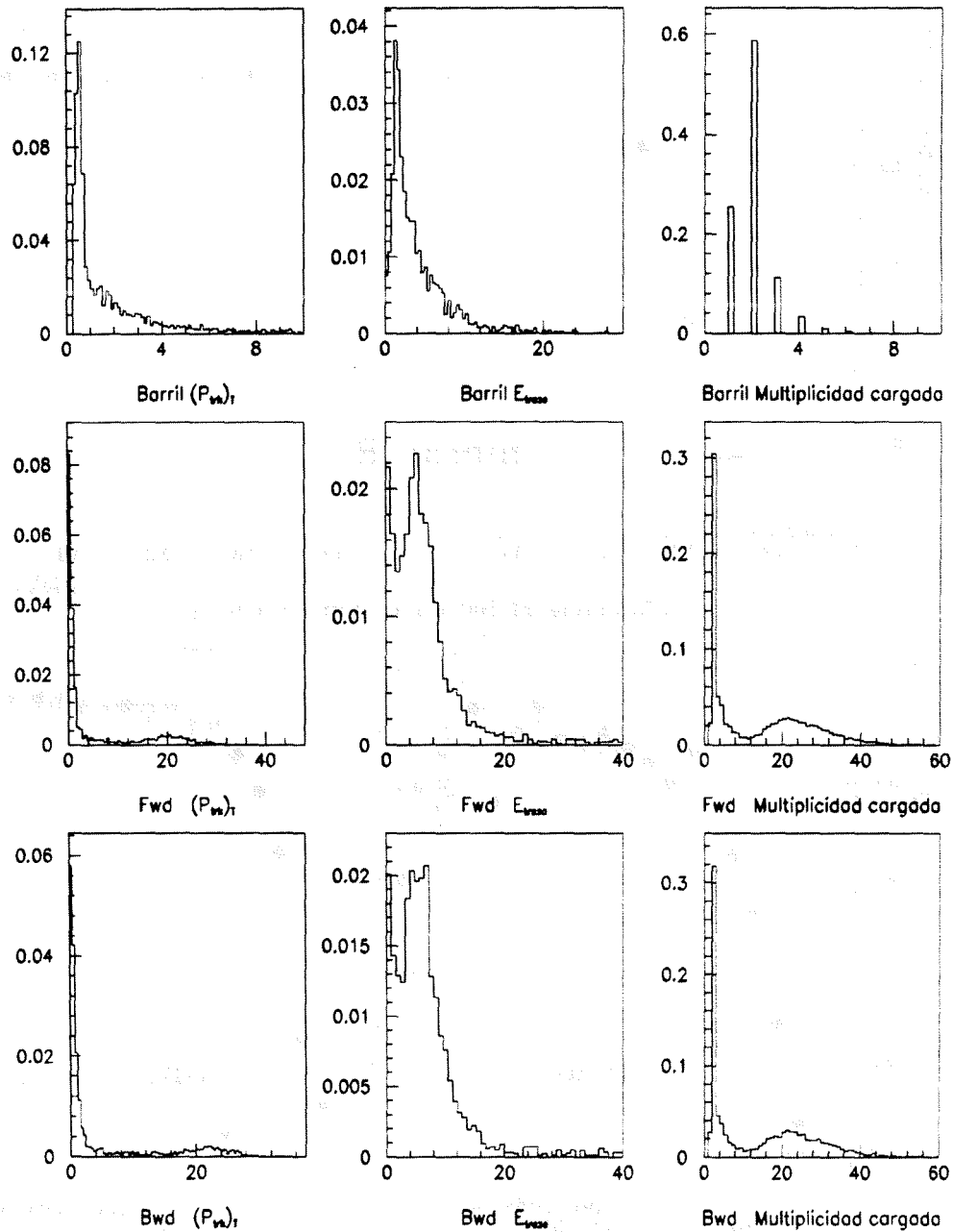


Figura 5.20: Distribuciones de energía y momento transverso para las trazas aisladas y de multiplicidad cargada para este tipo de sucesos en cada una de las tres regiones angulares de interés: zona del barril, zona hacia delante y zona hacia atrás.

Trazas aisladas en la zona del barril

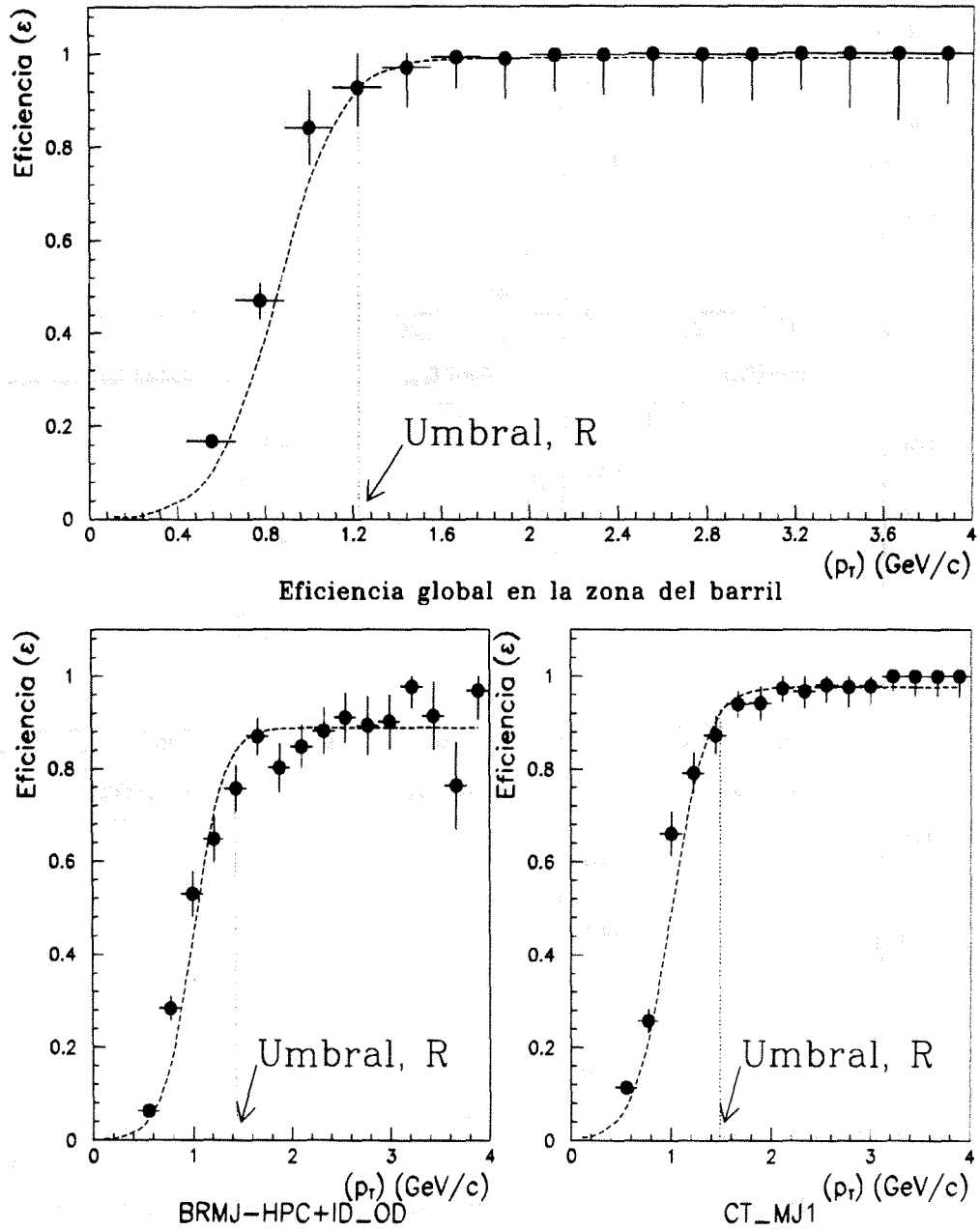


Figura 5.21: Dependencia de la eficiencia de single track con el momento transverso de la traza para la TPC y la Barrel majority sin la contribución de la BPC. Se muestra también esta dependencia para la eficiencia global en la zona del barril calculada a partir de éstas.

Trazas aisladas en la zona del barril

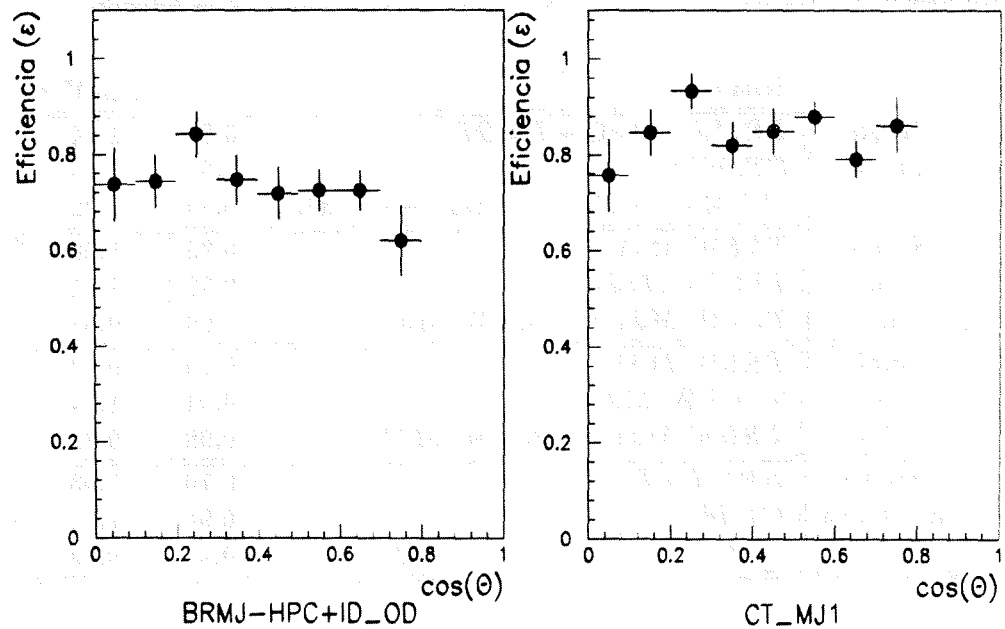
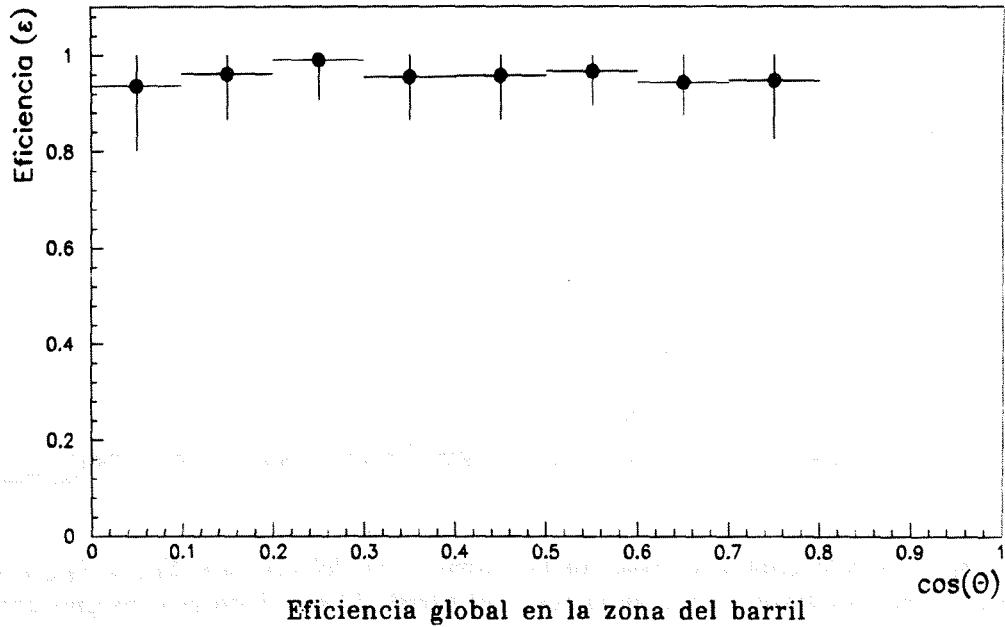


Figura 5.22: Se muestra en estas gráficas la dependencia angular de la eficiencia de *trigger* para trazas aisladas para la TPC, la Barrel majority -sin la contribución de la HPC- y de la combinación de estas dos señales, indicada como eficiencia global.

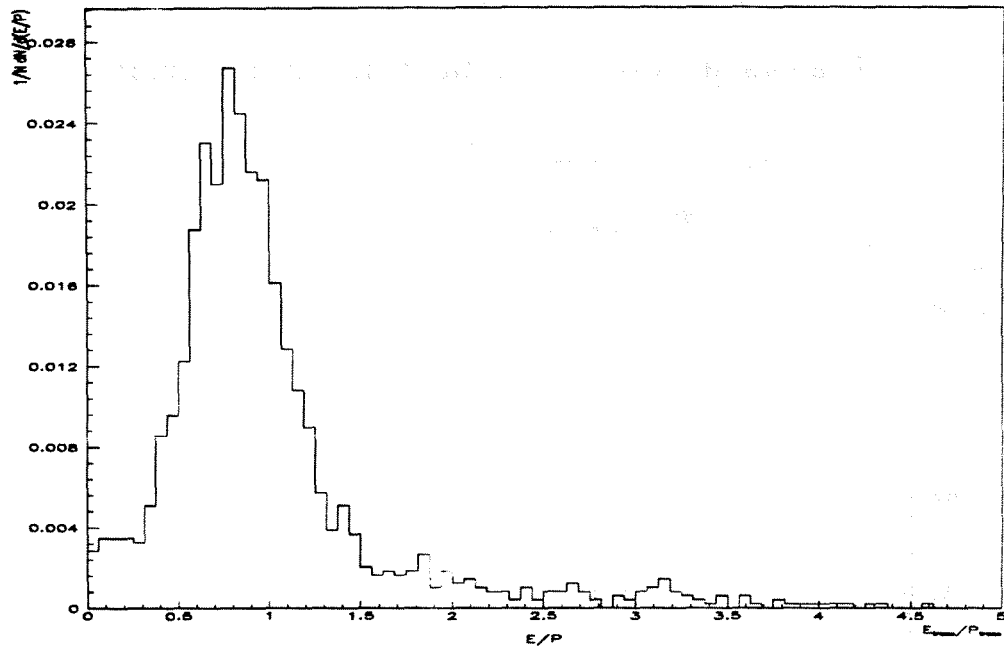


Figura 5.23: En esta gráfica se muestra la distribución del cociente E_{track}/P_{track} para los sucesos con una sola traza aislada en la zona del barril. El propósito es conseguir separar los electrones aislados, para los cuales este cociente debe ser próximo a la unidad.

	Señales	ϵ_0	R GeV/c
Single Track (I)	BRMJ - HPC + ID_OD	0.89	1.44
	CT_MJ1	0.98	1.45
	(BRMJ - HPC + ID_OD) + CT_MJ1	0.99	1.22
Single Track (II)	TRFW_MJ1	0.73	1.26
	TPCFW_MJ1	0.98	1.11
	TRFW_MJ1 + TPCFW_MJ1	0.99	0.84
Single Track (III)	TRBW_MJ1	0.70	0.93
	TPCBW_MJ1	0.94	1.34
	TRBW_MJ1 + TPCBW_MJ1	0.98	0.82
Single Electrons (I)	BRMJ + ID_OD	0.70	0.93
	CT_MJ1	0.94	1.34
	(BRMJ + ID_OD) + CT_MJ1	0.98	0.82

Tabla 5.18: En esta tabla se recogen los valores de la eficiencia de single track en el plateau en las tres regiones angulares (barril, zona hacia delante y zona hacia detrás) de los triggers de trazas y, también, los de la eficiencia de single electron en la zona del barril tanto para los triggers de trazas como los de energía depositada. Se muestran, también, los valores efectivos de los umbrales de momento transverso para todas estas señales.

Electrones aislados en la zona del barril

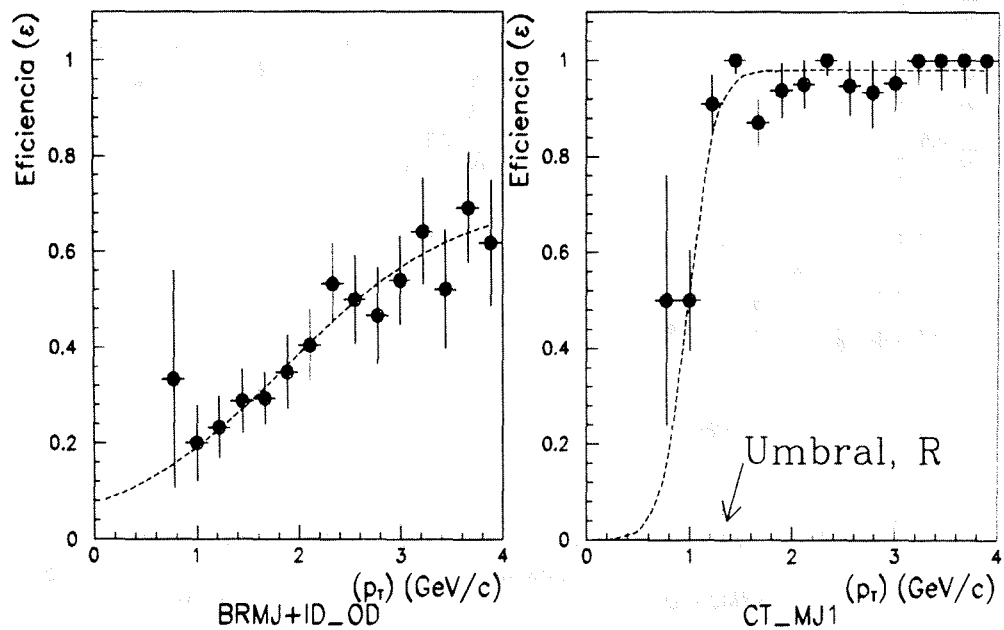
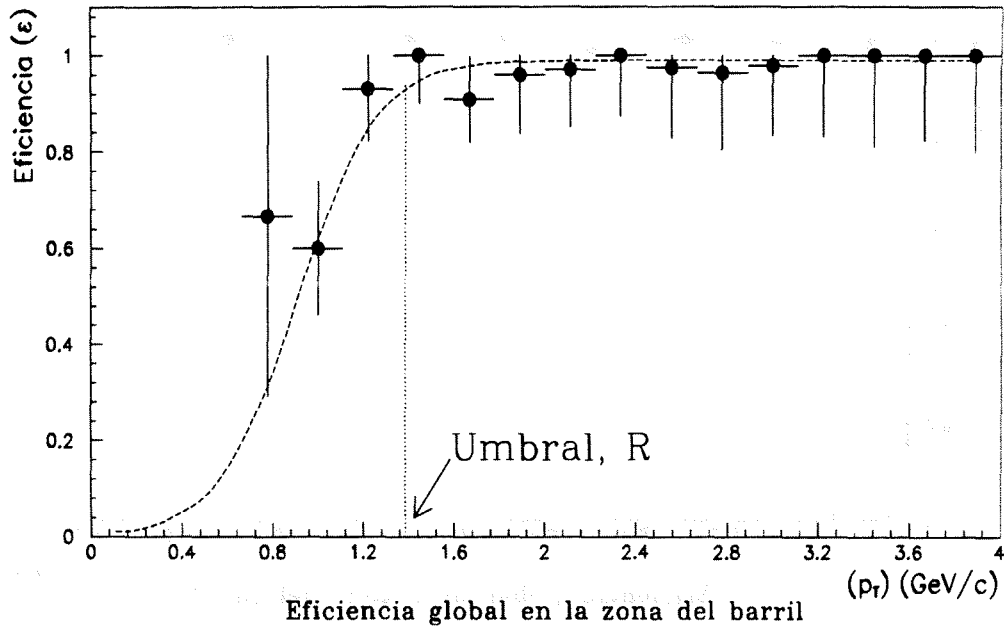


Figura 5.24: Dependencia de la eficiencia de single shower con el momento transversal de la traza para la TPC y la Barrel majority. Se muestra también esta dependencia para la eficiencia global en la zona del barril calculada a partir de éstas.

Electrones aislados en la zona del barril

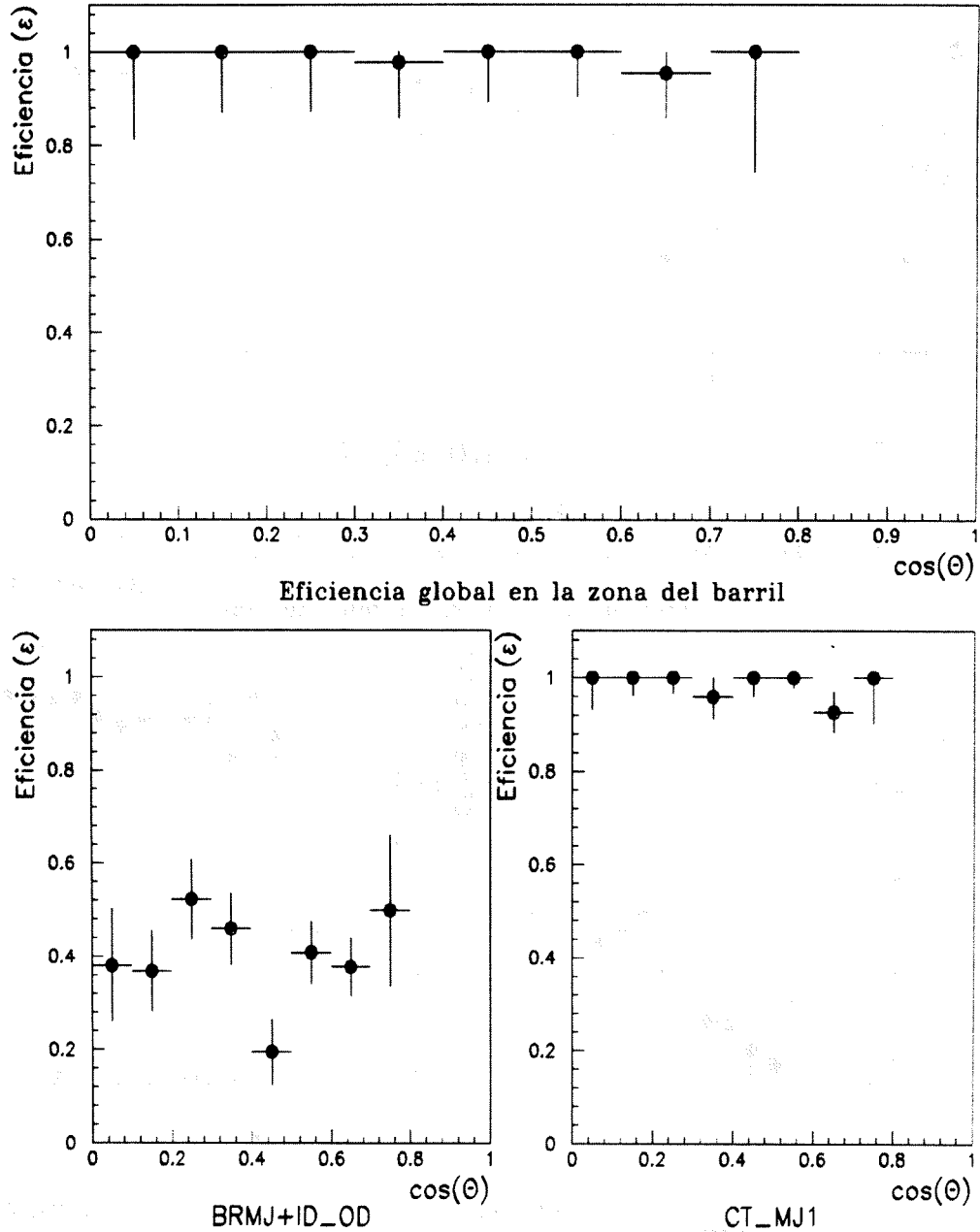


Figura 5.25: Se muestra en estas gráficas la dependencia angular de la eficiencia de trigger para electrones aislados para la TPC, la Barrel majority y de la combinación de estas dos señales, indicada como eficiencia global.

Trazas aisladas en la zona hacia delante

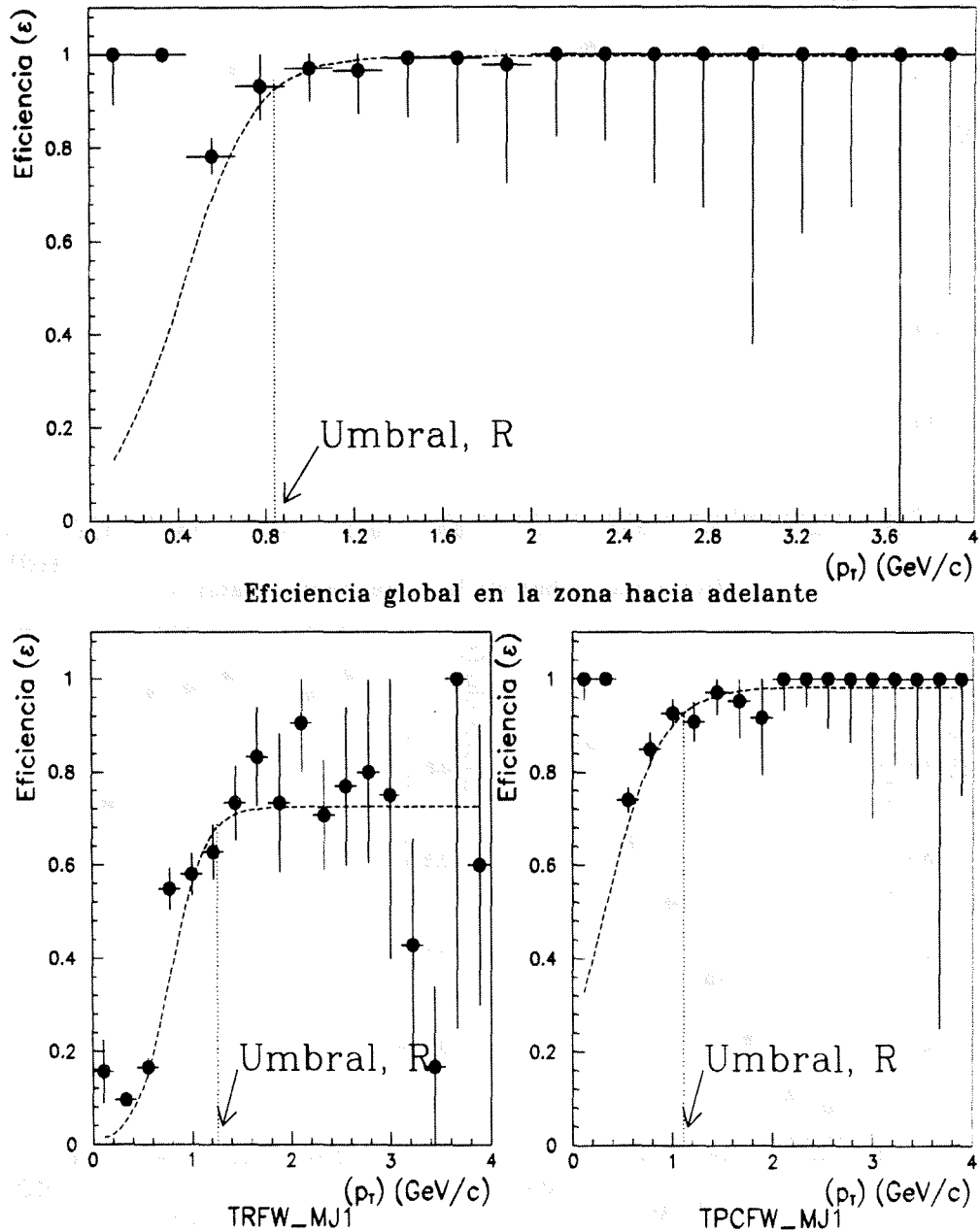
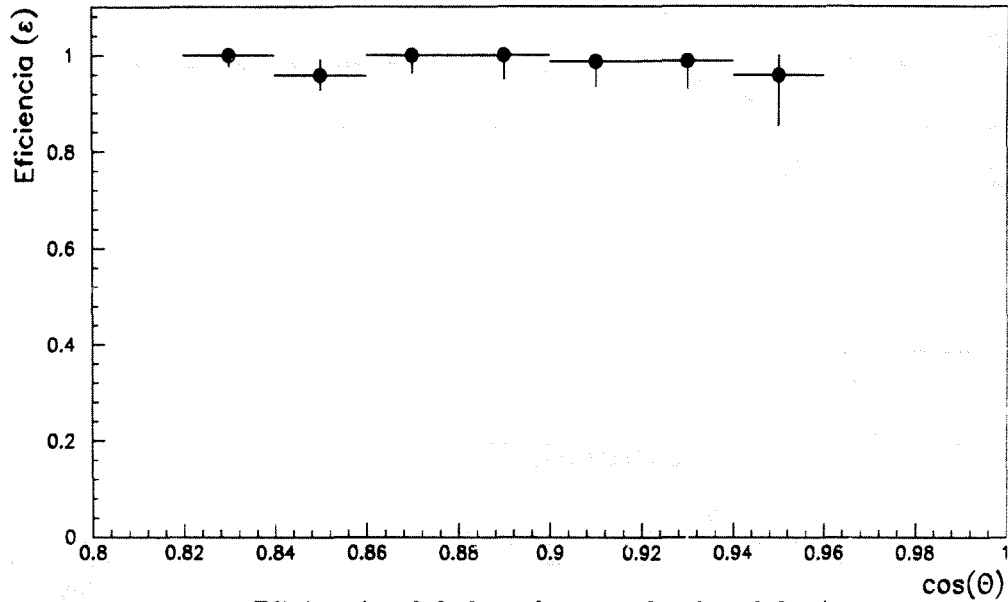


Figura 5.26: Dependencia de la eficiencia de single track con el momento transversal de la traza para la TPC y las Forward chambers. Se muestra también esta dependencia para la eficiencia global calculada a partir de éstas.

Trazas aisladas en la zona hacia delante



Eficiencia global en la zona hacia adelante

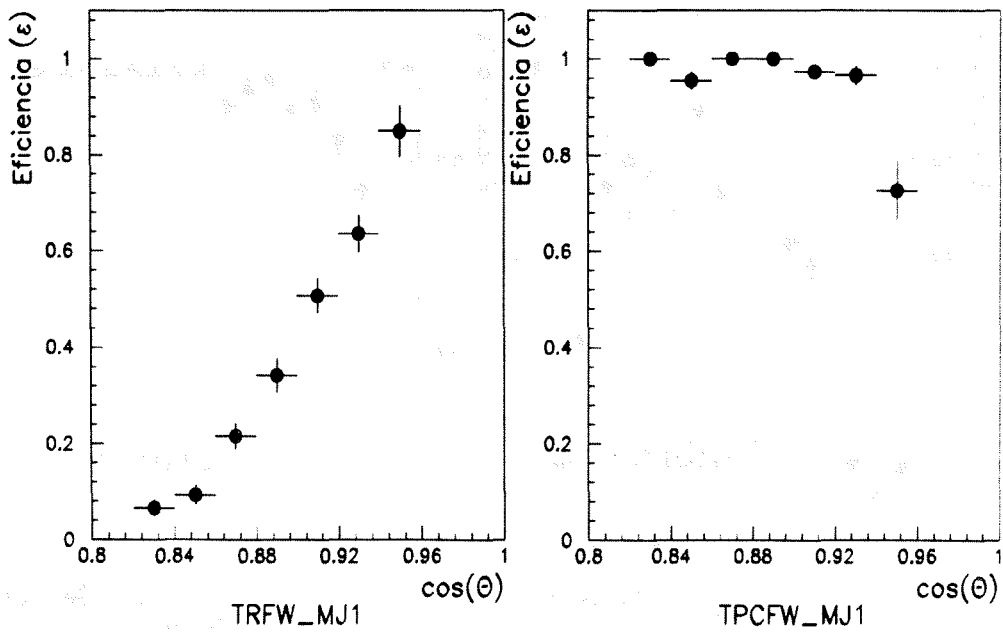


Figura 5.27: Se muestra en estas gráficas la dependencia angular de la eficiencia de trigger para trazas aislados para la TPC, las Forward chambers y de la combinación de estas dos señales, indicada como eficiencia global.

Trazas aisladas en la zona hacia detras

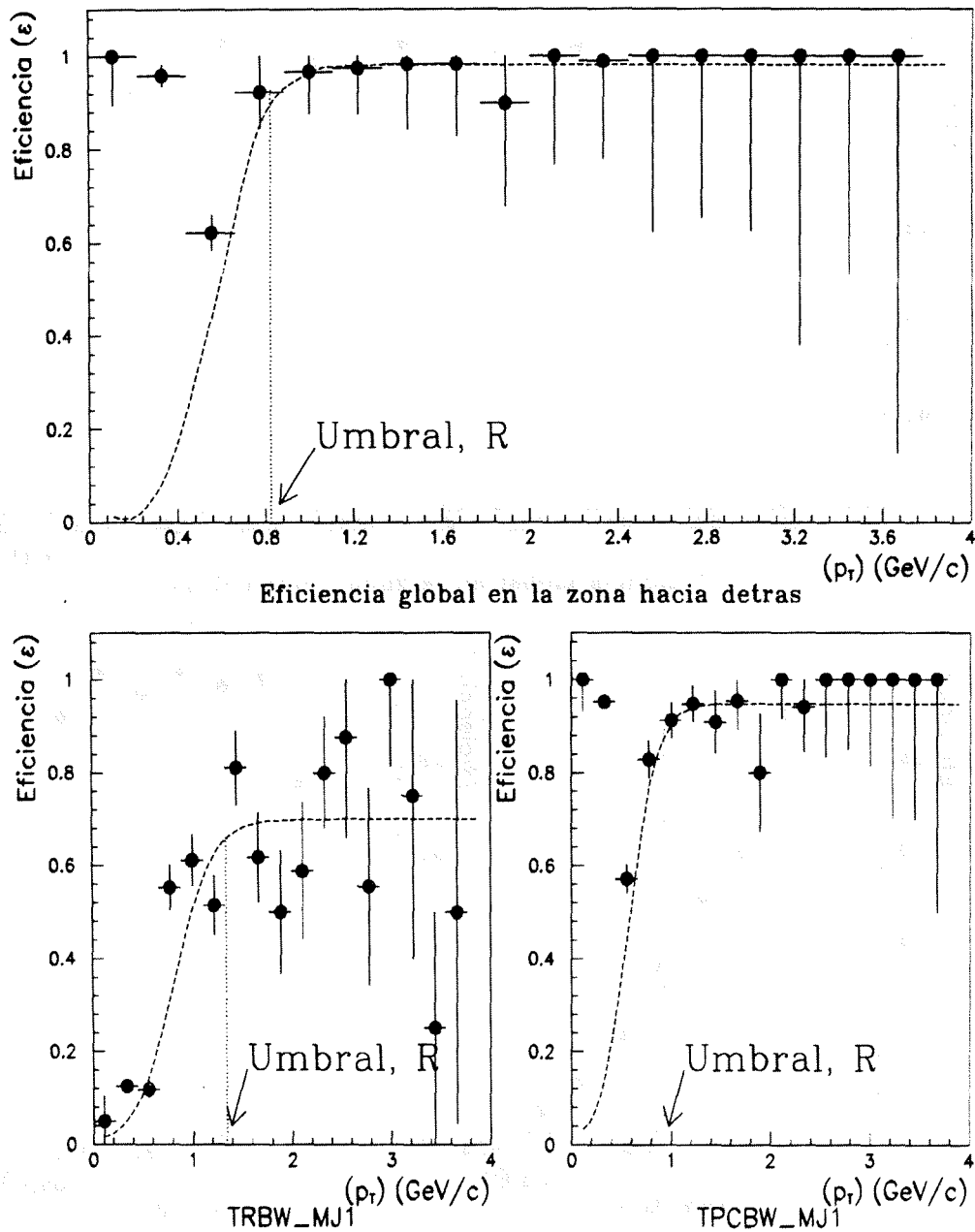
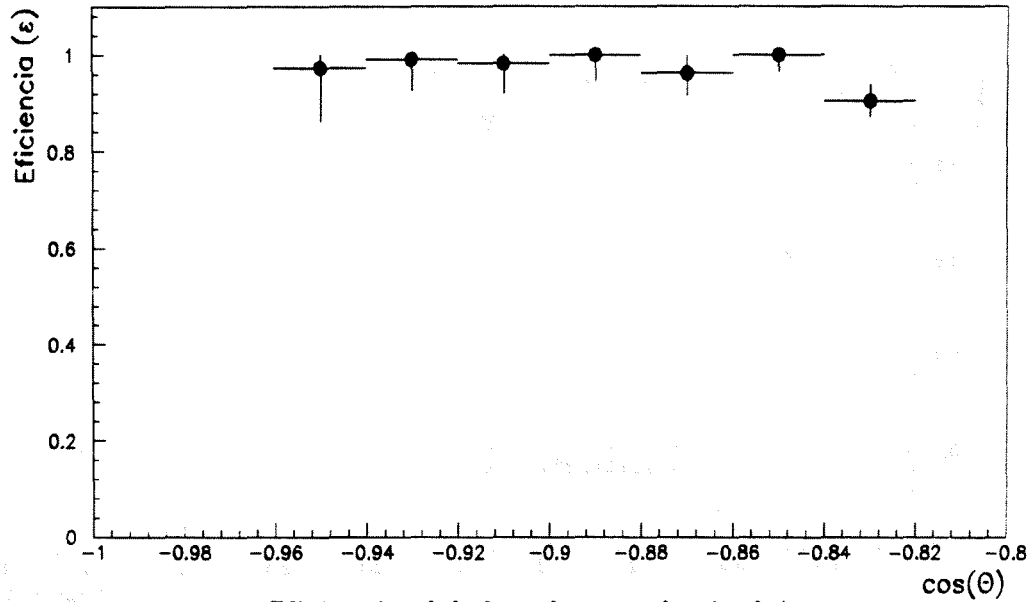


Figura 5.28: Dependencia de la eficiencia de single track con el momento transversal de la traza para la TPC y las Forward chambers. Se muestra también esta dependencia para la eficiencia global calculada a partir de éstas.

Trazas aisladas en la zona hacia detras



Eficiencia global en la zona hacia detras

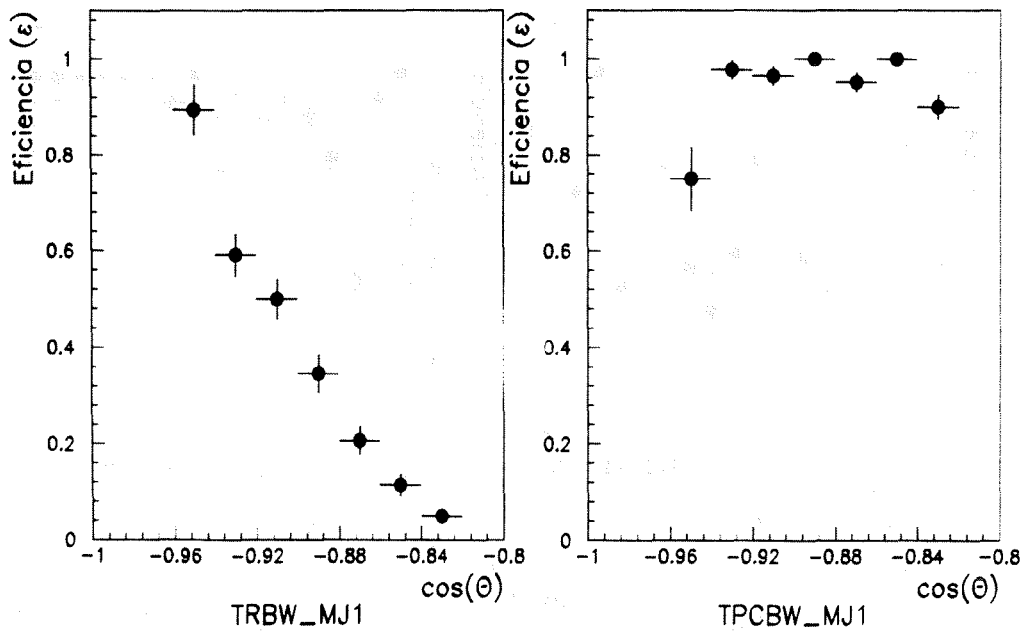


Figura 5.29: Se muestra en estas gráficas la dependencia angular de la eficiencia de trigger para trazas aislados para la TPC, las Forward chambers y de la combinación de estas dos señales, indicada como eficiencia global.

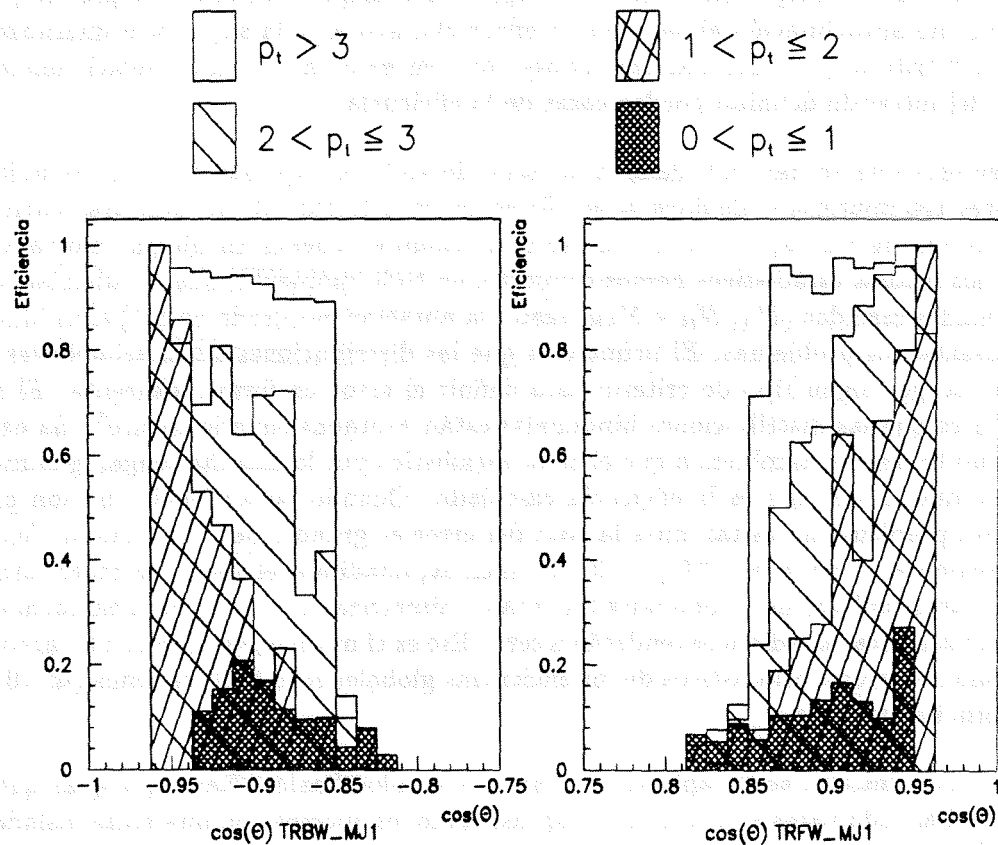


Figura 5.30: Dependencia angular de la eficiencia de single track, en las zonas hacia delante y hacia detrás, para distintos intervalos del momento. La eficiencia crece con el momento, y esto explica por qué las curvas de eficiencia para TRFW_MJ1 y TRBW_MJ1 (fig. 5.27 y 5.29) muestran esa dependencia con el ángulo polar, θ . Para las trazas de bajo momento la eficiencia es menor cuanto mayor es el ángulo respecto al eje del haz. Para las trazas con momentos mayores de 3 GeV/c la variación con θ es mucho menor.

5.6 Comentarios.

A lo largo de este capítulo hemos marcado la pauta para la determinación de eficiencias de trigger en el detector DELPHI. En las primeras secciones se han descrito los principios básicos de estadística necesarios para la determinación de eficiencias y sus errores estadísticos. Dada la peculiar configuración del trigger del detector, con las señales agrupadas en *majorities*, en ocasiones no es posible aplicar las expresiones deducidas para el cálculo de eficiencias, puesto que la condición de independencia no se cumple. Para dichos casos ha sido preciso proponer un método de aproximación al valor de la eficiencia, acotándola superior e inferiormente, y adoptar un criterio para estimar los errores, que en este caso estarán relacionados con la anchura del intervalo definido por las cotas de la eficiencia.

Los errores que se han calculado a lo largo de todo el capítulo han sido estadísticos y, los errores sistemáticos —debidos a la eficiencia de selección de la muestra, eficiencia de reconstrucción de trazas, ..., etc.— no se han tenido en cuenta en ningún momento. Para calcular los errores estadísticos hemos supuesto, en todo momento, que las distribuciones de las cantidades medidas (N_A , N_B y N_{AB} , según la notación empleada en 5.1) eran binomiales. Esto presenta dos problemas. El primero es que las distribuciones serán asimétricas, lo cual fuerza a escoger algún tipo de criterio para definir el error de forma coherente. El segundo problema es que las distribuciones binomiales están acotadas superiormente⁶. La existencia de este límite, fuerza, también, a que el error estadístico por la derecha tenga, igualmente, un valor máximo, $1 - \epsilon$, si ϵ es la eficiencia calculada. Cuando las eficiencias no son próximas a uno este problema no es tal, pues la cota del error es grande, pero, cuando la eficiencia es muy próxima a 1, entonces $\sigma^+(\epsilon) \rightarrow 0$. Si, además, añadimos el hecho de tener estadísticas grandes, las distribuciones binomiales tenderán a simetrizarse y, por tanto, también $\sigma^- \rightarrow 0$. Es decir, los errores estadísticos tenderán a cero. Ese es el motivo por el cual, a lo largo de todo el capítulo los errores estadísticos de las eficiencias globales sean tan pequeños ($\ll 10^{-5}\%$) en la mayoría de los casos.

El método descrito se ha aplicado a distintos estados finales. Las topologías que se han estudiado han sido pares e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ y $q\bar{q}$, así como los sucesos con una traza aislada (*single track*). En cada uno de los casos, salvo en el *single track*, hemos seguido la misma tónica. En primer lugar se han analizado las eficiencias a nivel de detectores y, después, en cada una de las zonas angulares: barril y región delantera. Por último se ha evaluado la eficiencia global del detector para cada uno de los estados finales.

En la zona hacia adelante se han obtenido eficiencias $> 99.9\%$ para pares e^+e^- , $\mu^+\mu^-$. Para los multihadrones la eficiencia en la zona hacia adelante es $> 99.9\%$. En la zona del barril, donde el cálculo de las eficiencias no es tan problemático se tienen eficiencias de trigger $> 99.9\%$ para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Para los sucesos hadrónicos se alcanzan eficiencias $\sim 100\%$. En definitiva, la eficiencia global de trigger del detector DELPHI es del 100% tanto para pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ como para los multihadrones.

El caso de la eficiencia de *trigger* para trazas aisladas requiere mención especial dada su difi-

⁶Esto se puede entender fácilmente si tenemos en cuenta que no existen probabilidades mayores que 1, y que una distribución binomial queda fijada con dos parámetros, el número total de sucesos, y la probabilidad de ocurrencia de un suceso.

cultad e interés físico para sucesos de multiplicidad baja ($\gamma\gamma$, partículas supersimétricas, ...). Vimos que en la zona del barril estas trazas correspondían, en su mayoría, a electrones provenientes de *scattering* Compton y, por tanto era posible estudiar eficiencias tanto para detectores de trazas como para el calorímetro electromagnético. Para las trazas en general la eficiencia es alta, $\sim 99\%$ para momentos transversos mayores que $\sim 1.2 \text{ GeV}/c$. La TPC tiene una eficiencia $\sim 99\%$ y la *Barrel Majority* de $\sim 90\%$ para $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$. Con los *single electrons* las eficiencias son ligeramente inferiores, $\sim 70\%$ para la *Barrel majority* y $\sim 95\%$ para la TPC, dando una eficiencia global de trigger $\sim 98\%$ para $p_t > 0.8 \text{ GeV}/c$.

En la región delantera la situación es más complicada. En este caso las trazas corresponden, sobre todo, a sucesos hadrónicos —con lo cual la deposición energética y los momentos serán muy bajos—, además de pares e^+e^- y $\mu^+\mu^-$. Esto, añadido a la menor eficiencia de reconstrucción dificulta el análisis. Nos hemos centrado en las trazas de momentos pequeños, estudiando sólo los detectores de trazas. Las eficiencias son menores que en la zona del barril, pero, en cualquier caso $\sim 90\%$ para la TPC y $\sim 70\%$ para las *Forward Chambers* para p_t mayor que algo más de $1 \text{ GeV}/c$. La eficiencia global es de $> 98\%$ para $p_t > 0.8 \text{ GeV}/c$.

El presente informe tiene como finalidad informar a la Junta de Gobierno del Centro de Estudios Científicos de Chile (CENEC) sobre los resultados obtenidos en el estudio de las eficiencias de trigger de los detectores de partículas en el experimento LHCb. El estudio se realizó en el marco del proyecto de investigación financiado por el Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico (FONDECYT) con el número de proyecto 1110001.

El estudio se realizó en el marco del proyecto de investigación financiado por el Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico (FONDECYT) con el número de proyecto 1110001. El estudio se realizó en el marco del proyecto de investigación financiado por el Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico (FONDECYT) con el número de proyecto 1110001.

Conclusiones.

El trabajo descrito en la presente memoria se ha realizado en el experimento DELPHI del acelerador LEP, que comenzó a funcionar en Julio de 1989. Las conclusiones más importantes, extraídas del trabajo, las resumimos en los párrafos siguientes.

- Hemos participado en la elaboración de los programas responsables de la decodificación *off-line* de los datos del trigger y del estudio de eficiencias y estabilidad del sistema de trigger. De hecho estos programas tienen un amplio uso en el detector y son de gran importancia en el procesado *off-line* de los datos.
- Se ha analizado minuciosamente la eficiencia de trigger, y su error estadístico, en distintos canales físicos y en distintas regiones angulares (zona del barril $-45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ — y zona hacia delante $-10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ y $150^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ —). Debido a la especial configuración del sistema de trigger en DELPHI, con las señales agrupadas en *majorities*, en ocasiones sólo se puede acotar la eficiencia dentro de un intervalo de validez, como ocurre en la zona hacia delante. En la región del barril no se presenta este problema. Los resultados obtenidos, sobre las muestras de sucesos seleccionados, en ambas regiones para las eficiencias o, en su defecto, las cotas de la eficiencia son, para los distintos canales estudiados:

Zona hacia delante.				
	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Sup.	1.000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99935	0.00013	0.00023
Muones	Sup.	1.000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99976	$\sim 10^{-5}$	0.00018
Hadrones	Sup.	1.0000	0.000	$< 10^{-5}$
	Inf.	0.99813	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$

Zona del barril.			
	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	0.999976	10^{-5}	$\sim 10^{-5}$
Muones	0.99986	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$
Hadrones	1.000	0.000	$< 10^{-5}$

Los resultados, análogos, correspondientes a la eficiencia total de trigger del detector DELPHI, en todo su ángulo sólido son:

	Cotas	Eficiencia	σ_+	σ_-
Electrones	Sup.	0.99998	$< 10^{-5}$	0.000013
	Inf.	0.99997	$< 10^{-5}$	0.000015
Muones	Sup.	0.99983	0.00003	0.00004
	Inf.	0.99957	0.00005	0.00007
Hadrones	Sup.	1.00000	0.000	$\ll 10^{-5}$
	Inf.	0.99999	$\ll 10^{-5}$	$\ll 10^{-5}$

El error sistemático en la determinación de la eficiencia de trigger, debido a la especial definición del trigger en DELPHI, es decir, la diferencia entre ambas cotas, es despreciable para el caso de los multihadrones y los pares e^+e^- , y del orden del $\sim 0.1\%$ en el caso de $\mu^+\mu^-$. En cualquier caso, estos errores están por debajo del $\sim 1\%$, que era el error máximo que podía tener la eficiencia de trigger para mantenerse en errores de $\sim 1\%$ a nivel de secciones eficaces.

- Se han estudiado, también, las eficiencias de aquellos sucesos en los que es posible aislar una sola traza en una región espacial concreta —normalmente fijada por la aceptación geométrica de la señal que se quiera estudiar—. Conocer el comportamiento del sistema de trigger en este tipo de sucesos es de vital importancia, sobre todo a la hora de analizar sucesos físicos de baja multiplicidad. También en este caso el estudio se ha dividido en las zonas del barril y la región delantera. El análisis es bastante más complicado que el anterior y nos hemos limitado a estudiar la respuesta del trigger de DELPHI a nivel de señales independientes. La eficiencia global resultante, para trazas cargadas con momento transversal $\gtrsim 1$ GeV/c es, en la zona del barril y hacia delante, del 99% y del 98% en la zona hacia detrás.

Apéndice A

Mnemónicos de los PTIs.

Mostramos en este apéndice los mnemónicos empleados en DELPHI para referirse a las distintas señales. El empleo de estos mnemónicos se hace imprescindible debido a la gran cantidad de señales con nombres tan *característicos*. Para asignar dichos mnemónicos se ha tratado de seguir, en lo posible, algún tipo de criterio lógico, aunque en muchas ocasiones esto no es posible. Los nombre abreviados están formados por cuatro caracteres y su estructura, en general, es la siguiente:

- Etiqueta indicando el tipo de detector:

TR trigger de trazas.

E trigger de energía electromagnética.

M trigger de muones

- Etiqueta para la región de aceptación.

B barril

F hacia delante

W hacia detrás

P muy hacia delante

Q muy hacia detrás

- Un número indicando la multiplicidad de la señal.

En las rutinas usuario que describíamos en el capítulo 4 son éstos, y no los nombres completos, los que se han de proporcionar, o bien los que son devueltos por las rutinas.

Señales de B1	
Nombre	Mnemónico
B1OR	→ B1OR
ID>=1 * OD>=2	→ IDOD
TOF>=1 * OD>=1	→ SCOD
HPC>=1 * OD>=1	→ HPOD
TOF>=2	→ TOMJ
HPC>=2	→ HPM2
TOF>=1 * HPC>=1	→ THMJ
HPC MAJ>=1	→ HPM1
FWD MJ	→ FWMJ
HOF B5	→ HOBB
Inhibido	→ B110
HOF HOR	→ HOHO
Inhibido	→ B112
2 GAMMA	→ GAM2
Inhibido	→ B114
Inhibido	→ B115
Inhibido	→ B116

Componentes de FWMJ	
Nombre	Mnemónico
FEMC A OR (umb. bajo)	→ FEMA
FEMC C OR (umb. bajo)	→ FEMC
HOF lado A	→ HOFA
HOF lado C	→ HOF C
FWD chamber A	→ FCHA
FWD chamber C	→ BCHC
ID*OD (singles)	→ IOSI
FWD CHA * FEMC A	→ FCFA
FWD CHC * FEMC C	→ FCFC
FEMC A * FEMC C	→ FFAC

Tabla A.1: Conjunto de mnemónicos asociados a los componentes del trigger de B1 y, también, a los componentes de la Forward Majority de B1

PTIs de 1 ^{er} nivel		
bit	Nombre	Mnemónico
0	MUFW	MUF
1	MUVFW	MUP
2	MUBW	MUW
3	MUVBW	MUQ
4	MUBLSBFW	MUBF
5	MUBLSBBW	MUBW
6	BHABHA	BHT1
7	VSAT.T1Y	VT1Y
8	VSAT.T2Y	VT2Y
9	HPC.MJ1	HPM1
10	HPC.MJ2	HPM2
11	ID.OR.OD	I+OD
12	ID.AND.OD	I*OD
13	HAMU.FW	HMUF
14	HAMU.BW	HMUW
15	HALO.FW	HALF
16	HALO.BW	HALW
17	HAMU.BL.MJ1	HMB1
18	HALO.BL.MJ1	HBL1
19	B1	BIT1
20	TRFW.MJ1	TRF1
21	TRFW.MJ2	TRF2
22	TRFW.MJ3	TRF3
23	TRBW.MJ1	TRW1
24	TRBW.MJ2	TRW2
25	TRBW.MJ3	TRW3
26	TRBL.MJ1	TR1B
27	TRBL.MJ2	TR2B
28	TRBL.MJ3	TR3B
29	TRFW.MJ1*TRBW.MJ1	TFW1
30	TRFW.MJ1*TRBL.MJ1	TFB1
31	TRBW.MJ1*TRBL.MJ1	TWB1
32	TRBW.MJ1*TRFW.MJ1	TWF1
33	TRBL.MJ1*TRFW.MJ1	TBF1
34	TRBL.MJ1*TRBW.MJ1	TBW1
35	MUF	MUF
36	MUB	MUB
37	MUBL	MUBL
38	MU	MU
39	SAFWLO.MJ1	SFL1
40	SAFWLO.MJ2	SFL2
41	SAFWLO.MJ3	SFL3
42	SABWLO.MJ1	SWL1
43	SABWLO.MJ2	SWL2
44	SABWLO.MJ3	SWL3
45	EMFWLO.MJ1	EFL1
46	EMFWLO.MJ2	EFL2
47	EMFWLO.MJ3	EFL3
48	EMBWLO.MJ1	EWL1
49	EMBWLO.MJ2	EWL2
50	EMBWLO.MJ3	EWL3

PTIs de 1 ^{er} nivel		
bit	Nombre	Mnemónico
51	EMVFWLO.MJ1	EPL1
52	EMVFWLO.MJ2	EPL2
53	EMVFWLO.MJ3	EPL3
54	EMVBWLO.MJ1	EQL1
55	EMVBWLO.MJ2	EQL2
56	EMVBWLO.MJ3	EQL3
57	EMFWHLMJ1	EFH1
58	EMFWHLMJ2	EFH2
59	EMFWHLMJ3	EFH3
60	EMBWHLMJ1	EWH1
61	EMBWHLMJ2	EWH2
62	EMBWHLMJ3	EWH3
63	EMVFWHLMJ1	EPH1
64	EMVFWHLMJ2	EPH2
65	EMVFWHLMJ3	EPH3
66	EMVBWHLMJ1	EQH1
67	EMVBWHLMJ2	EQH2
68	EMVBWHLMJ3	EQH3
69	EMVFWLO.MJ1*EMFWLO.MJ1	EP*F
70	EMVBWLO.MJ1*EMBWLO.MJ1	EQ*W
71	EMFWLO.MJ1*EMVFWLO.MJ1	EF*P
72	EMBWLO.MJ1*EMVBWLO.MJ1	EW*Q
73	EMBLHLMJ1	EBH1
74	EMBLHLMJ2	EBH2
75	EMBLHLMJ3	EBH3
76	EMBLLO.MJ1	EBL1
77	EMBLLO.MJ2	EBL2
78	EMBLLO.MJ3	EBL3
79	HAFBHI	HFBH
80	HAFBLO	HFBL
81	HABLFWHL.MJ1	HJH1
82	HABLBWHL.MJ1	HKH1
83	HABLFWLO.MJ1	HJL1
84	HABLBWLO.MJ1	HKL1
85	TPCFW.MJ1	TPF1
86	TPCFW.MJ2	TPF2
87	TPCFW.MJ3	TPF3
88	TPCBW.MJ1	TPW1
89	TPCBW.MJ2	TPW2
90	TPCBW.MJ3	TPW3
91	TOF.MJ1	TOF1
92	MUBLLCFW	MBCF
93	MUBLLCBW	MBCB
94	BBDE	BBDE
95	BBHH	BBHH
96	BBHL	BBHL
97	EBLL	EBL1
98	PSCAC	EBH1
99	AH.CH	AHCH
100	AL.CL	ALCL

Tabla A.2: Lista de mnemónicos empleados para los PTIs de primer nivel.

PTIs de 2 ^{do} nivel			PTIs de 2 ^{do} nivel		
bit	Nombre	Mnemónico	bit	Nombre	Mnemónico
0	BHABHA	BHT2	45	EMBWHLMJ1	EWL1
1	VSAT_T2Y	VT2Y	46	EMVFWHLMJ1	EPH1
2	F0.I	B1T2	47	EMVBWHLMJ1	EQH1
3	F1.I	BHBH	48	EMFWLO1	EF1L
4	F2.I	F02I	49	EMBWLO1	EW1L
5	F3.I	SASI	50	EMFWLO2	EF2L
6	F4.I	F04I	51	EMBWLO2	EW2L
7	F5.I	F05I	52	EMFBLO1	EFB1
8	F6.I	F06I	53	EMBLLO_MJ1	EBL1
9	F7.I	F07I	54	EMBLLO_MJ2	EBL2
10	F8.I	F08I	55	EMBLHLMJ1	EBH1
11	F9.I	F09I	56	EMBLHLMJ2	EBH2
12	F10.I	F10I	57	MUPARAL	MPAR
13	F11.I	F11I	58	2TPCLOOSE	TPLO
14	F12.I	F12I	59	TPCBB	TPBB
15	F13.I	F13I	60	CT_MJ1	CTM1
16	F14.I	F14I	61	CT_MJ2	CTM2
17	F15.I	F15I	62	TPCFW_MJ1	TPF1
18	VSAT_LOW	VTLO	63	TPCFW_MJ2	TPF2
19		C020	64	TPCBW_MJ1	TPW1
20	TRFW_MJ1	TRF1	65	TPCBW_MJ2	TPW2
21	TRFW_MJ2	TRF2	66	TPCFWBW1	TWF1
22	TRBW_MJ1	TRW1	67	TPCFWBW2	TWF2
23	TRBW_MJ2	TRW2	68	TOF_MJ1	TOF1
24	IDOD_MJ1	TR1B	69	TOF_MJ2	TOF2
25	IDOD_MJ2	TR2B	70	TPC2GLO	TPGL
26	OD_MJ1	ODM1	71	TPC2GTI	TPGT
27	OD_MJ2_GEO	ODM2	72	MUBLLC_MJ1	MBL1
28	MUBLSB_MJ1	MUB1	73	MUBLLC_MJ2	MBL2
29	MUBLSB_MJ2	MUB2	74	IDOD_6_MJ1	IO61
30	MUFW1	MUF1	75	IDOD_6_MJ2	IO62
31	MUBW1	MUW1	76	MUFW_MJ1	MFM1
32	MUFW2	MUF2	77	MUFW_MJ2	MFM2
33	MUBW2	MUW2	78	MUBW_MJ1	MWM1
34	MUFB1	MFB1	79	MUBW_MJ2	MWM2
35	SATSA	SASA	80	MUBB	MUBB
36	EMFWLO_MJ1	EFL1	81	ID_MJ1	IDM1
37	EMFWLO_MJ2	EFL2	82	EMFWLO3	EFL3
38	EMBWLO_MJ1	EWL1	83	EMBWLO3	EWL3
39	EMBWLO_MJ2	EWL2	84	MUFW_MJ3	MUF3
40	EMVFWLO_MJ1	EPL1	85	MUBW_MJ3	MUW3
41	EMVFWLO_MJ2	EPL2	86	TPCFW_MJ3	TPF3
42	EMVBWLO_MJ1	EQL1	87	TPCBW_MJ3	TPW3
43	EMVBWLO_MJ2	EQL2			
44	EMFWHLMJ1	EFH1			

Tabla A.3: Lista de menmónicos empleados para los PTIs de segundo nivel.

Referencias

- [1] DELPHI Technical proposal, CERN/LEPC 83-3 (1983).
- [2] The DELPHI detector, CERN/LEPC 84-60 GEN-11.
- [3] DELPHI Collaboration, The Delphi Detector at LEP. Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233-276.
- [4] V. Chabaud et al., CERN/EP 90-12 (1990);
Z.H. Dijkstra et al., Nucl. Instr. And Meth. **A289** (1990) 400.
- [5] F. Hartjes et al., Nucl. Phys. **A256** (1987) 56-64.
- [6] C. Brand et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 122;
C. Brand et al., Nucl Instr. and Meth. **A283** (1989) 567.
- [7] A. Amery et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 502.
- [8] H.G. Fisher and O.Ullaland, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 319;
A. Cattai et al., Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1985) 310;
V. Gracco et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 572;
F.L. Navarra et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 499;
H.G. Fischer et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1988) 218.
- [9] P. Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. **A248** (1986) 317;
G. Barinello et al., Nucl. Instr. and Meth. **A254** (1987) 111;
P. Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. **A275** (1989) 49.
- [10] G.D. Aleksen et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 652.
- [11] E. Daubine et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 435;
F. Stichelbaut et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 792.
- [12] Balder, Centre for Industrial Research, Oslo, Int. Rep.
- [13] A. Ferrer et al., anales de Física B83 (1987) 291;
P. Allen et al., Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 347;
J.M. Benlloch et al., Nucl. Instr. and Meth. **A290** (1990) 327 y **A292** (1990) 319.
- [14] J. Séguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. 142 (1977) 377;
R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Meth. **A270** (1988) 255;
P. Baillon et al., Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 338;

- F. Hahn et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 686;
P. Adrianos et al., Nucl Instr. and Meth. **A294** (1990) 424.
- [15] W. Dulinski et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 188;
P. Beltran et al., Proc. Int. Symp. on Position Detectors in High-Energy Physics, D1, 13-88-172, Dubna, 1987, p.286.
- [16] Ph. Charpentier y C.M. Story; The DELPHI Fastbus Readout System.
DELPHI 86-47/DAS-32.
- [17] The Delphi first and second level. DELPHI 89-xx/DAS-xx.
Esta nota nunca ha sido publicada. En ella se describe la arquitectura del trigger de Delphi tal y como se propuso antes de comenzar DELPHI.
- [18] S. Quinton, PYTHIA technical description, en preparación.
V. Perera, PYTHIA module A/B user guide; PYTHIA module C user guide; PYTHIA receiver user guide.
Nota interna de RAL (1989)
- [19] L. Cerrito, ZEUS: The Trigger Supervisor Decision Box. Writeup and User Manual.
DELPHI 90-12/DAS-102.
- [20] S. Cairanti et al., PANDORA: The DELPHI Local Trigger Supervisor Control Box. User manual.
DELPHI 89-12/DAS 92.
- [21] L. Cerrito, Ph. Charpentier, S.O. Holmgren, The DELPHI Trigger Control System ZEUS and PANDORA.
DELPHI 86 - 106/DAS - 45
- [22] R. Carniel, PYTHIA: Programming logical functions in a Look-Up-Table tree.
DELPHI 90-31/DAS-103 R. Carniel, Il trigger di DELPHI: progetto della logica di decisione e controllo in ambiente grafico interattivo. Tesi di Laurea (1988-89)
- [23] V. Canale, G. Valenti. PYTHIA Programming. Nota DELPHI en preparación.
- [24] G. Garbo, B.W. Contiguity Procesor Slice.
DELPHI 89-75/TRACK-55.
- [25] T. Krevzberger, G. Leder, M. Pernicka, The Forward Track Trigger.
DELPHI 88-51/DAS-84
- [26] A. J. Naddox, LUCIFER: The DELPHI OD Local Trigger Supervisor Decision Box. No publicado.
- [27] P. Allen et al., The TSU: A fastbus module for the TOF detector of DELPHI.
DELPHI 88-52/DAS-85.
- [28] M. Breusers et al., The first and second level muon trigger.
DELPHI 86-49/DAS-34.
G. Wilkinson (comunicación privada)

-
- [29] J. Buytaert et al., The Forward Muon detector of the DELPHI experiment at LEP. DELPHI 91-61/TRACK-65.
- [30] F. Spiriti, L. Tortora, Design and test of the HPC first level trigger card. DELPHI 90-27/CAL 74 ELEC 25.
- [31] T. Camporesi et al., HST: The DELPHI Electromagnetic Calorimeter Subtrigger for I and II level. DELPHI 90-14/DAS 104
- [32] SAT comunicación privada.
- [33] VSAT comunicación privada.
- [34] J. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls, The online software for the first and second level trigger of DELPHI. DELPHI 91-112/DAS-115
- [35] J. Fuster, C. Lacasta, J. Valls, Offline study of trigger efficiencies. Nota DELPHI en preparación.
- [36] R. Brun et al., ZEBRA User Guide, CERN Computer Centre Program Library Long Write-Up Q100 (1987)
- [37] DELANA Delphi Data Analysis Program User Guide, DELPHI 89-44/PROG 137.
- [38] TANAGRA User Guide, DELPHI 87-95/PROG 98
- [39] DELANA tags for 1991 Data. J.Wickens. PHYS 91-PROG 160.
- [40] Probability and Statistics in Particle Physics. A.G.Frodesen, O.Skjeggestad, H.Tøfte.
- [41] DELPHI Collaboration. Determination of Z^0 resonance parameters and couplings from its hadronic and leptonic decays. CERN-PPE/91-95
- [42] DELPHI Collaboration. Preliminary results from 1991 DELPHI data on the Z^0 Resonance Parameters and its Electroweak Couplings. DELPHI 92-29 PHYS 164
- [43] B. Foster. Electron-positron Annihilation Physics. Adam Hilger, 1990.
- [44] A. Ali, P. Söding. High energy electron-positron Physics. World Scientific Publishing, 1988.
- [45] J. L. Contreras. Tesis Doctoral.
- [46] P. Vaz. Tesis Doctoral.
- [47] J.A. Valls. Tesis de Licenciatura.