

Tesis de Posgrado

Determinación de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z en su decaimiento muónico en colisiones pp a raíz cuadrada de s igual 1.8 TeV con el detector DO

Gerber, Cecilia Elena

1995

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Gerber, Cecilia Elena. (1995). Determinación de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z en su decaimiento muónico en colisiones pp a raíz cuadrada de s igual 1.8 TeV con el detector DO. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2719_Gerber.pdf

Cita tipo Chicago:

Gerber, Cecilia Elena. "Determinación de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z en su decaimiento muónico en colisiones pp a raíz cuadrada de s igual 1.8 TeV con el detector DO". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1995. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2719_Gerber.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exáctas y Naturales
Departamento de Física

**Determinación de las Secciones Eficaces
de Producción de los Bosones W y Z
en su Decaimiento Muónico
en Colisiones $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
con el Detector DØ**

Cecilia Elena Gerber

Director: H. Eugene Fisk

Codirector: Ricardo N. Piegaiá

Tesis presentada para optar al título de
Doctora de la Universidad de Buenos Aires

1995

tesis
27/19
Ej. 2

Resumen

Se presenta la medición de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z en su canal de decaimiento muónico para colisiones $p\bar{p}$ a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Asimismo, se determina el ancho total del bosón W (Γ_W) a partir del cociente de las secciones eficaces. El análisis se basa en 13.4 ± 1.6 pb $^{-1}$ de datos tomados por el detector DØ en el Tevatrón del Fermi National Accelerator Laboratory durante 1992–1993. Los resultados obtenidos

$$\sigma B(W \rightarrow \mu\nu) = 1.86 \pm 0.06(stat) \pm 0.19(sys) \pm 0.22(lum) \text{ nb},$$

$$\sigma B(Z \rightarrow \mu\mu) = 0.155 \pm 0.020(stat) \pm 0.016(sys) \pm 0.019(lum) \text{ nb},$$

$$R \equiv \frac{\sigma B(W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma B(Z \rightarrow \mu\mu)} = 12.0_{-1.4}^{+1.8}(stat) \pm 1.0(sys),$$

$$\Gamma_W = 1.83 \pm 0.24(stat) \pm 0.15(syst) \pm 0.05(theory) \text{ GeV},$$

conducen con otras determinaciones experimentales, así como con predicciones teóricas.

Agradecimientos

Como un miembro de la colaboración DØ, deseo expresar mi gratitud a cada uno de los casi 400 colaboradores sin cuyo tiempo y esfuerzo este trabajo no hubiera sido posible. En particular quisiera agradecer a los miembros del sistema de muones y del grupo de física WZ, por brindarme su constante apoyo durante la realización de mi tesis de doctorado en DØ.

Quiero agradecer especialmente a Paul Quintas y a Darien Wood, con quienes compartí largas horas de trabajo que llevaron a la culminación de este análisis, lo que no hubiera sido posible sin su valioso aporte. En particular deseo agradecerle a Darien la lectura de las versiones preliminares de esta tesis y el responder a todas mis preguntas.

Quisiera asimismo agradecer a Ricardo Piegaiá, por darme la oportunidad de realizar mi trabajo de investigación en un lugar como el Fermilab, y a mi director de tesis Gene Fisk, por todo el tiempo que me ha dedicado durante mi estadía en DØ.

Finalmente, deseo expresar mi gratitud a mi esposo, Daniel Elvira, sin cuyo amor y apoyo este proyecto no hubiera sido realizable.

Quisiera dedicar esta tesis a mis padres

Elena y Adolfo,

a mi esposo

Daniel,

y a nuestro hijo

Pablo Daniel.

Indice

1	Introducción	1
1.1	El Modelo Estándar	3
1.2	Producción de IVB en Colisionadores Hadrónicos	5
1.3	Descripción del Análisis	14
2	Descripción Experimental	19
2.1	El Tevatrón del Fermilab	19
2.2	El Detector DØ	21
2.2.1	Los Detectores Centrales	23
2.2.2	El Calorímetro de DØ	26
2.2.3	El Sistema de Detección de Muones de DØ	27
2.2.4	Sistemas de Trigger y de Adquisición de Datos	33
2.3	Monitoreo de Luminosidad	36
3	Reconstrucción de Eventos	39
3.1	Determinación del Vértice de Interacción	39
3.2	Reconstrucción de Muones	40
3.3	Reconstrucción de Jets	43
3.4	Determinación de la Energía Transversa Faltante	44
3.5	Ejemplos de Eventos Reconstruidos	45
4	Simulación de Eventos por Monte Carlo.	49
4.1	Generadores de Eventos	50
4.2	Simulación del Detector	51
4.3	Simulación del Trigger	53
4.4	Efectos de Detector Real	54
5	Selección de Eventos	61
5.1	Identificación Offline de Muones	61
5.1.1	Definición de Muones Débiles	63
5.1.2	Definición de Muones Fuertes	68
5.2	Selección de Candidatos	77

5.2.1	Datos Utilizados	77
5.2.2	Selección de Eventos	78
6	Eficiencias y Contaminaciones	81
6.1	Eficiencias de la Selección	81
6.1.1	Eficiencia para muones débiles	81
6.1.2	Eficiencia del Trigger	85
6.1.3	Eficiencia para Muones Fuertes	90
6.2	Estimación de Contaminaciones	92
6.2.1	Contaminación de Rayos Cósmicos	92
6.2.2	Contaminación QCD	93
6.2.3	Contaminaciones de Origen Físico	97
7	Secciones Eficaces	101
7.1	Muestras de Candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$	101
7.2	Medición de las Secciones Eficaces	107
7.3	Medición de R y Γ_W	109
8	Conclusiones	113
A	Comparación de eficiencias obtenidas a partir de datos reales, Monte Carlo y Monte Carlo con MUSMEAR.	117
B	Resumen de Aceptancias y Eficiencias.	121

Lista de Figuras

1.1	Diagramas de menor orden para la producción hadrónica de IVB: (a) El proceso Drell–Yan, (b) El proceso de aniquilación QCD, (c) El proceso Compton de QCD.	8
1.2	El decaimiento del Z en dos leptones cargados puede identificarse directamente a través de un pico en el espectro de masa invariante del par leptónico. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.	10
1.3	Los espectros del momento transversal de los productos de decaimiento del W (leptón cargado a la izquierda, neutrino a la derecha) presentan un pico en aproximadamente la mitad de la masa del bosón. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.	11
1.4	La distribución de la masa transversal del W presenta un pico cercano al valor de la masa del bosón. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.	13
2.1	Esquema del complejo de aceleración del Fermilab.	20
2.2	El detector $D\emptyset$	22
2.3	Detectores centrales de $D\emptyset$	24
2.4	El calorímetro de $D\emptyset$	27
2.5	Esquema del detector $D\emptyset$ donde se identifican las diferentes regiones del sistema de muones.	28
2.6	Longitud total de interacción del calorímetro y el sistema de muones en función del ángulo polar θ	30
2.7	Esquema de una cámara de muones de tres capas.	31
2.8	Arriba: Corte transversal de una celda PDT. Las líneas representan equipotenciales del campo electrostático en la celda. Abajo: Estructura periódica en forma de diamante de los cátodos.	32
2.9	Luminosidad entregada y aceptada durante el Run 1A por $D\emptyset$	38

3.1	Vista superior de un candidato $Z \rightarrow \mu\mu$. Cada una de las trazas muónicas tiene pulsos en los tres planos del sistema de muones, una traza coincidente en los detectores centrales y proyección hacia el vértice de interacción, el cual se halla desplazado del centro geométrico del detector. Un jet de baja energía ha sido reconstruido en el calorímetro central.	46
3.2	El gráfico de bloques muestra un evento donde un muon y un neutrino (el cual se representa por \cancel{e}_T) retroceden en sentido contrario a un jet. Cada objeto reconstruido está claramente identificado y se indican su energía transversa y su posición en el espacio $\eta\phi$. La coordenada η de la \cancel{e}_T no se mide y por lo tanto se la grafica arbitrariamente en $\eta = 0$	47
4.1	Distribuciones de masa para eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$, sin simulación de detector, con la simulación de diseño y con la simulación de detector real. Los histogramas están normalizados al número total de eventos en la muestra sin simulación respectivamente. . .	56
4.2	Parametrización de la resolución en momento de los muones en función del momento de los mismos. Los puntos provienen de una muestra de eventos Monte Carlo $W \rightarrow \mu\nu$ sometidos a MUSMEAR. La línea corresponde a la representación paramétrica de la resolución.	58
5.1	La energía depositada en el calorímetro en la dirección del muon se grafica para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Las flechas indican la ubicación del corte de selección. Los muones reales depositan una energía en el calorímetro que es consistente con el paso de una partícula mínimamente ionizante; las trazas que no se originan en el vértice de interacción depositan menos energía a lo largo de la línea que une el vértice con la traza muónica.	67
5.2	El χ^2 del ajuste global muónico se grafica para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección.	72
5.3	Se muestran las distribuciones para $\Delta\phi$ y $\Delta\theta$ entre las trazas muónicas y del CD en CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección. Al hacer estos cortes más estrictos se reduce el número de coincidencias espúreas entre trazas.	73

5.4	Los parámetros de impacto se grafican para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección. Para muones reales estas distribuciones presentan un pico en cero, con un ancho finito debido al scattering múltiple y a errores en la medición. Para rayos cósmicos, en cambio, las distribuciones son planas.	74
5.5	Las distribuciones del t_0^f se grafican para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Los muones reales presentan distribuciones centradas en cero ya que se producen en coincidencia con el cruce de haces. Para rayos cósmicos el tiempo de arribo es aleatorio y la probabilidad aumenta para trazas tempranas.	75
5.6	Las distribuciones para la variable de aislación I_μ y para la energía del halo muónico $E(0.6) - E(0.2)$ se grafican para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección.	76
6.1	Arriba: La distribución de t_0^f para la muestra de candidatos de ajusta a una suma lineal de las distribuciones de señal y de contaminación. Abajo: La línea punteada corresponde a la señal, la línea de guiones a la contaminación cósmico/combinatoria y la línea continua a su suma lineal. La distribución para los candidatos se indica por medio de las cruces.	94
6.2	Arriba: La distribución de $E(0.6) - E(0.2)$ para la muestra de candidatos se ajusta a una suma lineal de la señal y la contaminación. Abajo: la línea punteada corresponde a trazas aisladas, la línea de guiones a muones producidos en procesos de QCD y la línea continua a su suma lineal. Las cruces representan la muestra de candidatos.	96
7.1	Arriba: la masa transversal del par $\mu - \nu$ se grafica en línea continua para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $W \rightarrow \mu\nu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.	103
7.2	Arriba: la distribución del p_T^μ se grafica en línea continua para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $W \rightarrow \mu\nu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.	104

7.3	Arriba: la distribución para η_μ se grafica como puntos para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para Monte Carlo MUSMEAR sometido al simulador de trigger. Abajo: la distribución del p_T del W se grafica como puntos para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la muestra $W \rightarrow e\nu$	105
7.4	Arriba: la distribución de la masa invariante se grafica en línea continua para la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.	106
7.5	Comparación de las secciones eficaces obtenidas con otros resultados experimentales [55] y con predicciones teóricas [54]. Las dos curvas son los extremos obtenidos al usar distintas funciones de densidad partónica.	108
7.6	Comparación del valor obtenido para el cociente de las secciones eficaces con otros resultados experimentales [55, 56]. Todos los resultados que se muestran para 92/93 son preliminares.	110

Lista de Tablas

1.1	Representación esquemática del Modelo Estándar: Los constituyentes son dobletes de quarks y leptones en tres generaciones. Las fuerzas son mediadas por bosones de gauge de acoplamiento adimensional.	5
1.2	Predicción teórica para la sección eficaz de producción total de los bosones W y Z a tres órdenes diferentes en teoría de perturbaciones.	15
5.1	Resumen de las variables utilizadas en la selección de un muon aislado de alto p_T .	62
5.2	Luminosidades para cada uno de los cinco períodos de toma de datos considerados en este análisis. Las diferencias entre los períodos se describen en el texto. Los escalados de los triggers no se incluyen en la tabla, ya que serán considerados en la eficiencia de los triggers. El escalado promedio se incluye por completitud solamente.	79
6.1	Eficiencia para la detección de muones débiles en el proceso $W \rightarrow \mu\nu$. El primer error en la aceptación total es estadístico y el segundo es sistemático.	84
6.2	Eficiencia para la detección de muones débiles en el proceso $Z \rightarrow \mu\mu$. El primer error en la aceptación total es estadístico y el segundo es sistemático.	84
6.3	Factores de escalado y cocientes de eficiencias para los filtros "HIGH" y "MAX".	89
6.4	Eficiencia del trigger de muones individuales usados en la selección de eventos $W/Z \rightarrow \mu$, para muones que han sido reconstruídos offline. Los datos del período Preshutdown EF han sido excluídos, ya que se desconoce la eficiencia del trigger en dicho lapso.	91
6.5	Eficiencia para la selección de muones fuertes.	92
6.6	Contaminaciones remanentes en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$.	99
7.1	Número de eventos en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ para cada período de toma de datos y sector geométrico.	102

A.1	Eficiencias de los cortes utilizados en la identificación de muones obtenidos a partir de datos reales, Monte Carlo de diseño (def MC) y Monte Carlo MUSMEAR (smea MC).	118
A.2	Eficiencias para el trigger de muones de trazas reconstruídas offline obtenidas a partir de datos reales, Monte Carlo de diseño (def MC) y Monte Carlo MUSMEAR (smea MC). Sólo se incluyen los errores estadísticos para los resultados Monte Carlo.	119
B.1	Aceptancias y Eficiencias en el análisis de $W/Z \rightarrow \mu$	123

Capítulo 1

Introducción

“¿Qué materiales componen el Universo?” “¿Cómo interactúan entre sí los constituyentes elementales de la materia?”

Los primeros intentos por responder dichas preguntas de los cuales se tenga registro datan de hace 26 siglos, en la Grecia antigua, donde Maximenes de Miletus propuso que el universo está compuesto por aire, fuego, tierra y agua, y que todas las formas de la materia pueden obtenerse por medio de la rarefacción del aire. Esta teoría resultó extremadamente simple, pero asimismo muy imprecisa. Hace aproximadamente 500 años, Galileo Galilei dio comienzo a una nueva era para la ciencia moderna, al introducir la idea de verificar las hipótesis científicas mediante rigurosas pruebas experimentales.

Durante el último siglo los físicos han explorado la naturaleza mediante el estudio de las interacciones básicas entre partículas elementales. Los primeros experimentos en física de partículas elementales hacían uso de partículas energéticas obtenidas de fuentes radioactivas. Un conocido ejemplo de este tipo de experiencias es el descubrimiento del núcleo atómico por Rutherford [1].

Gracias al reciente desarrollo tecnológico, se han construido aceleradores de partículas capaces de producir interacciones cada vez más energéticas. Los mod-

ernos laboratorios incluyen aceleradores de blanco fijo y colisionadores hadrónicos y electrónicos, lo que permite estudiar un amplio rango de fenómenos físicos. Los datos obtenidos por los numerosos detectores que operan en dichos aceleradores, se utilizan para poner a prueba modelos teóricos existentes y para sugerir el surgimiento de nuevas teorías.

La investigación científica que se está llevando a cabo actualmente en el campo de la física experimental de altas energías, representa el esfuerzo más organizado hasta el presente para encontrar una respuesta a aquellos antiquísimos interrogantes. Esta tesis intenta contribuir a dicho esfuerzo. Usando datos recolectados durante el período 1992-1993 por el detector DØ en el colisionador $\bar{p}p$ de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV del Fermilab, presenta la determinación experimental de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z en el canal de decaimiento muónico. El cociente de dichas secciones eficaces se combina con magnitudes que surgen de cálculos teóricos, y con otras determinaciones experimentales para obtener el valor del ancho total del bosón W .

La organización de esta tesis es la siguiente: el capítulo 1 presenta una breve descripción del análisis y de su motivación teórica. El capítulo 2 describe el acelerador Tevatrón del Fermilab y el detector DØ, los cuales fueron utilizados para obtener los datos experimentales en los cuales se basa este análisis. El capítulo 3 describe la reconstrucción de eventos y el capítulo 4 la simulación de datos por medio de técnicas de Monte Carlo. La identificación de muones, especialmente desarrollada para la medición de las secciones eficaces de los procesos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$, se describe en el capítulo 5. Las eficiencias de dicha selección se presentan en el capítulo 6, donde también se incluyen las estimaciones de la contaminación remanente en las muestras finales de eventos. Por último, el capítulo 7

presenta los resultados de este trabajo experimental y el capítulo 8 resume las conclusiones.

1.1 El Modelo Estándar

La física de partículas elementales se ocupa básicamente del estudio de los constituyentes elementales de la materia y de sus interacciones. Es bien sabido que los fenómenos de la vida diaria son correctamente descritos por las leyes de Newton de la mecánica clásica. Pero estas leyes deben ser reemplazadas por las de la relatividad especial si se quieren describir objetos que viajan a velocidades cercanas a la de la luz. Asimismo, para objetos de dimensiones subatómicas, la mecánica cuántica reemplaza a la mecánica de Newton. Debido a que las partículas elementales son *rápidas y pequeñas*, su descripción hace uso del formalismo de la teoría cuántica de campos.

Recientemente, ha surgido una teoría que explica todas las interacciones entre partículas elementales que se conocen en la actualidad, excepto la gravedad¹. Dicha teoría, conocida como el Modelo Estándar de Materia y Energía, describe el conocimiento que se tiene actualmente sobre la dinámica de las partículas elementales. Desde que fuera presentado, en los años 70, ha superado con éxito todo test experimental al cual se lo ha sometido.

En el estado actual de dicho modelo, se considera que los constituyentes elementales de la materia son los leptones y los quarks. Éstos, unidos a las cuatro interacciones fundamentales (fuerte, electromagnética, débil y gravitatoria) representan los ingredientes básicos de la descripción del universo.

¹En el estudio de las interacciones entre partículas elementales, la gravedad resulta tan débil comparada con las demás interacciones que su efecto puede ser despreciado.

El Modelo Estándar describe la interacción entre quarks y leptones por medio de dos modelos matemáticos: la Cromodinámica Cuántica (QCD) y la Teoría Electrodébil [2] [3] [4]. QCD está basada en el grupo $SU(3)$ y describe la interacción fuerte; la Teoría Electrodébil, que unifica el electromagnetismo y las interacciones débiles, está basado en una estructura de grupo $SU(2)_L \times U(1)$.

Las partículas elementales consideradas por el Modelo Estándar son fermiones o bosones. Se considera que los constituyentes de la materia son los fermiones (quarks o leptones de spin $\frac{1}{2}$), y que los bosones de spin 1 son los responsables de mediar las fuerzas electrodébil y fuerte.

El modelo considera la existencia de seis quarks eléctricamente cargados (Up, Down, Charm, Strange, Top and Bottom), los cuales se agrupan de a pares en tres generaciones, como se esquematiza en la Tabla 1.1. Cada quark tiene un grado de libertad adicional al cual se llama color. Los quarks solo pueden existir en singuletes de color y por lo tanto no pueden hallarse aislados; se los encuentra formando los hadrones que se detectan en la naturaleza. Por tener carga eléctrica y carga de color, los quarks se ven afectados por las fuerzas fuerte y electrodébil.

El segundo grupo de fermiones son los leptones, los cuales también se agrupan de a pares en tres familias (ver Tabla 1.1). El electrón, el muón y el tau son partículas masivas de carga eléctrica negativa $e := 1.6 \times 10^{-19}C$, sujetas a la interacción electrodébil. Cada uno de estos leptones está apareado con un neutrino, que son partículas livianas (probablemente de masa nula), eléctricamente neutras, que sólo se ven afectadas por la interacción débil.

Los bosones de gauge son los mediadores de las fuerzas fundamentales, y las constantes de acoplamiento que describen la magnitud de dichas fuerzas son adimensionales.

Tabla 1.1: Representación esquemática del Modelo Estándar: Los constituyentes son dobletes de quarks y leptones en tres generaciones. Las fuerzas son mediadas por bosones de gauge de acoplamiento adimensional.

Quarks	Leptones
$u \ d$	$e \ \nu_e$
$c \ s$	$\mu \ \nu_\mu$
$t \ b$	$\tau \ \nu_\tau$

Interacción	Acoplamiento	Bosones de Gauge
Fuerte	g_s	gluones
EM	e	fotón
Débil	g_w	$W^+ \ W^- \ Z^0$

La interacción fuerte, que actúa entre partículas que poseen carga de color, es mediada por ocho gluones. Los gluones son bosones eléctricamente neutros que poseen carga de color y por lo tanto están sometidos a interacciones entre ellos mismos. El fotón γ y los tres bosones vectoriales mediadores (IVB) W^+ , W^- y Z^0 , son los mediadores de la interacción electrodébil. El modelo también predice la existencia de un bosón escalar neutro (Higgs), que aparece como un remanente del mecanismo que rompe la simetría $SU(2) \times U(1)$ y genera las masas de los fermiones y de los bosones W y Z . Por el momento, no existe evidencia experimental de la existencia del bosón Higgs.

1.2 Producción de IVB en Colisionadores Hadrónicos

La Teoría Electrodébil [2] [3] [4] desarrollada por Glasgow, Weinberg y Salam en los años 60, unifica las interacciones electromagnética y débil, describiendo un amplio rango de fenómenos físicos con gran exactitud. En este modelo, la

interacción electromagnética es mediada por el fotón γ ; el bosón W es el mediador de la interacción débil cargada. El modelo también predijo la existencia de un bosón neutro Z , mediador de la interacción débil neutra, la cual no había sido observada hasta aquel momento.

El descubrimiento de la interacción débil neutra en experimentos de neutrinos en 1973 [6], fue un gran triunfo del modelo electrodébil. Basado en esta evidencia indirecta de la existencia de los bosones W y Z , se propuso la construcción de colisiones hadrónicas de gran energía para determinar directamente la existencia de los IVB [7].

El primer acelerador de dicho tipo fue el $SppS$ del CERN, el cual operaba a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 546$ GeV. Las colaboraciones UA1 y UA2 hallaron evidencia experimental directa de la producción de los bosones W y Z en su canal de decaimiento leptónico en 1983 [8]. En los años posteriores, operando a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 630$ GeV, ambas colaboraciones acumularon grandes cantidades de eventos W y Z en cada uno de sus canales de decaimiento: electrones, muones, taus y hadrones [9].

En 1985, el Tevatrón del Fermilab comenzó a operar como colisionador protón-antiprotón, a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 1800$ GeV. La colaboración CDF detectó los primeros eventos W y Z durante 1987 [10], y acumuló mayor estadística durante su corrida 1988–1989. Durante el período 1992–1993, los detectores CDF y DØ acumularon grandes muestras de eventos W y Z , basados en los 30 pb^{-1} de luminosidad integrada entregada por el Tevatrón.

El estudio de las colisiones entre protones y antiprotones es dificultoso debido a que los hadrones no son partículas fundamentales, sino que están compuestos por quarks de valencia, gluones y quarks del mar, los cuales aparecen como pares

virtuales. La producción de IVB en colisiones $\bar{p}p$ puede describirse por medio del proceso de Drell-Yan [11], siendo la aniquilación quark-antiquark el proceso dominante. Si sólo se consideran los quarks de valencia, los procesos elementales son:

$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \quad d\bar{u} \rightarrow W^- \quad u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow Z^0$$

Estos procesos de primer orden son modificados por correcciones de QCD de orden mayor, dados por los diagramas adicionales que se muestran en la Figura 1.1 (b) y (c) para emisión o absorción de radiación de gluones. Un efecto adicional de la radiación de gluones, es el de producir bosones con momento transversal mucho mayor que el esperado, a partir del proceso de orden más bajo.

Las partículas que no forman parte en la producción de los IVB son llamadas “espectadores” y sufren interacciones de baja energía denominadas “evento subyacente”. En colisiones $\bar{p}p$, el momento de los dos partones que colisionan (quarks o gluones) no se conoce en la dirección longitudinal (paralela al haz), pero se considera nulo en el plano perpendicular. Otro efecto que debe considerarse es la pérdida de productos de colisión que emergen con ángulos muy pequeños y evitan la detección al ingresar al tubo de haz. Por estas razones las colisiones se describen usando cantidades definidas en el plano transversal al haz, que son las que se conservan en este tipo de procesos.

La producción de bosones de gauge, cargados o neutrales, es más fácilmente identificable en su canal de decaimiento leptónico:

$$W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l \quad Z^0 \rightarrow l^+ l^-$$

A pesar de que el decaimiento a q y \bar{q} es el que ocurre más frecuentemente ($\approx 70\%$), el mismo sufre de la mayor contaminación debida a procesos de interacción

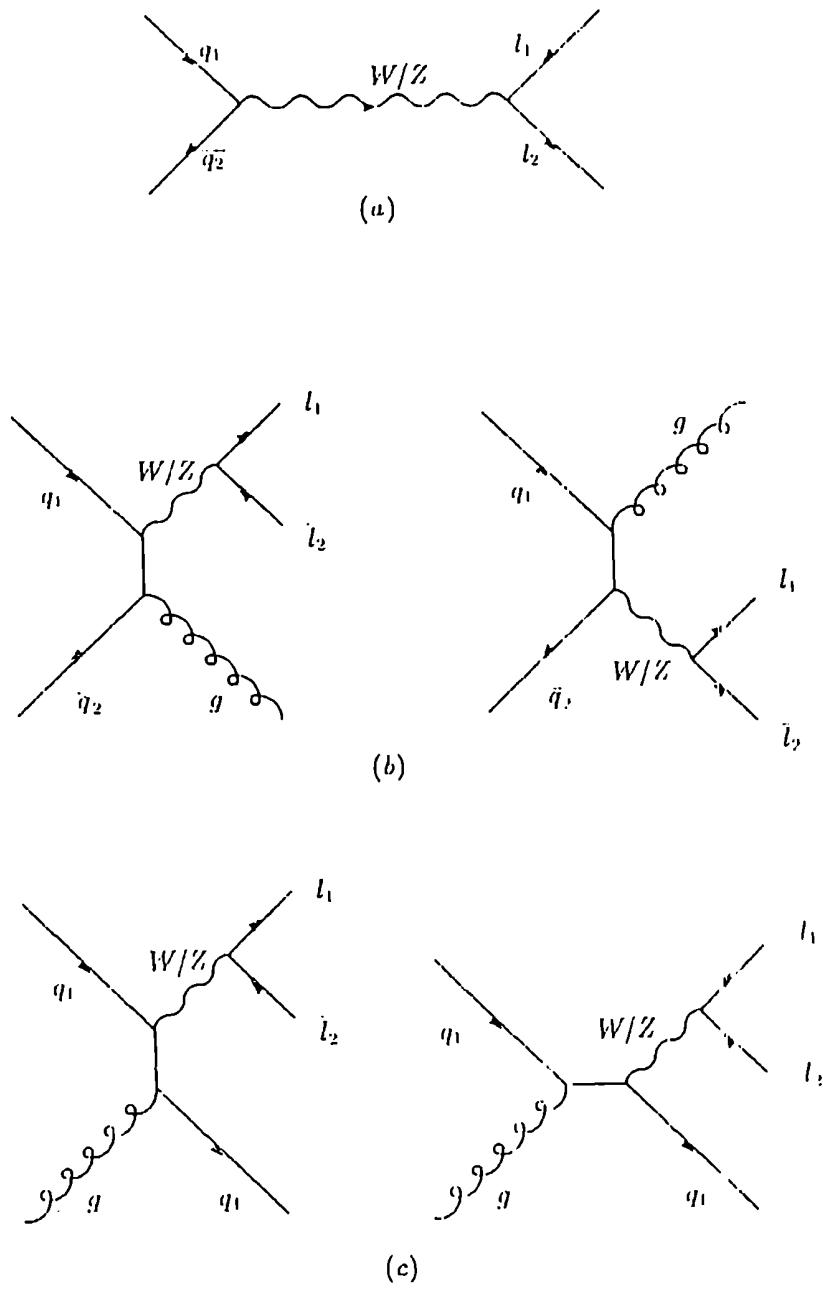


Figura 1.1: Diagramas de menor orden para la producción hadrónica de IVB: (a) El proceso Drell-Yan, (b) El proceso de aniquilación QCD, (c) El proceso Compton de QCD.

fuerte, los cuales están dominados por los eventos de dos jets. Aunque la tasa del canal leptónico sea mucho menor, ($\approx 10\%$ para cada canal leptónico del W y $\approx 3\%$ para cada canal leptónico² del Z respectivamente [12]), estos modos de decaimiento tienen la menor contaminación posible de procesos de QCD y permiten obtener las muestras más puras de eventos W y Z que se puedan obtener en colisionadores hadrónicos.

El decaimiento del Z en un par de leptones cargados de alto p_T puede identificarse directamente a través de un pico en la masa invariante del par leptónico, como se muestra en la Figura 1.2. En este caso, la contaminación debida a procesos como la formación de pares por Drell–Yan y el decaimiento de quarks pesados resulta despreciable.

La situación es más desfavorable para la identificación del decaimiento leptónico del bosón de gauge cargado W . Pese a que la detección de un leptón cargado de alto p_T es relativamente inmediata, la identificación del neutrino que acompaña el decaimiento debe hacerse en base a consideraciones cinemáticas. Un desbalance en el momento en el plano transversal es una indicación de la presencia de una o más partículas no interactuantes, presumiblemente neutrinos.

El leptón cargado y el neutrino que se producen en el decaimiento de un W son muy energéticos, debido a la gran masa del bosón W del cual se originaron. Dado que el proceso en cuestión puede describirse como el decaimiento de un objeto pesado en dos productos livianos, se observa un pico en el espectro del momento transversal de los productos de decaimiento, a un valor de aproximadamente la mitad de la masa del W , como se indica en la Figura 1.3.

²La frecuencia de ocurrencia del canal $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ es $\approx 20\%$, el 3% previamente citado corresponde a los modos de decaimiento e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ y $\tau^+\tau^-$.

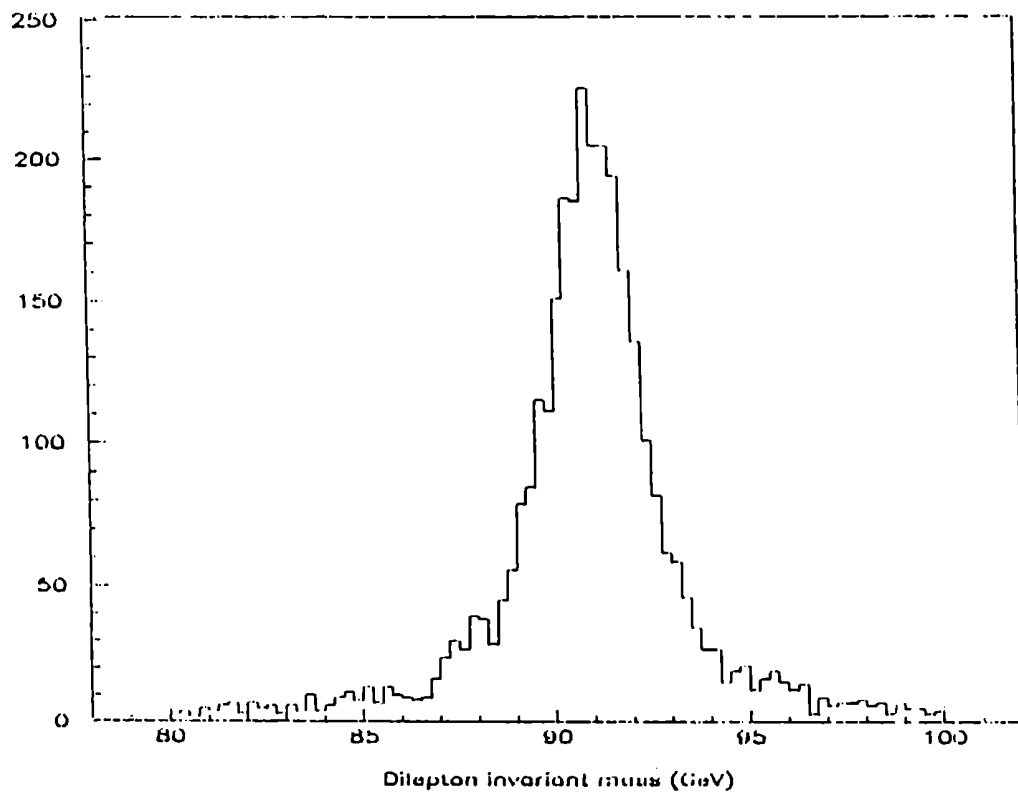


Figura 1.2: El decaimiento del Z en dos leptones cargados puede identificarse directamente a través de un pico en el espectro de masa invariante del par leptónico. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.

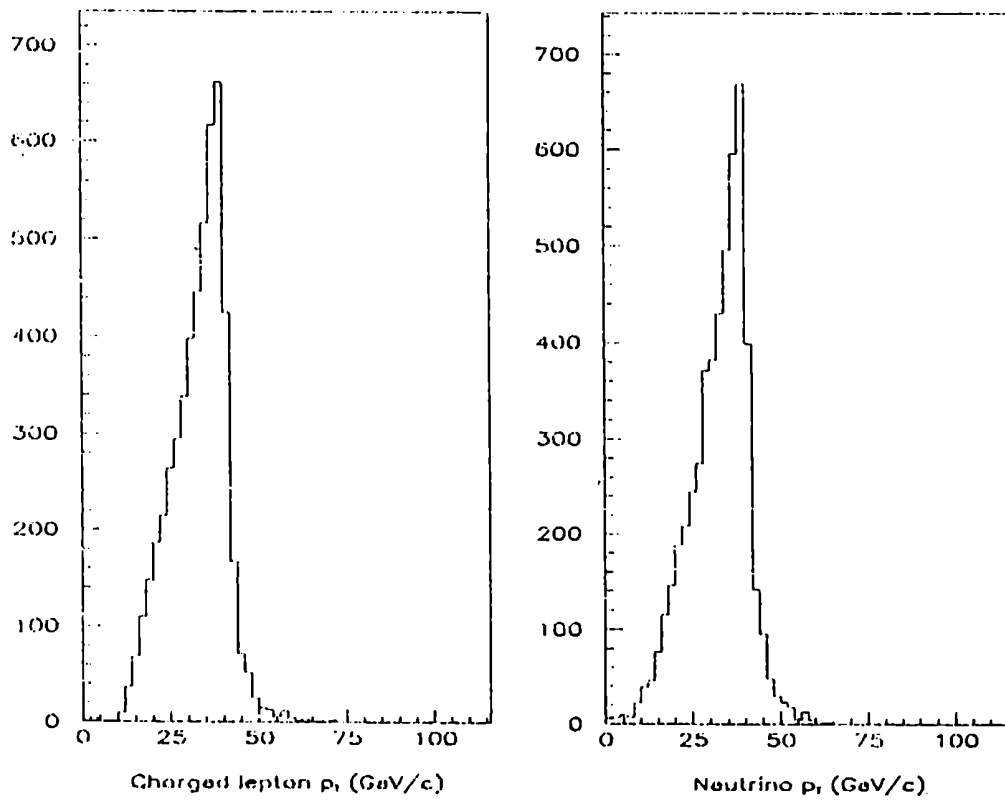


Figura 1.3: Los espectros del momento transversal de los productos de decaimiento del W (leptón cargado a la izquierda, neutrino a la derecha) presentan un pico en aproximadamente la mitad de la masa del bosón. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.

La masa transversal del W se define como

$$M_T(\mu\nu) = \sqrt{2p_{Tl}p_{T\nu}(1 - \cos(\varphi_l - \varphi_\nu))}$$

siendo φ el ángulo azimutal en el plano transversal al tubo de haz. La cantidad $M_T(\mu\nu)$ tiene la propiedad que

$$0 \leq M_T(\mu\nu) \leq M_W$$

donde la igualdad vale para eventos con componente longitudinal del momento nula y la distribución presenta un pico en el valor de la masa del W , como puede verse en la Figura 1.4. El extremo derecho del espectro se deforma por efecto del ancho finito del W y su momento transversal, el cual se debe al p_T intrínseco de los constituyentes y a correcciones QCD.

Existen numerosos tests del Modelo Estándar que pueden realizarse en colisionadores hadrónicos. Desde que se realizaran las primeras observaciones directas de los IVB, midiendo sus masas y anchos, se han verificado experimentalmente numerosas predicciones del modelo sobre diversas propiedades de los bosones. Es posible obtener información adicional al combinar resultados hallados para los W y los Z , lo que provee tests aun más precisos del modelo. Un análisis de este tipo se presenta en la próxima sección.

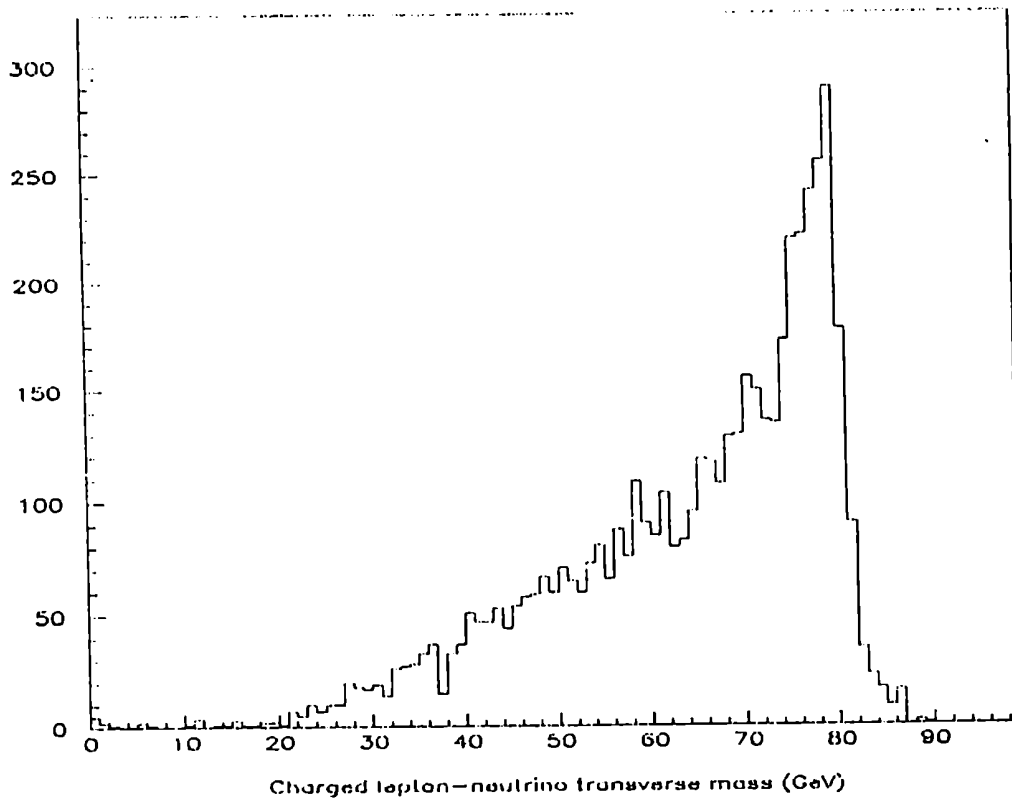


Figura 1.4: La distribución de la masa transversal del W presenta un pico cercano al valor de la masa del bosón. Esta distribución corresponde a eventos simulados por Monte Carlo que no incluyen la resolución del detector.

1.3 Descripción del Análisis

La determinación de los anchos totales Γ_W y Γ_Z no puede realizarse en forma muy precisa en colisionadores hadrónicos, aunque sí puede determinarse el cociente Γ_W/Γ_Z en forma indirecta, por medio de la medición de

$$R \equiv \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow W + X)BR(W \rightarrow l\nu)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z + X)BR(Z \rightarrow l^+l^-)} = \frac{\sigma_W^l}{\sigma_Z^l} \quad (1.1)$$

definido como el cociente de las secciones eficaces de producción de W y Z por la frecuencia de ocurrencia del decaimiento leptónico en cuestión. Este cociente puede expresarse en función de parámetros fundamentales como:

$$R = \frac{\sigma_W}{\sigma_Z} \frac{\Gamma(W \rightarrow l\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-)} \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W} \quad (1.2)$$

siendo $\sigma_W \equiv \sigma(\bar{p}p \rightarrow W + X)$ y $\sigma_Z \equiv \sigma(\bar{p}p \rightarrow Z + X)$ las secciones eficaces totales de producción de W y Z y donde las Γ 's denotan los anchos totales y parciales del decaimiento de los bosones.

Los dos primeros cocientes en la ecuación 1.2 pueden calcularse en base a un número limitado de suposiciones sobre los acoplamientos estándar entre leptones y quarks livianos. R puede medirse directamente en colisionadores hadrónicos, lo que posibilita la determinación de Γ_Z/Γ_W .

El cálculo de la sección eficaz inclusiva de producción de los bosones W y Z puede obtenerse como una integral de convolución sobre las funciones de distribución partónicas, lo que se hace en la referencia [13] en base a las predicciones teóricas de Hamberg, Van Neerven and Matsuura [14], las cuales son completas a orden $O(\alpha_s^2)$ para las correcciones al factor K de Drell-Yan en la producción de

bosones. Los valores para las secciones eficaces totales de la producción de W y Z y de su cociente a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV obtenidos mediante este método se muestran en la Tabla 1.2. La mayor incerteza en el cálculo de las secciones eficaces totales surge de las funciones de distribución partónicas, en particular, la incerteza en el cálculo del cociente de secciones eficaces σ_W/σ_Z está dominado por la incerteza en el cociente de las densidades de los quarks de valencia d y u [13], puesto que los bosones W y Z se acoplan de manera diferente a los dos tipos de quarks.

Tabla 1.2: Predicción teórica para la sección eficaz de producción total de los bosones W y Z a tres órdenes diferentes en teoría de perturbaciones.

Orden	σ_W (nb)	σ_Z (nb)	σ_W/σ_Z
Nivel de Born	16.19	4.91	3.30
$O(\alpha_s)$	18.97	5.79	3.27
$O(\alpha_s^2)$	19.15	5.88	3.26

El cociente de los anchos parciales a leptones cargados $\Gamma(W \rightarrow l\nu)/\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-)$ puede evaluarse usando los acoplamientos dados por el Modelo Estándar

$$\Gamma(W \rightarrow l\nu) = \frac{G_F m_W^3}{6\pi\sqrt{2}} \quad (1.3)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-) = (1 - 4\sin^2 \theta_W + 8\sin^2 \theta_W) \frac{G_F m_Z^3}{12\pi\sqrt{2}} \quad (1.4)$$

Combinando las ecuaciones 1.3 y 1.4, se obtiene

$$\frac{\Gamma(W \rightarrow l\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-)} = \frac{2m_W^3/m_Z^3}{1 - 4\sin^2 \theta_W + 8\sin^2 \theta_W} \quad (1.5)$$

Usando el esquema de normalización de Sirlin, el cual elige a m_W , m_Z y G_F como los parámetros fundamentales, fijando

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (1.6)$$

a todo orden en teoría de perturbaciones, es posible calcular el cociente de los anchos totales a partir de los valores más precisos para m_W/m_Z disponibles en la actualidad.

La determinación experimental de las secciones eficaces σ_W^l y σ_Z^l , se lleva a cabo a partir de las siguientes relaciones

$$\sigma_W^l = \frac{N_W - N_B}{\epsilon_W A_W L_W} \quad (1.7)$$

$$\sigma_Z^l = \frac{N_Z - N_B}{\epsilon_Z A_Z L_Z} \quad (1.8)$$

siendo N_W el número de candidatos W observados, N_Z el número de candidatos Z observados, N_B el número estimado de eventos de contaminación en las muestras, ϵ la eficiencia total en la detección de las señales producidas dentro de la zona de aceptación geométrica A del detector y L la luminosidad integrada correspondiente a las muestras consideradas. La incerteza en la aceptación geométrica está dominada por la elección de las funciones de estructura, ya que las mismas modifican la distribución en rapidez de los bosones W y Z . Los errores sistemáticos en el cálculo de $R = \sigma_W^l/\sigma_Z^l$ son menores que los que se obtienen para las secciones eficaces individuales, ya que muchas fuentes comunes de error se cancelan al tomar el cociente, incluyendo todo el error de la luminosidad y parte de los errores de la aceptación y la eficiencia.

La determinación precisa de los anchos totales de los bosones W y Z representa una prueba interesante del Modelo Estándar, ya que se trata de mediciones in-

clusivas, las cuales resultan sensibles a decaimientos no observados de los bosones independientemente de que puedan ser detectados. El ancho total del Z ha sido medido con una precisión mayor al 0.3% en el LEP [15], lo que restringe severamente la existencia de nuevas partículas producidas en decaimientos débiles neutros.

El ancho total del W se conoce con una precisión de un orden de magnitud menor que para el Z , lo que da lugar a límites mucho menos estrictos para los decaimientos débiles cargados. Por esta razón resulta de interés aumentar la precisión en la determinación de Γ_W para restringir los modos de decaimiento del W . Dada la medición precisa de Γ_Z , la determinación de R en colisionadores hadrónicos da lugar al valor de Γ_W más preciso que se puede obtener con los aceleradores existentes en la actualidad.

Capítulo 2

Descripción Experimental

2.1 El Tevatrón del Fermilab

El acelerador del Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) [16] consta de diversos sistemas de aceleración y almacenaje, que se utilizan para producir colisiones entre protones y antiprotones, con una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. La Figura 2.1 muestra una vista esquemática del complejo.

El proceso comienza con un generador Cockcroft-Walton que produce un haz de iones H^- a una energía de 750 KeV, los cuales son inyectados a un acelerador lineal, donde adquieren aproximadamente 400 MeV antes de ser transferidos a un sincrotrón de 150 m de diámetro llamado “Booster”. En el Booster, los iones de H^- son convertidos en protones y acelerados hasta una energía de 8 GeV. En este punto se los inyecta en un sincrotrón de 6.28 km, llamado el “Main Ring”. El Main Ring cumple dos funciones: acelera los protones hasta una energía de 150 GeV antes de inyectarlos en el Tevatrón, y provee protones de 120 GeV para producir antiprotones. El Tevatrón opera en el mismo túnel de 2 km de diámetro que el Main Ring, pero acelera las partículas hasta una energía de 900 GeV, por medio de imanes superconductores.

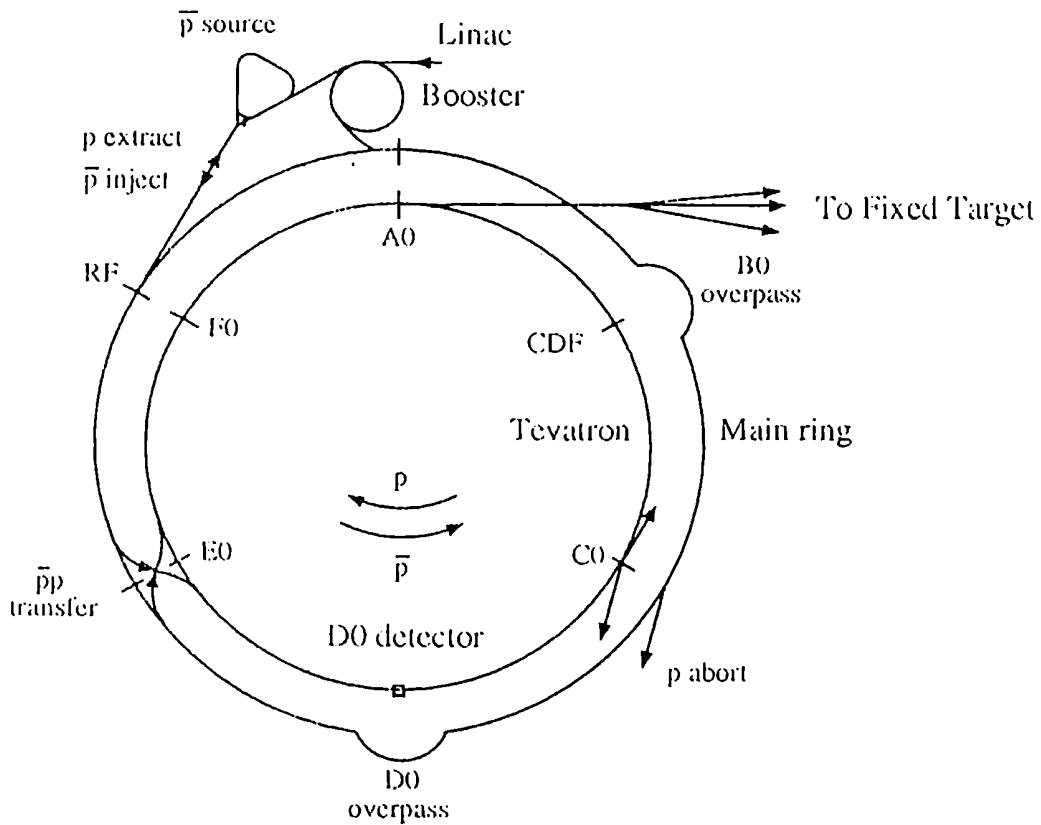


Figura 2.1: Esquema del complejo de aceleración del Fermilab.

El tubo de haz del Tevatrón está ubicado a 65 cm por debajo del Main Ring, excepto en la ubicación de los dos detectores que operan en el colisionador. Allí, la distancia vertical entre ambos tubos de haz se incrementa significativamente, para evitar que ambos atraviesen las partes más sensibles de los detectores.

Los antiprotones se producen cuando protones de 120 GeV producidos por el Main Ring, inciden sobre un blanco de níquel tras el cual se halla una lente de litio que produce el enfoque de las partículas secundarias. Es necesario reducir la dispersión en energía del haz antes de poder llevar a cabo el proceso de enfriamiento estocástico en el Acumulador. El enfriamiento de los antiprotones da comienzo en el Debuncher. Allí, el haz permanece durante dos segundos mientras

se reduce la dispersión en energía ($\approx 2\%$) y se aumenta la longitud del paquete, para ser finalmente transferido al Acumulador. Allí los antiprotones son enfriados estocásticamente y almacenados. Un nuevo pulso del Debuncher se transfiere al Acumulador cada dos segundos. Luego de varias horas de acumular antiprotones, se alcanzan los 50 a 100 mA, lo que permite inyectar seis paquetes de aproximadamente 30×10^9 antiprotones cada uno al Main Ring, donde se los acelera hasta una energía de 150 GeV. Cuando llegan a esta energía se los transfiere al Tevatrón, donde ya están circulando seis paquetes de protones.

Como los protones y los antiprotones tienen cargas opuestas, se los hace circular en sentidos contrarios dentro del Tevatrón. Ambos haces se aceleran simultáneamente hasta alcanzar una energía de 900 GeV. Los seis paquetes de protones se cruzan con los seis paquetes de antiprotones en doce puntos, a lo largo del anillo del acelerador. En diez de estas ubicaciones los haces son separados por dispositivos electrostáticos que evitan las colisiones. En las dos ubicaciones restantes, las trayectorias se vuelven rectas y la función beta que caracteriza la envolvente del haz se reduce en la dirección transversal a unos $30 \mu\text{m}$, produciéndose la colisión de los haces. Una de estas dos zonas de colisión está ubicada dentro de los 10 cm del centro del detector DØ.

2.2 El Detector DØ

El detector DØ [17] es uno de los dos detectores multipropósito que opera en el colisionador protón-antiprotón del Fermilab. Ha sido diseñado para detectar con gran precisión electrones, muones, jets y energía faltante. El detector consta de tres componentes principales: los detectores centrales, los calorímetros de uranio y argón líquido y los sistemas de detección de muones. En las siguientes secciones

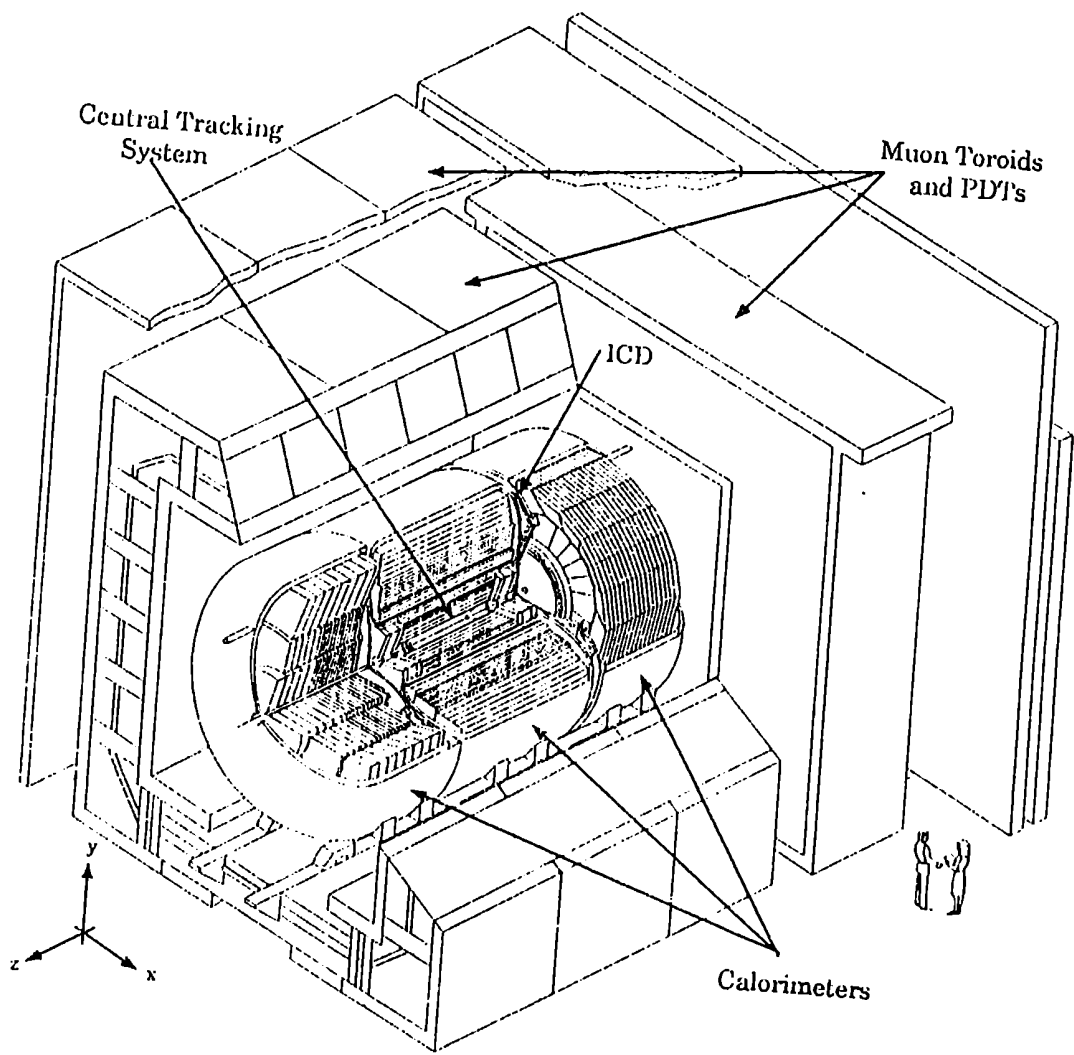


Figura 2.2: El detector DØ .

se dará una breve descripción de cada uno de estos subdetectores y de los sistemas de trigger y de adquisición de datos.

La Figura 2.2 muestra una vista del detector DØ, incluyendo el tubo de haz del Tevatrón que atraviesa el centro del detector, y el tubo de haz del Main Ring que pasa a dos metros por encima del anterior, atravesando el calorímetro y el sistema de muones. El sistema de coordenadas utilizado en DØ se define con el eje z paralelo al tubo de haz en la dirección de circulación de los protones y el eje y vertical.

2.2.1 Los Detectores Centrales

El detector central de trazas de DØ consta de cuatro subsistemas: el detector de vértice (VTX), el detector de radiación de transición (TRD), la cámara central de deriva (CDC) y las dos cámaras frontales de deriva (FDC). Los detectores VTX, TRD y CDC están ubicados en forma de cilindros concéntricos con el tubo de haz, mientras que los dos FDC son perpendiculares a los anteriores, como se esquematiza en la Figura 2.3. Estos detectores se hallan dentro de la apertura cilíndrica de los calorímetros, en un volumen de 78 cm de radio y 270 cm de longitud. Como DØ no incluye un campo magnético central, el detector de trazas fue diseñado y optimizado para alcanzar una alta eficiencia y resolución de trazas superpuestas mediante la medición de dE/dx , así como para la ubicación longitudinal y transversal del vértice de interacción.

La cámara de vértice es el detector de trazas más interno de DØ y yace concéntrico con el tubo de haz. Sus dimensiones son un radio interno de 3.7 cm, radio externo de 16.2 cm y una longitud máxima de 116.8 cm.

Es una típica cámara de deriva, en la cual la medición de la coordenada $r\varphi$

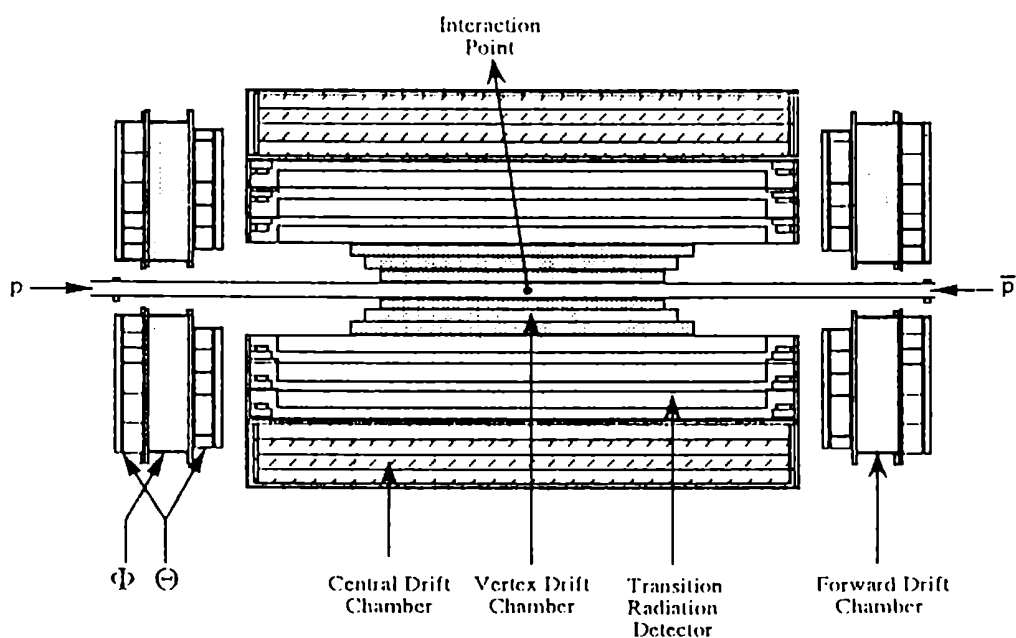


Figura 2.3: Detectores centrales de DØ.

se realiza en base a información provista por alambres anódicos paralelos a la dirección del haz, los cuales están rodeados por un cátodo. Para resolver las ambigüedades izquierda-derecha (o sea para determinar de qué lado del alambre incidió la partícula), los ánodos se encuentran desplazados uno respecto del otro, lo que rompe la simetría y permite la determinación del lado correcto. La cámara de vértice de DØ tiene tres capas concéntricas de celdas con ocho alambres cada una, lo que provee una medición de la coordenada $r\varphi$ con una resolución de 50 a 100 μm y una separación de pulsos de aproximadamente 2 mm en $r\varphi$. La coordenada z se determina por medio de división de cargas. Dado que los alambres anódicos son resistivos, la carga que llega a cada uno de sus extremos puede utilizarse para determinar la posición de la traza con una resolución de ≈ 2 mm en la dirección z .

El detector de radiación de transición está ubicado entre el VTX y el CDC, y provee una identificación de electrones que resulta independiente de la de los calorímetros. Cuando una partícula cargada atraviesa una interface entre dos materiales con constantes dieléctricas diferentes, las condiciones de contorno en el punto de transición requieren la existencia de una componente radiativa del campo. A pesar de que el efecto es pequeño, si se ubican un gran número de interfaces en una distancia corta, la radiación resultante puede ser observada. Como la cantidad de radiación depende de la masa del objeto incidente, este tipo de dispositivo puede utilizarse para discriminar entre distintas partículas.

Basándose en este principio, el TRD de DØ identifica piones aislados con un factor de rechazo de 50, lo cual provee información adicional para ser utilizada en la identificación de electrones en el calorímetro.

La cámara central de deriva tiene forma cilíndrica de 184 cm de longitud, radio interno de 49.5 cm y radio externo de 74.5 cm. Está ubicado entre el TRD y el calorímetro central. Como en el caso de la VTX, la medición de la coordenada $r\varphi$ se basa en la información provista por alambres anódicos desalineados.

El CDC consta de cuatro anillos concéntricos de 32 celdas cada uno. Cada celda contiene siete alambres paralelos al eje z y sucesivamente desplazados en la dirección radial. Para mejorar la identificación de las trazas y minimizar las zonas muertas, las sucesivas celdas en la dirección radial se desplazan en φ en media celda. La resolución se mide a partir de los residuos de los pulsos en trazas totalmente reconstruídas, y resulta ser de aproximadamente $150 - 200 \mu\text{m}$ en $r\varphi$. La separación de pulsos en la dirección $r\varphi$ es de unos 2 mm.

La coordenada z se mide por medio de líneas de retardo paralelas a los alambres anódicos externos en cada celda. Cuando se produce una avalancha en un alambre

externo se inducen pulsos en las líneas de retardo; la diferencia en el tiempo de arribo de los pulsos a ambos extremos de la línea permiten determinar la coordenada z con una resolución de ≈ 2 mm.

Las cámaras de deriva frontales están ubicadas a ambos extremos del VTX, TRD y CDC y son interiores a los calorímetros frontales, extendiendo la cobertura del detector de trazas hasta un ángulo de $\theta \approx 5$ grados respecto de la dirección del haz. Cada uno consta de tres cámaras separadas: un módulo Φ , cuyos alambres anódicos son radiales y miden la coordenada φ y dos módulos Θ (uno a cada lado del módulo Φ), los que miden la coordenada θ . Cada celda Θ está equipada con una línea de retardo que provee una medición aproximada de la coordenada θ con una resolución de ≈ 4 mm. La resolución en la dirección de deriva se mide como en el caso del CDC y resulta de $150 - 200 \mu\text{m}$ (en $r\varphi$ para cámaras Φ y en $r\theta$ para cámaras Θ respectivamente). La separación de pulsos en la dirección de deriva es de ≈ 2 mm.

2.2.2 El Calorímetro de DØ

El calorímetro de muestreo de uranio y argón líquido de DØ se utiliza para identificar electrones, fotones, jets y muones y para medir la energía de electrones, fotones y jets. Gracias a su geometría pseudoproyectiva, se utiliza asimismo en el cálculo de la energía transversa y en el sistema de trigger. La Figura 2.4 esquematiza los calorímetros de DØ, los cuales encierran los detectores centrales. El calorímetro central se extiende hasta un valor de pseudorapidez¹ de $|\eta| \leq 1$, y los dos calorímetros frontales llegan hasta $|\eta| \leq 4$. Dos conjuntos de centelladores llamados detectores intercriostáticos (ICD), se utilizan para corregir

¹La pseudorapidez η se define como $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, siendo θ el ángulo polar.

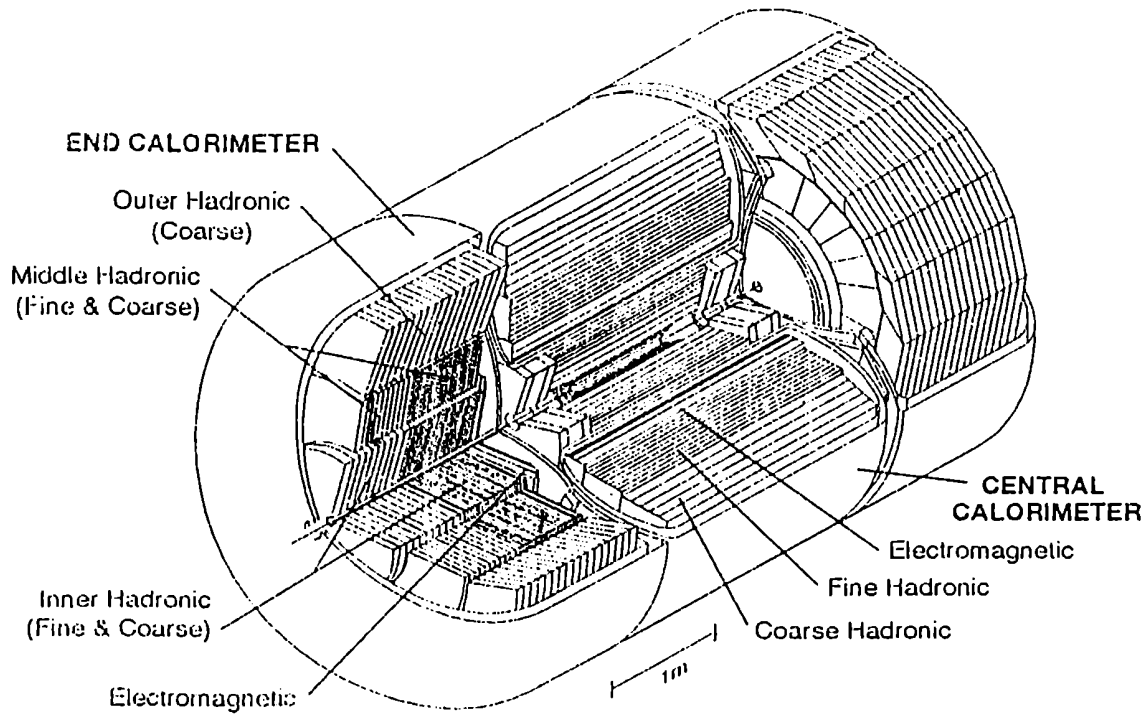


Figura 2.4: El calorímetro de DØ.

por la energía que se deposita en las paredes de los criostatos ubicados entre los calorímetros centrales y frontales. Cada calorímetro consta de tres tipos de módulos: una sección electromagnética construída de placas de uranio de 3 o 4 mm de espesor, una sección hadrónica delgada de placas de uranio algo mas gruesas (6 mm) y una sección hadrónica gruesa de placas de cobre o de acero inoxidable de 46.5 mm. Las resoluciones son de $\approx 15\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para electrones y fotones y de $\approx 50\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para hadrones.

2.2.3 El Sistema de Detección de Muones de DØ

El sistema de muones de DØ es el detector más externo, el cual rodea a los calorímetros tanto en la parte central como en las caras frontales. Su proposito es

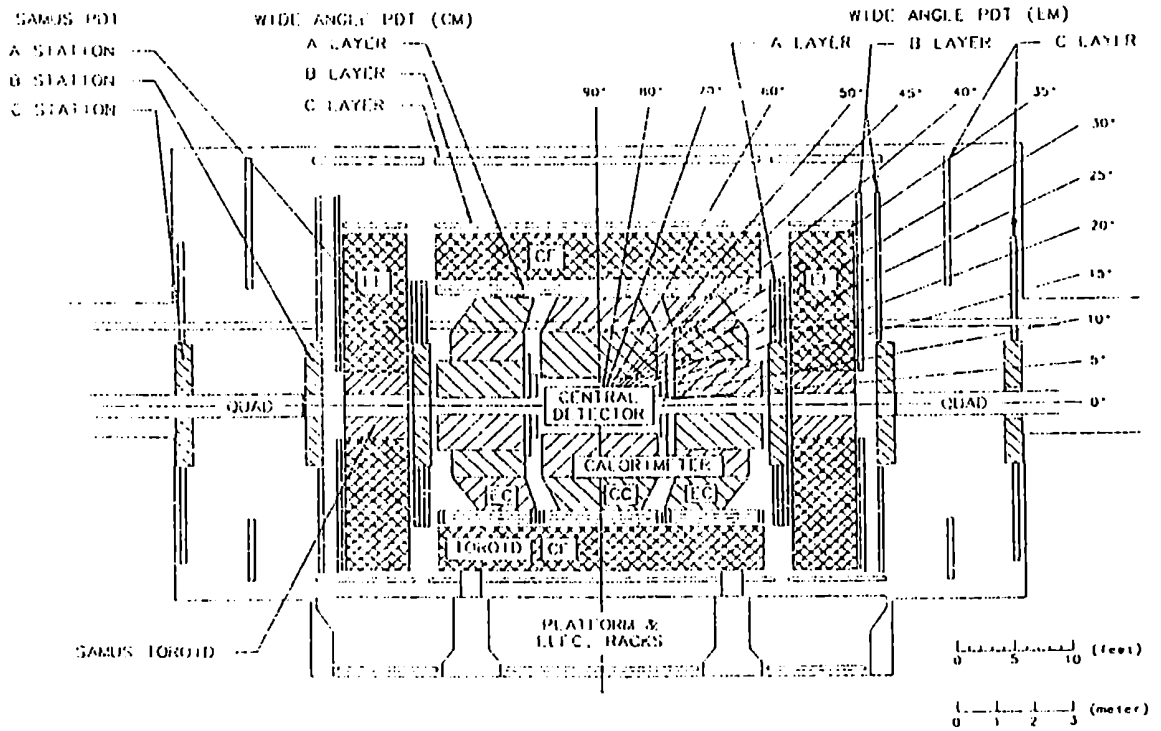


Figura 2.5: Esquema del detector DØ donde se identifican las diferentes regiones del sistema de muones.

el de identificar los muones que se producen en las colisiones $p\bar{p}$ y de determinar sus trayectorias y momentos. Las dimensiones exteriores del sistema son 11.6 m de ancho, 12.9 m de alto y 19.7 m de largo en la dirección del haz. Consta de cinco toroides magnetizados de núcleo de hierro y un conjunto de tubos de deriva proporcionales (PDT) que proveen una cobertura hasta $\theta \approx 3$ grados del haz. La Figura 2.5 muestra un esquema del detector DØ donde se indican la posición de los cinco toroides y los planos de PDT asociados a los mismos. El toroide central (CF) tiene un ancho de ≈ 110 cm y cubre la región $|\eta| \leq 1$. Los dos toroides frontales (EF) son algo más anchos (≈ 150 cm) y cubren la región $1 < |\eta| \leq 2.5$. Estos detectores se conocen como el sistema de muones para ángulos grandes (WAMUS). Los dos toroides adicionales corresponden al sistema de muones para

ángulos pequeños (SAMUS). Tienen un ancho de ≈ 150 cm y están ubicados en el hueco central de los toroides EF, extendiendo la cobertura del sistema en $|\eta|$ de 2.5 a 3.3. Los calorímetros proveen una longitud de interacción suficientemente grande como para asegurar que la gran mayoría de los hadrones y electrones no lleguen al sistema de muones, lo que da lugar a condiciones ideales para la identificación de muones y la medición de su impulso. La figura 2.6 muestra la longitud de interacción total del calorímetro y del sistema de muones en función del ángulo polar θ . El campo magnético de 1.9 Tesla existente dentro de los toroides ($\vec{B} \sim B_0 \hat{\phi}$), curva la trayectoria de los muones en el plano rz . Un conjunto de determinaciones de la trayectoria del muon antes y después de los imanes, permite determinar el ángulo de curvatura y con ello el momento de la partícula. Dado que el sistema WAMUS es crucial en el análisis aquí presentado, se lo describirá en mayor detalle que al resto de los subdetectores de DØ.

El sistema WAMUS consta de un toroide central (CF), dos toroides frontales (EF) y 164 cámaras de tubos de deriva agrupadas en tres planos: el plano A ubicado entre los calorímetros y los toroides y los planos B y C ubicados en la parte exterior de los toroides y separados por aproximadamente 1 metro entre sí. La figura 2.7 muestra una vista transversal de una cámara de muones de tres capas donde puede observarse, asimismo, el desplazamiento relativo entre las distintas capas introducido para resolver las ambigüedades derecha-izquierda en la determinación de la traza. Cada celda unidad tiene un alambre anódico en su centro y un cátodo tallado con una estructura periódica en forma de diamante en sus caras superior e inferior (ver figura 2.8). Los alambres anódicos están orientados a lo largo del campo magnético y permiten medir la distancia de deriva con una resolución de $400 - 900 \mu\text{m}$.

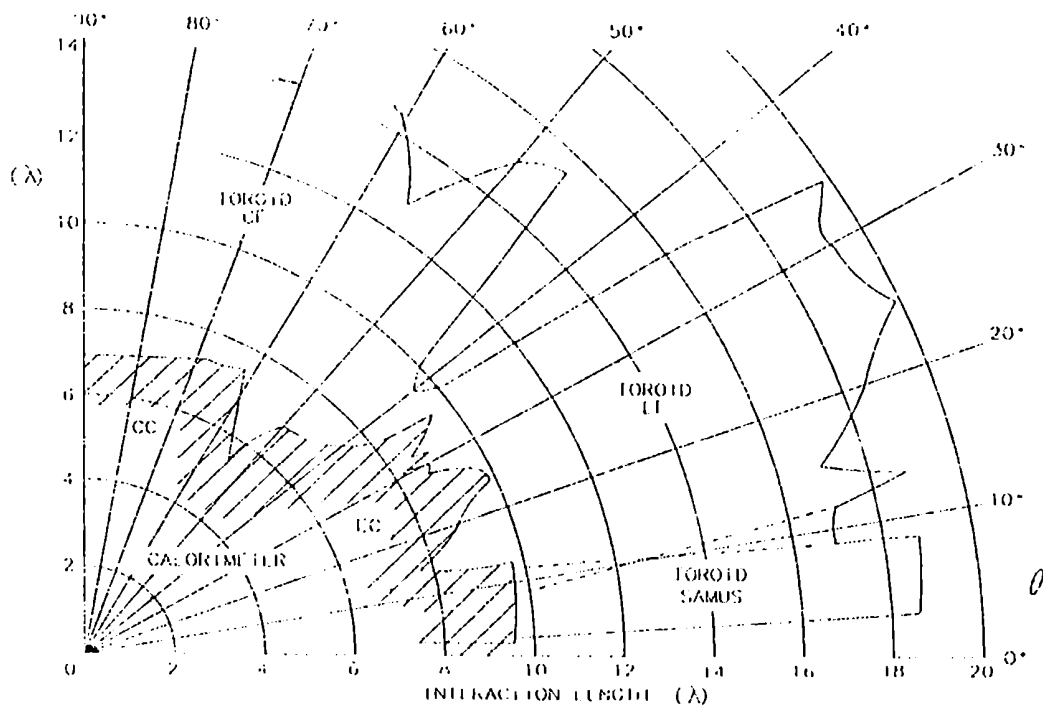


Figura 2.6: Longitud total de interacción del calorímetro y el sistema de muones en función del ángulo polar θ .

Los alambres anódicos de celdas adyacentes están conectados entre sí en uno de sus extremos, lo que provee una determinación aproximada de la coordenada a lo largo del alambre (ξ) al medir la diferencia en el tiempo de arribo Δt de la señal anódica a ambos extremos del mismo. La medición de Δt provee una determinación de ξ con una precisión de aproximadamente 10 a 20 cm a lo largo del alambre, lo que permite ubicar la traza en un cierto período de la estructura catódica. La determinación precisa de ξ se obtiene a partir de la carga relativa acumulada en el cátodo externo e interno, con una resolución de ≈ 1 cm

Durante la operación del sistema, los cátodos de mantienen a una tensión de +2.3 kV y los ánodos a +4.56 kV. El gas utilizado es una mezcla de Ar(90%), CF_4 (5%) y CO_2 (5%), obteniéndose una velocidad de deriva de aproximadamente 6.5 cm/ μs ; la máxima distancia de deriva es de 5 cm.

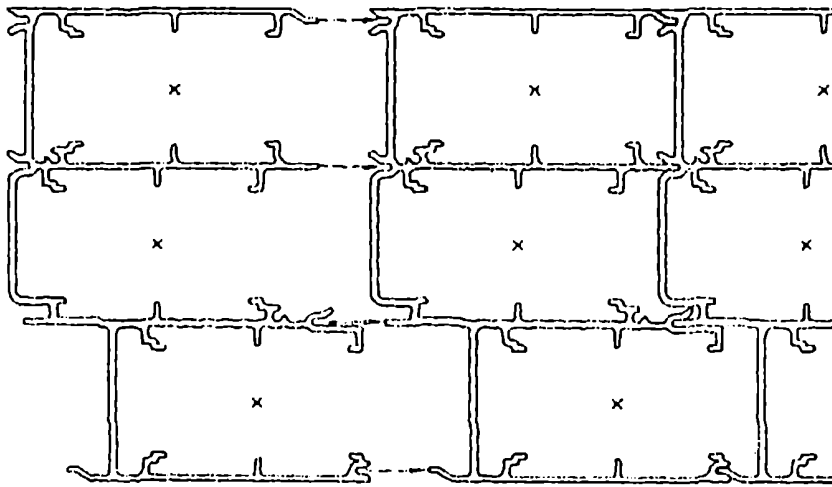


Figura 2.7: Esquema de una cámara de muones de tres capas.

Las cámaras ubicadas en el plano A tienen cuatro capas de celdas, mientras que las de los planos B y C tienen tres capas. La trayectoria del muon incidente se determina usando la información provista por las celdas en el plano A, la traza reconstruida por los detectores centrales y el vértice de interacción. La trayectoria del muon luego de atravesar los toroides se obtiene en base a la información provista por los planos B y C del sistema de muones. Comparando las trayectorias antes y después del campo magnético se puede determinar el ángulo de curvatura y obtener de este modo el momento de la partícula. El scattering múltiple en los toroides limita la resolución en esta determinación a $\approx 20\%$ para muones de baja energía. Para muones más energéticos, el factor limitante en la resolución del

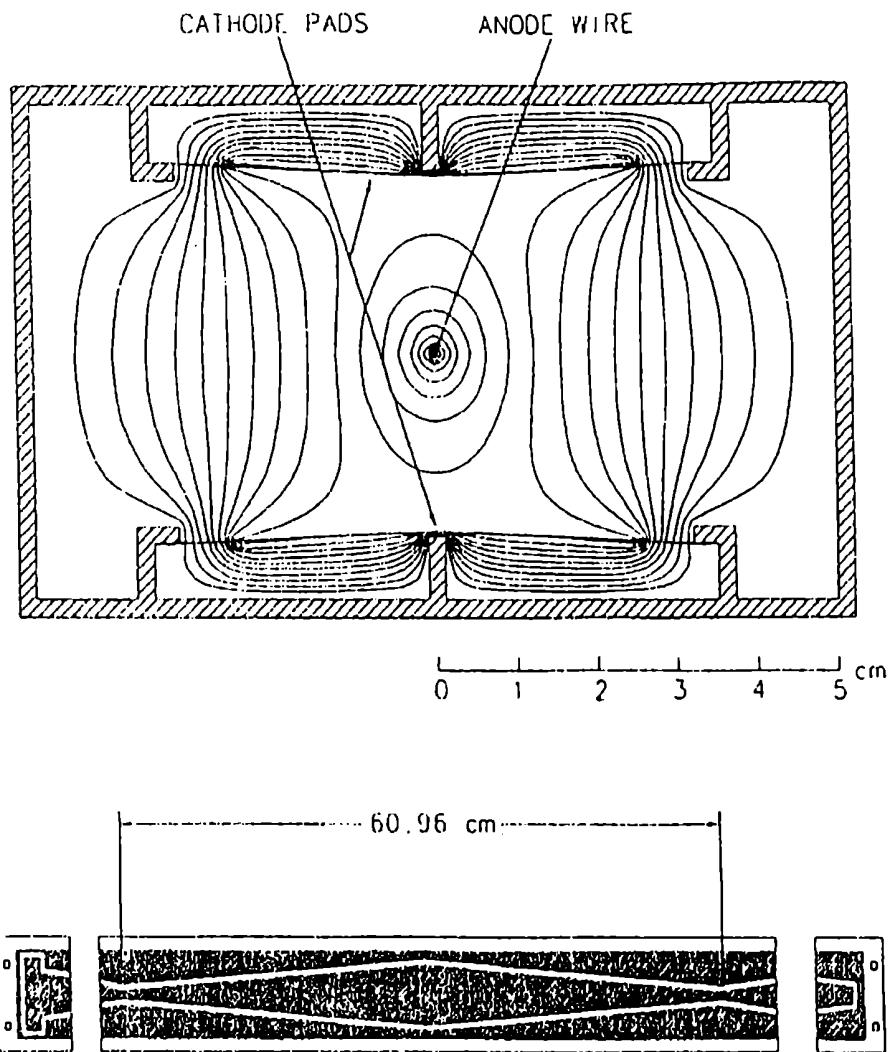


Figura 2.8: Arriba: Corte transversal de una celda PDT. Las líneas representan equipotenciales del campo electrostático en la celda. Abajo: Estructura periódica en forma de diamante de los cátodos.

momento viene dado por la precisión en la medición de la coordenada de deriva. Este tema es tratado en mayor detalle en la sección 4.4.

El sistema SAMUS consta de dos conjuntos de tres estaciones cada uno: la estación A está ubicada en la cara interna de los toroides y las B y C en la parte exterior de los mismos. Cada estación consta de tres dobletes de cámaras proporcionales de deriva de tubos cilíndricos de 2.5 cm de diámetro, orientados en las direcciones x , y y u , donde u está rotado 45° respecto de x e y . De igual manera que para el sistema WAMUS, la determinación del momento del muon se realiza en base a la curvatura de las trazas en los toroides.

2.2.4 Sistemas de Trigger y de Adquisición de Datos

Los sistemas de trigger y de adquisición de datos del detector DØ son la clave para seleccionar y grabar eventos interesantes. Dado que al operar el Tevatrón con seis paquetes de protones y seis de antiprotones se obtiene un tiempo entre colisiones sucesivas de $3.5\mu\text{s}$, el sistema de trigger ha sido diseñado como una sucesión de niveles cada vez más sofisticados, para lograr la mejor identificación posible del evento con un mínimo de tiempo muerto.

Existen tres niveles de trigger en DØ: El Nivel 0 se basa en centelladores que indican que se ha producido una colisión inelástica y monitorea la luminosidad entregada al detector². El Nivel 1 es un trigger de hardware que no introduce tiempo muerto y que es complementado por el Nivel 1.5, que consume el tiempo correspondiente a varios cruces de paquetes para caracterizar un evento. La tasa de eventos que pasan el Nivel 0 para una luminosidad de $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ es aproximadamente 150 kHz, mientras que la tasa saliente del Nivel 1 es de

²La próxima sección describe este proceso en mayor detalle.

aproximadamente 200 Hz. Esta tasa se reduce a menos de 100 Hz a la salida del Nivel 1.5.

Los eventos que son considerados como potenciales candidatos interesantes por los triggers de hardware, son enviados por el sistema de adquisición de datos a un conjunto de microprocesadores, los cuales realizan una reconstrucción sencilla del evento en un tiempo de 250 ns. En base a esta reconstrucción se realiza la última etapa de la selección a nivel de trigger, llamada **Nivel 2**. La tasa de eventos que salen de esta etapa es de aproximadamente 2 Hz. Los eventos seleccionados por el trigger son enviados a una computadora para su monitoreo y para ser grabados en cintas magnéticas de 8 mm.

El análisis descrito en esta tesis utiliza la selección a nivel de trigger de un único muon de alto p_T , totalmente contenido dentro del detector WAMUS. Este trigger en particular será por ello descrito en mayor detalle. La información que provee el sistema WAMUS al trigger de hardware, consiste en un bit de señal dado por el cátodo (“pad latch bit”, PLB) para cada celda unitaria del sistema de muones que recibe un pulso durante una colisión. Un PLB se define como una señal catódica que fija un bit lógico a *verdadero* si su celda asociada ha sido disparada. Este mecanismo permite determinar la coordenada de deriva con una granularidad de 10 cm. Esta información se envía, a continuación, a un circuito digital lógico que combina los PLB correspondientes a distintas capas dentro de cada plano del sistema de muones, generando patrones de bits que corresponden a centroides de pulsos. Un centroide se define como la media celda más probablemente atravesada por una dada trayectoria, proyectada al plano medio de cada cámara. Para producir un centroide válido, se requiere como mínimo la presencia de pulsos en dos capas dentro de cada plano. El Nivel 1 procede a comparar combinaciones

de centroides de los planos B y C con centroides del plano A, para determinar si corresponden a posibles trayectorias dentro de un intervalo espacial de 60 cm de ancho, lo que da lugar a un nivel de discriminación efectivo en el p_T de 5 GeV. Una decisión favorable del Nivel 1 da lugar a una confirmación por parte del Nivel 1.5, lo que se realiza estudiando las distintas combinaciones de centroides de los planos A, B y C para determinar si corresponden a trazas dentro de un intervalo espacial más reducido, dando lugar a un nivel de discriminación efectivo en el p_T de 7 GeV. Las decisiones del Nivel 1 están disponibles en el tiempo de $3.5\mu s$ entre dos cruces sucesivos de haces, mientras que el Nivel 1.5 consume un tiempo que es típicamente menor que $10\mu s$.

Un evento que pasa la decisión del Nivel 1.5 es enviado al trigger de software del Nivel 2, donde se lo somete a una reconstrucción³ rápida en base a la información provista por el sistema de muones y el vértice de interacción calculado por el Nivel 0. Para acelerar la decisión del Nivel 2, la reconstrucción sólo busca trazas de muones en los mismos sectores de trigger donde se halló un candidato en el Nivel 1. Los sectores de trigger están definidos geoméricamente por el toroide atravesado por la traza y se los llama CF, EFN y EFS para los toroides centrales y frontales norte y sur, respectivamente. Si el evento contiene una traza reconstruida con un p_T por encima de un cierto umbral y cumple determinadas normas de calidad, el evento es grabado en cinta. Una descripción más detallada de los criterios de calidad del trigger a Nivel 2 utilizados en la selección de eventos $W/Z \rightarrow \mu$ puede leerse en la sección 6.1.2.

³El siguiente capítulo describe detalladamente la reconstrucción de los muones.

2.3 Monitoreo de Luminosidad

El monitoreo de la luminosidad entregada por el acelerador al detector DØ es una de las tareas del Nivel 0 de trigger. La lógica del Nivel 0 identifica la presencia de una colisión inelástica y provee una rápida determinación de la coordenada z del vértice primario de la colisión. La medición del tiempo de arribo (resolución temporal de ≈ 150 ps) es provista por dos conjuntos de centelladores que están montados sobre las superficies exteriores de los calorímetros frontales a 140 cm del centro del detector.

Las colisiones inelásticas $p\bar{p}$ son identificadas al detectar la coincidencia entre los dos haces de jets que resultan del rompimiento de los haces incidentes. Interacciones difractivas y eventos de haz-gas suelen dar lugar a un único haz de jets [18] que no produce coincidencia. En el caso de una colisión inelástica, la posición de la coordenada z del vértice de la misma se obtiene a partir de la diferencia en los tiempos de arribo de las partículas a ambos centelladores del Nivel 0.

La luminosidad se obtiene midiendo la tasa de colisiones inelásticas, las cuales se definen como eventos que tienen una coincidencia a Nivel 0 y cuyo vértice de interacción está ubicado dentro de los 100 cm en z del centro del detector. Estas tasas se corrigen por tiempo de vida, interacciones múltiples y tiempo muerto debido al Main Ring, para luego convertirlas a luminosidad utilizando la sección eficaz de eventos inelásticos no difractivos de 55.5 mb [19]. La sección eficaz efectiva vista por los centelladores es de 42.9 mb, con un error teórico de 7.6% [20], y un error sistemático de 1.5% \oplus 8% [21], lo que resulta en un error total de 12% para el cálculo de la luminosidad.

DØ tiene la característica única de que el acelerador Main Ring atraviesa su

calorímetro y su sistema de muones. Durante un ciclo normal del acelerador ambos subsistemas se ven afectados por los protones que circulan por el Main Ring para producir antiprotones. En particular, el sistema de muones pierde eficiencia debido a la caída de la alta tensión y la saturación de los amplificadores, a la vez que se producen triggers en pulsos espúreos. Para evitar estos efectos se ha utilizado un esquema que permite vetar eventos que incluyen actividad en el Main Ring, a la vez que se minimiza el tiempo muerto introducido [22].

Para entender este esquema de veto, se hace necesario dar una breve descripción de un ciclo de producción de \bar{p} . La secuencia comienza cuando un único paquete del Booster es inyectado en el Main Ring, cubriendo aproximadamente 1/13 del anillo con protones de 8 GeV. El haz comienza a aumentar su energía hasta los 120 GeV, pasando por la transición⁴ luego de 0.3 s. Ambos procesos producen grandes pérdidas, que son detectadas por DØ. Luego de 1.5 s, la energía del haz alcanza los 120 GeV y los protones inciden sobre el blanco de producción de \bar{p} . Las pérdidas que se producen durante este proceso son mucho menores que durante inyección-transición. Luego de la extracción sigue un período durante el cual no hay haz circulante. El ciclo completo dura 2.4 s, aunque puede alargarse aumentando el tiempo sin haz circulante.

Introduciendo una ventana entre 0.1 – 0.5 s durante un ciclo de producción de \bar{p} , se logra vetar los eventos durante inyección-transición, lo que permite la recuperación del alto voltaje del sistema de muones. Si además se vetan eventos en los cuales el haz del Main Ring está presente en DØ y el sistema de muones está activo, se logra evitar la detección de cualquier pérdida que pueda ocurrir

⁴Se llama transición a un punto en el ciclo del acelerador cuando la fase de los campos de aceleración de radiofrecuencia tiene que ser modificada apropiadamente para mantener la estabilidad del paquete. Una descripción más detallada puede encontrarse en [23].

durante el ranqueo de la energía. El primer veto introduce un tiempo muerto de $\approx 17\%$, mientras que el segundo es típicamente de 7-9%.

La Figura 2.9 muestra la luminosidad entregada por el acelerador y la luminosidad grabada en cinta por DØ, en función del tiempo en días. Para la corrida del Tevatrón que se extendiera entre abril de 1992 y mayo de 1993, la cual se conoce como el Run 1A, la eficiencia total de DØ para la luminosidad fue del 54%.

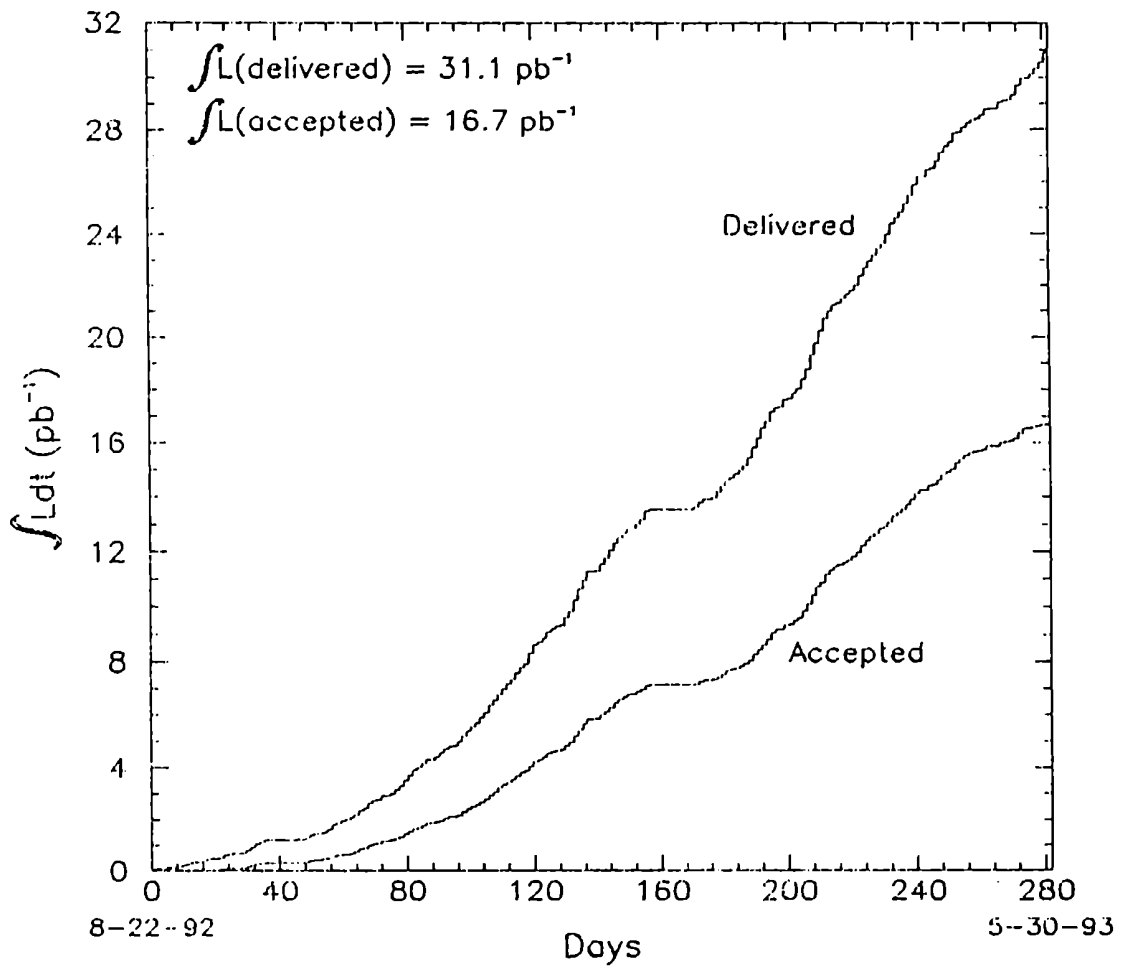


Figura 2.9: Luminosidad entregada y aceptada durante el Run 1A por DØ.

Capítulo 3

Reconstrucción de Eventos

El programa de reconstrucción de eventos de DØ (llamado DØRECO) es el responsable de convertir los datos tomados por el detector en forma de cuentas de ADC y altos de pulso, en un evento $\bar{p}p$ identificando las partículas presentes y sus características cinemáticas. Se han desarrollado diferentes algoritmos para identificar muones, electrones, fotones, jets y taus, y para calcular los vértices de interacción y la energía transversa faltante (\cancel{E}_T). En las siguientes secciones se dará una breve descripción de cada uno de estos algoritmos, con especial énfasis en la reconstrucción de muones. En la última sección se incluyen algunos ejemplos de objetos reconstruidos por este programa visualizados gracias al graficador de eventos de DØ.

3.1 Determinación del Vértice de Interacción

La determinación precisa del vértice de la interacción en una colisión $\bar{p}p$ es muy importante en el cálculo del momento transversal; es decir el momento en el plano perpendicular al tubo de haz, llamado p_T . Dado que los paquetes de protones y antiprotones que circulan en el Tevatrón tienen una extensión finita, las colisiones entre ellos ocurren sobre una región extendida a lo largo del tubo de haz. Un efecto

adicional ocurrido durante la corrida 1992-1993, fue que el vértice de colisiones se hallaba desplazado del centro geométrico del detector $D\bar{O}$. Por estas razones la distribución de la posición en z del vértice de interacción puede representarse por una gaussiana de ancho ≈ 30 cm centrada en $z \approx -10$ cm del centro del detector.

La reconstrucción del vértice de interacción se lleva a cabo por los detectores centrales [24]. La posición del vértice en el plano $r\varphi$ es determinada por la cámara de vértice. Dado que esta posición resulta aproximadamente estable durante cada corrida, se toma igual al promedio para cada evento de la misma.

La posición del vértice en la dirección z se determina para cada evento extrapolando las trazas reconstruidas por el CDC o el FDC hasta interceptar el tubo de haz. A continuación se realiza un ajuste gaussiano en cada conjunto de trazas asociadas a un cierto vértice, lo que determina la posición z del mismo con una resolución de 0.65 cm a 0.95 cm, dependiendo del número de trazas asociadas al vértice y su distribución angular. El vértice que tenga asociado el mayor número de trazas se identifica como el vértice primario del evento. Se logra discriminar entre dos vértices próximos si la separación entre ellos es de al menos 7 cm [25]. Para las luminosidades producidas durante el Run 1A, la probabilidad de que ocurran interacciones múltiples es menor al 20% [26].

3.2 Reconstrucción de Muones

La reconstrucción de muones puede dividirse en tres etapas [27], denominadas Clasificación de Pulsos, Identificación de Trazas y Ajuste Global. Las dos primeras se basan en información provista exclusivamente por las cámaras de muones; el ajuste global incorpora información adicional de otros subsistemas.

La **Clasificación de Pulsos** convierte los datos electrónicos producidos por

las cámaras de muones en coordenadas en el espacio, las cuales pueden utilizarse para identificar trazas. Para ello recorre las distintas cámaras de muones, corrigiendo los pulsos de acuerdo a las constantes de calibración y corroborando la integridad de los datos. Las señales anódicas y catódicas se utilizan para asignar a cada pulso una ubicación en una dada celda y para identificar datos inconsistentes. La dirección electrónica de cada pulso se transforma en un punto en el espacio a partir de la posición geométrica de cada cámara en el sistema de coordenadas global de DØ. Finalmente, se calcula la posición a lo largo de los alambres anódicos y se convierte el tiempo de deriva en una distancia perpendicular a los mismos, corrigiendo por tiempo de vuelo.

El proceso de **Identificación de Trazas** reconoce que un cierto conjunto de pulsos corresponden a la traza de una única partícula cargada atravesando el sistema de muones. Para trazas correspondientes al sistema WAMUS, se comienza la identificación buscando un segmento de traza BC con al menos cuatro puntos. Si se lo halla, se busca un segmento A correspondiente, con al menos 2 puntos. Si no se halla el segmento BC, la identificación comienza buscando un segmento A con al menos 3 puntos y luego extrapolando la búsqueda hacia los planos B o C. En todos los casos, se requiere que los segmentos apunten hacia el vértice de interacción dentro de un intervalo espacial de 3 a 5 metros. Cada segmento hallado mediante este método se guarda como posible candidato. Finalmente se selecciona aquel que presente las mejores características, basado en el número de puntos, la cercanía con el vértice y la calidad del ajuste.

Si se identifica una traza, se procede a realizar un ajuste en el plano xy (paralelo a los alambres, dirección “non-bend”) y en el plano rz (perpendicular a los alambres, dirección “bend”), para resolver ambigüedades. En el primer caso,

se ajustan los puntos con una recta que se hace apuntar hacia el vértice. En el segundo caso, el proceso de ajuste varía dependiendo del número de planos que contienen pulsos. Para trazas con pulsos en los tres planos ABC, se ajustan los puntos BC con una recta, la cual se extrapola hacia el centro del imán. El punto resultante se combina con los puntos en el plano A para dar lugar al segmento interior de la traza. En este caso, el vértice no se utiliza en el ajuste, a menos que haya menos de tres puntos en el plano A. Para trazas con puntos en los planos B y C solamente, se utiliza la proyección del segmento BC hacia el centro del imán y el vértice para determinar el segmento interno. Para trazas AB o AC, se utiliza el vértice y los puntos en A para determinar el segmento interno, el cual se extrapola al centro del imán. Este punto se combina con los que haya en B o C para determinar el segmento exterior.

En todos los casos, la curvatura en el imán da una determinación aproximada del momento del muon. Finalmente se procede a una clasificación preliminar de la calidad de la traza en base a la proyección de la misma hacia el vértice y de la calidad del ajuste en cada plano.

El procedimiento descrito sólo es válido si las trazas están completamente contenidas dentro del sistema WAMUS. Para trazas que presentan ángulos más pequeños respecto de la dirección del haz, se debe realizar una reconstrucción que incluya puntos ubicados tanto en el sistema WAMUS como en el SAMUS. Esto debe hacerse utilizando métodos de reconstrucción diferentes, los cuales aún se hallan en etapa de desarrollo. El análisis que aquí se presenta, sólo se basa en trazas que están completamente contenidas en el sistema WAMUS.

El último paso en el proceso de reconstrucción de muones es el **Ajuste Global** [28], el cual provee la determinación final del momento y posición del muon en base a in-

formación brindada por el sistema de muones, la cámara de vértice y los detectores centrales. Este algoritmo realiza un ajuste por cuadrados mínimos considerando siete parámetros: cuatro de ellos son provistos por los detectores centrales y describen la posición espacial del muon entre el vértice y los calorímetros; dos parámetros describen la desviación de la traza debida al scattering múltiple en el calorímetro, la cual se predice con un cálculo Monte Carlo. El séptimo parámetro es la inversa del momento del muon $1/p$. Este ajuste de siete parámetros se aplica sobre 16 datos: dos coordenadas del vértice, determinadas por la cámara de vértice y los detectores centrales, cuatro determinaciones de la traza realizadas por los detectores centrales, dos ángulos que representan el scattering múltiple en el calorímetro y ocho mediciones dadas por las cámaras de muones sobre la traza interna y externa al imán. Los errores en las determinaciones de las cámaras de deriva incluyen la resolución de las mismas, así como la incerteza del método de identificación de trazas. Los errores en las trazas por pulso se estiman en 0.2 cm en el plano rz y en 1.5 cm en el plano xy [29]. El scattering múltiple del muon en los imanes no es considerado en este método.

Las trazas de alta calidad que resultan de las etapas de reconstrucción que se detallaron, se consideran candidatos de muones. La información sobre su ubicación espacial, energía y calidad se almacenan para ser utilizados por los programas de análisis de datos.

3.3 Reconstrucción de Jets

Un jet se define como un haz colimado de hadrones que resulta de un partón dispersado que se fragmenta [30]. Existen distintos algoritmos para reconstruir jets, pero el más utilizado en $DØ$ es el algoritmo de cono fijo [31], el cual suma la

energía transversal depositada en las celdas del calorímetro en un radio de 0.7 en el espacio $\eta\varphi$. Se trata de un proceso iterativo, que comienza hallando una torre de energía mayor a 1 GeV, que se considera una semilla. Luego se recorren las celdas vecinas a esta semilla, incluyéndolas si su energía supera 1 GeV. A continuación se calcula el valor promedio de η y φ de este conjunto de celdas, lo que se toma como el centro del cono. A continuación se recalculan η y φ considerando todas las celdas del calorímetro incluídas en dicho cono. Este proceso se repite hasta que los valores para η y φ converjan.

Si una fracción mayor al 90% de la energía del objeto reconstruído está depositada en la sección electromagnética del calorímetro, el mismo se considera un candidato a electrón o a fotón. Para electrones debe cumplirse el requerimiento adicional de que exista una traza en los detectores centrales coincidiendo con el objeto en el calorímetro.

3.4 Determinación de la Energía Transversa Fal-tante

Si en una colisión $p\bar{p}$ se producen neutrinos, los mismos escapan del detector sin interactuar. Para reconstruír las propiedades cinemáticas de los neutrinos se debe hacer uso de la conservación del momento. Ya se ha mencionado que se desconoce el momento longitudinal de los partones incidentes y que por lo tanto sólo se puede plantear la conservación del momento en el plano perpendicular al haz, el cual se conoce como momento transversal p_T .

En $D\bar{O}$, el momento transversal del neutrino se calcula realizando una suma vectorial de la energía transversa sobre todas las celdas del calorímetro [32]. Si el evento contiene un muon, su energía transversa se incluye en la suma luego

de corregirla por la deposición de energía esperada en el calorímetro, lo cual se estima en base a métodos de simulación Monte Carlo. El momento transversal del neutrino, llamado comúnmente “energía faltante” (\cancel{E}_T), se considera de igual magnitud, pero de dirección contraria al resultado de este cálculo.

La resolución de la \cancel{E}_T está dominada por la resolución en momento del muon¹, para eventos que contienen al menos un muon de alto p_T .

3.5 Ejemplos de Eventos Reconstruidos

La salida del programa de reconstrucción contiene una identificación preliminar de los objetos presentes en el evento (muones, electrones, jets, etc.), así como un resumen de sus propiedades cinemáticas y de los parámetros de calidad que serán utilizados en la selección final. Dicha identificación es poco exigente para garantizar una alta eficiencia en la reconstrucción, de modo que la limpieza final de las muestras recaerá sobre los grupos de análisis que desarrollan métodos de identificación de partículas adecuados a sus intereses físicos específicos.

Las figuras 3.1 y 3.2 muestran ejemplos de eventos reconstruidos como pueden ser visualizados utilizando el graficador de eventos de DØ. La identificación de los objetos que se incluyen en dichos gráficos están basados en la selección poco exigente hecha por el programa de reconstrucción.

¹La resolución en momento de los muones se discute en detalle en la sección 4.4.

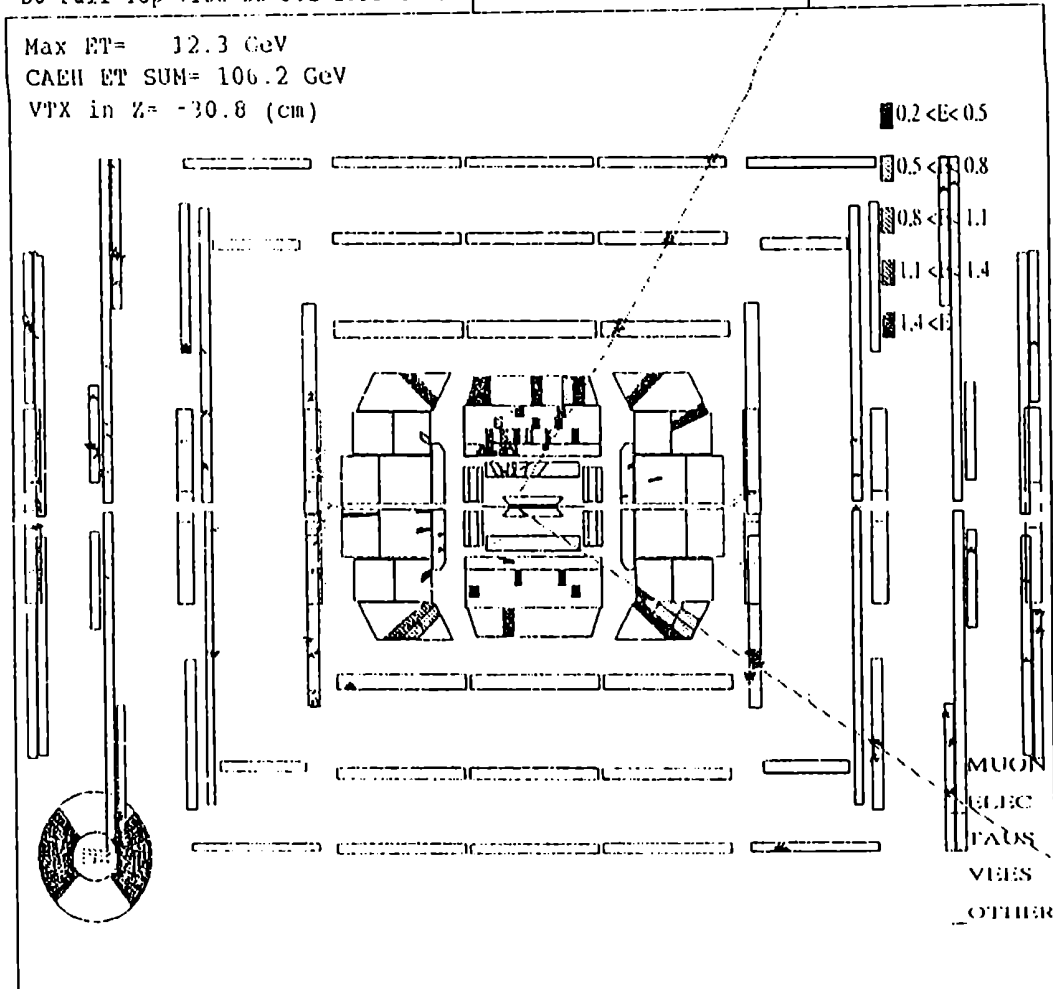


Figura 3.1: Vista superior de un candidato $Z \rightarrow \mu\mu$. Cada una de las trazas muónicas tiene pulsos en los tres planos del sistema de muones, una traza coincidente en los detectores centrales y proyección hacia el vértice de interacción, el cual se halla desplazado del centro geométrico del detector. Un jet de baja energía ha sido reconstruido en el calorímetro central.

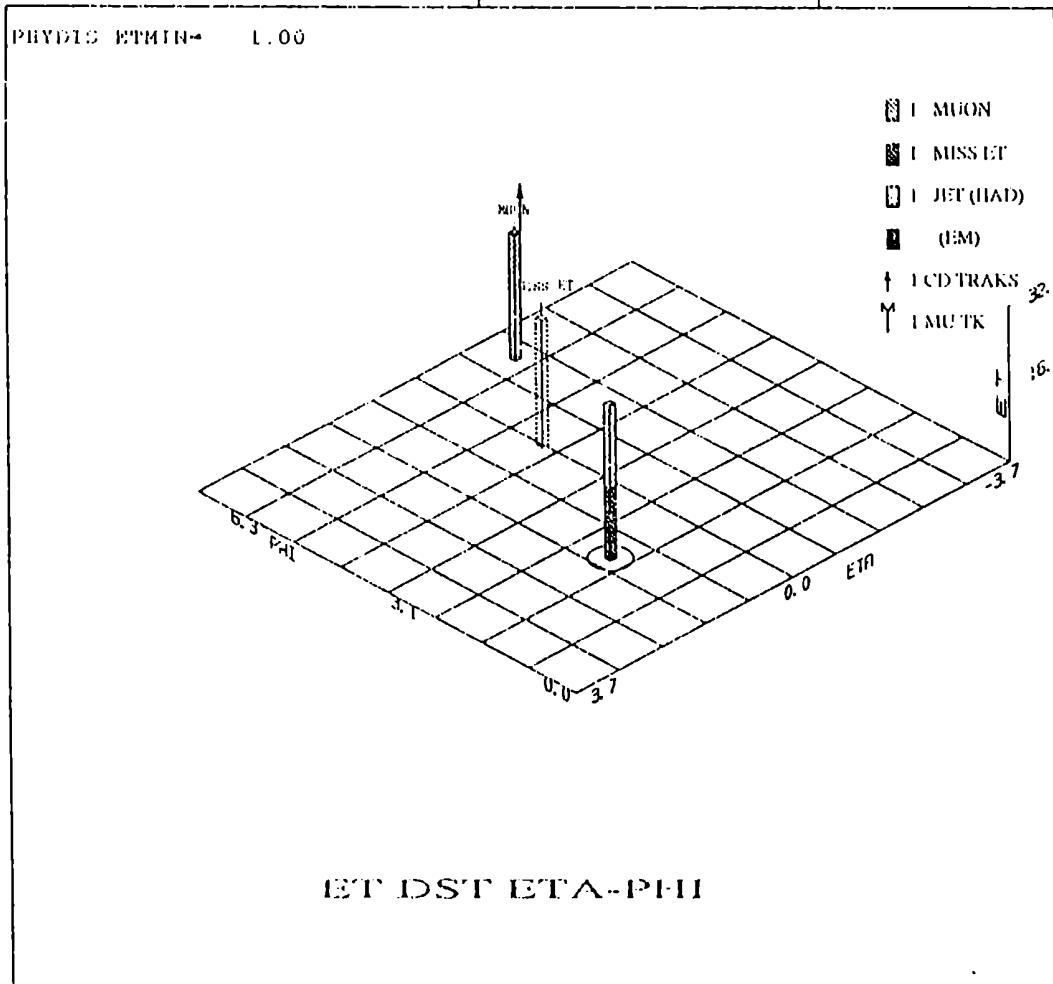


Figura 3.2: El gráfico de bloques muestra un evento donde un muon y un neutrino (el cual se representa por \cancel{e}_T) retroceden en sentido contrario a un jet. Cada objeto reconstruido está claramente identificado y se indican su energía transversa y su posición en el espacio $\eta\phi$. La coordenada η de la \cancel{e}_T no se mide y por lo tanto se la grafica arbitrariamente en $\eta = 0$.

Capítulo 4

Simulación de Eventos por Monte Carlo

En el ámbito de la física de partículas elementales, se denomina “Monte Carlo” a cualquier técnica de simulación que se base en un generador de números aleatorios y que se utilice para representar la realidad física. Dentro del experimento DØ se han desarrollado diversos paquetes de programas que se utilizan en conjunto para generar datos Monte Carlo. El primer paso es un generador de eventos que simula colisiones $\bar{p}p$, seguido por un simulador del detector que representa el pasaje de las partículas a través del mismo y un simulador del sistema de trigger que predice si un dado evento hubiera sido seleccionado o desechado. Finalmente, la salida de este conjunto de simuladores se reconstruye utilizando el mismo programa que para datos reales y llegando al usuario en el mismo formato que los eventos del colisionador. Es de extrema importancia comparar los eventos producidos por técnicas Monte Carlo con eventos reales para perfeccionar las simulaciones hasta que representen fielmente a la realidad. Un ejemplo de este tipo de comparaciones se incluye en el Apéndice A.

En las siguientes secciones se dará una breve descripción de cada uno de los pasos involucrados en la simulación de datos del colisionador por técnicas Monte

Carlo.

4.1 Generadores de Eventos

DØ utiliza diversos generadores de eventos para simular los diferentes estados finales de la colisión entre un protón y un antiprotón a una energía del centro de masa de 1.8 TeV. Aquí se procederá a describir el generador conocido como ISAJET [34], por ser el que se ha utilizado casi exclusivamente¹ en el análisis de $W/Z \rightarrow \mu$.

El generador ISAJET se basa en QCD perturbativa y en modelos fenomenológicos para la fragmentación de haces de jets, produciendo eventos en base a los siguientes pasos:

1. Scattering Duro

Se genera un scattering duro primario utilizando la sección eficaz calculada en base a los diagramas de Feynman de QCD a primer orden para el scattering entre dos partículas.

2. Evolución QCD

Todos los partones involucrados en el scattering duro se hacen evolucionar permitiendo su radiación en los estados inicial y final, lo que permite la aparición de muchos jets. Este proceso se repite hasta que la energía del partón cae por debajo de los 6 GeV.

3. Hadronización

¹El generador de eventos PYTHIA [35] se utilizó para el estudio del error sistemático de la aceptación geométrica debido a la elección de las funciones de distribución de los partones, como se detalla en la sección 6.1.1.

Se denomina hadronización al proceso que surge debido al confinamiento del color, el cual evita la producción de objetos con color como resultado de las interacciones. Este proceso se describe en base a un esquema empírico, en el cual los quarks y los gluones se fragmentan en hadrones usando el esquema de fragmentación de Feynman y Field [36].

4. Fragmentación del Haz

La fragmentación del haz se ocupa de los constituyentes del protón y el antiprotón incidentes que no intervinieron en el scattering duro. Se los representa como un evento mínimamente influenciado (MB) que se superpone al de scattering duro.

4.2 Simulación del Detector

La simulación Monte Carlo del detector DØ jugó un rol preponderante durante la etapa de diseño del detector y de desarrollo y optimización del programa de reconstrucción y de los algoritmos de análisis de datos. Para que la simulación resultara útil en tan diversas circunstancias, fue necesario simular los datos al nivel de las cuentas de ADC incluyendo en detalle todos los procesos de interacción y scattering involucrados en el proceso de detección.

El paquete utilizado se denomina FULL DØGEANT y se basa en el programa GEANT [37] desarrollado por el CERN. Dicho programa provee la posibilidad de especificar volúmenes que contienen un dado material y las herramientas adecuadas para transportar las partículas a través de los mismos con las interacciones adecuadas. También permite transformar la energía depositada en cada zona en señales digitalizadas.

La geometría del detector DØ es simulada con gran detalle, llegando al nivel de los alambres anódicos y al material de los cátodos y las estructuras de soporte en el caso de los detectores centrales y del sistema de muones. Dada la complejidad del proceso de lluvia de partículas en el calorímetro, el modelo usado para simularlo es menos detallado, lográndose un compromiso entre una simulación adecuada y el tiempo de CPU utilizado para ello. Un método adicional que ha sido desarrollado para disminuir el tiempo usado en la simulación de lluvias hadrónicas es el de la “librería de lluvias de partículas” (SHOWER LIBRARY) [38].

La idea subyacente en dicho método es la de formar una librería que contenga lluvias para partículas individuales como son predichas por la simulación completa del calorímetro. En generaciones subsiguientes, la información sobre la lluvia se toma directamente de la librería, acelerando de esta manera en forma considerable el proceso de simulación. Obviamente, resulta imposible tener en la librería un ejemplo exacto de cada partícula que se quiera simular; por esta razón se las simula en base a cinco parámetros comunes: posición del vértice en z , η , φ , momento e identidad de la partícula.

La coincidencia entre el método descrito y la generación completa con DØGEANT resulta excelente [39]. Cabe destacar que el pasaje de los muones por el calorímetro se simula únicamente con el método DØGEANT. Ya que el análisis aquí descrito se ocupa principalmente de muones, se han utilizado muestras de Monte Carlo generadas a partir de la librería de lluvias en la simulación de datos de señal y de contaminaciones.

4.3 Simulación del Trigger

Para simular los diferentes niveles de trigger a los cuales se ven sometidos los datos reales, DØ ha desarrollado dos paquetes denominados LISIM y L2SIM. Ambas simulaciones tienen carácter determinista y no hacen uso del generador de números aleatorios.

LISIM [40] es un programa que simula el sistema de trigger a Nivel 1, realizando los mismos cálculos que el trigger de hardware en base a datos reales o Monte Carlo. Se simulan los siguientes subsistemas de trigger:

1. el trigger del calorímetro a Nivel 1
2. el trigger del sistema de muones a Nivel 1
3. la decisión del Nivel 1
4. el trigger del sistema de muones a Nivel 1.5
5. la decisión del Nivel 1.5

Los requerimientos del trigger se programan en el simulador usando el mismo conjunto de instrucciones que se utilizan durante la toma de datos. La salida del programa genera una decisión de trigger simulada que se almacena como información adicional sobre el dato en un banco de trigger.

Los triggers del Nivel 2 son rutinas de software que pueden aplicarse sobre datos reales o datos de Monte Carlo utilizando el paquete L2SIM [41]. Como se trata de un programa de software, puede ser utilizado para seleccionar eventos en base a ciertos requerimientos del Nivel 2, así como para simular los triggers.

Al igual que para la simulación del Nivel 1, las mismas configuraciones que son utilizadas durante los períodos de toma de datos se usan en la simulación del trigger.

4.4 Efectos de Detector Real

A pesar de que la simulación del detector DØ resulta muy adecuada, hacen falta ciertos ajustes finales para hacerla aún más realista. Uno de estos ajustes, de gran importancia en el análisis de muones de alto p_T , se relaciona con la resolución en momento de los mismos.

El paquete estándar de simulación del detector considera que la resolución en momento de los muones es la de diseño ($dP/P = 20\%$), lo cual es válido para muones de momento pequeño, pero no se ha logrado aun para momentos mayores. Dado que dicha resolución ha sufrido cambios durante la actualización de constantes de calibración y de alineación del sistema de muones, resulta poco práctico generar muestras Monte Carlo para representar cada una de esas situaciones. Además, la simulación no logra predecir ciertos efectos tales como cambios en la eficiencia electrónica de las cámaras. Para simular estas resoluciones y eficiencias dependientes del tiempo en forma práctica, se ha desarrollado un paquete denominado MUSMEAR [42].

Dicho paquete tiene como variables a los factores de resolución en la medición de los tiempos de deriva y del Δt e incluye un desplazamiento en la alineación de las cámaras de muones. Además, especifica eficiencias para los tiempos, Δt y la señal catódica para cada una de las cámaras del sistema de muones, incluyendo la opción de apagar totalmente una cámara dada. Cada uno de estos parámetros ha sido ajustado comparando las distribuciones producidas por MUSMEAR con

distribuciones de datos reales, como se detalla a continuación.

Las resoluciones han sido obtenidas a partir de datos reales mediante los procesos de calibración de tiempos y Δt [43]. El factor global de alineación se obtiene mediante el ajuste a las distribuciones de masa para muestras de eventos de $Z \rightarrow \mu\mu$ y $W \rightarrow \mu\nu$, como se describe en la referencia [44]. En base a estos estudios se ha determinado que para datos tomados durante 1992-1993, la resolución en momento del sistema de muones resulta compatible con una resolución del tiempo de deriva de $700\mu\text{m}$, de 20 cm para la resolución en Δt y con una desalineación global de 3 mm en las cámaras de muones.

La Figura 4.1 muestra, para conjuntos de eventos Monte Carlo, la distribución de la masa transversal de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y de la masa invariante de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$. Se comparan muestras que no incluyen ningún tipo de simulación de efectos del detector, con aquellas que incluyen la simulación de diseño dada por DØGEANT, y las corregidas con efectos de detector real. Se puede observar como los efectos del detector degradan la forma de dichas distribuciones.

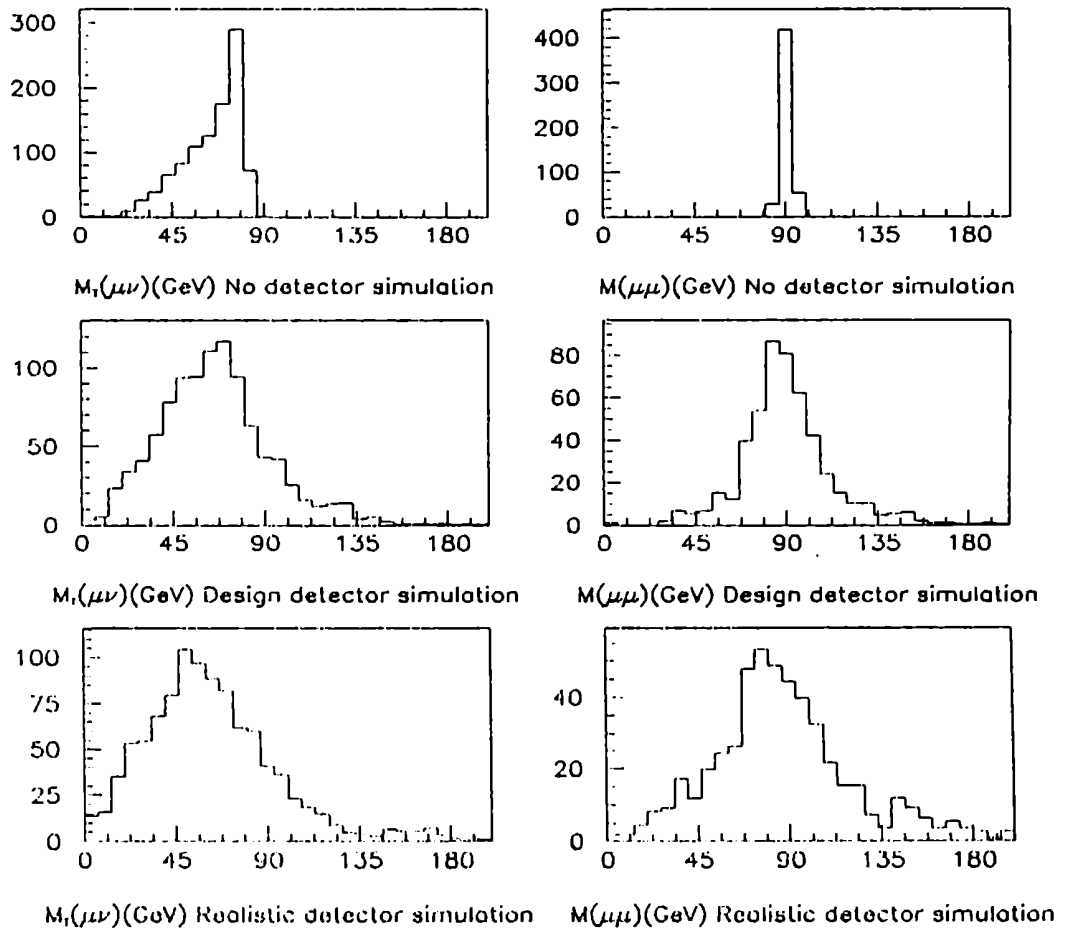


Figura 4.1: Distribuciones de masa para eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$, sin simulación de detector, con la simulación de diseño y con la simulación de detector real. Los histogramas están normalizados al número total de eventos en la muestra sin simulación respectivamente.

En ciertos análisis [46] se ha parametrizado la resolución en momento de los muones con una función dada por

$$\Delta(1/p) = \sqrt{(A/p)^2 + B^2} \text{ (GeV/c)}^{-1},$$

siendo $A = 0.2$ el término de scattering múltiple y $B = 0.01$ el término dependiente de la posición. Esta parametrización no ha sido utilizada en el presente análisis, pero resulta instructivo compararla con los resultados obtenidos a partir de una muestra de eventos Monte Carlo de $W \rightarrow \mu\nu$ sometidos a MUSMEAR, lo que se realiza en la Figura 4.2.

Las eficiencias de cada una de las cámaras de muones también se obtuvieron directamente de estudios con datos reales, comparando el número de capas con pulsos para una traza dada con el número total de capas atravesadas. Esto se realiza por separado para cada una de las señales electrónicas (tiempos, Δt y señal catódica), y los resultados se incluyen en el paquete MUSMEAR. Las eficiencias que se obtienen a partir de Monte Carlo modificado se ajustan extremadamente bien a aquellas obtenidas para datos [45]. Para los datos recolectados durante 1992-1993, las eficiencias por pulso son de $\approx 97\%$ para el tiempo de deriva y de $\approx 91\%$ para el Δt . Las eficiencias de la señal catódica son fuertemente dependientes de la posición geométrica de las cámaras con respecto al haz. Para cámaras perpendiculares a dicha dirección, la eficiencia se ve muy comprometida debido a la contaminación producida por los haces. La solución a este problema se halla aun en etapa de estudio.

Para cámaras del plano A, tanto en el CF como en el EF, como para cámaras de los planos B y C del CF, la eficiencia de la señal catódica es de $\approx 90\%$. En cambio para los planos B y C del EF, la eficiencia resulta mucho menor, del orden de 40 – 60% dependiendo de la cercanía de la cámara con el haz y del sentido

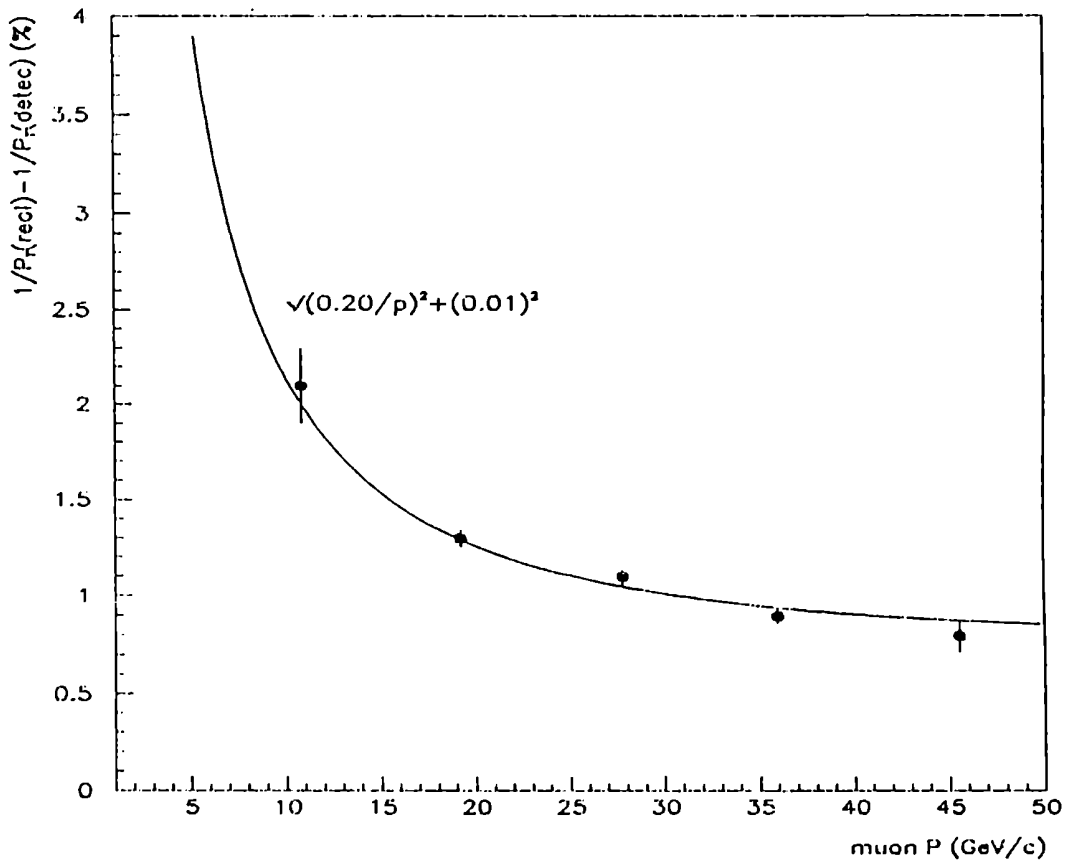


Figura 4.2: Parametrización de la resolución en momento de los muones en función del momento de los mismos. Los puntos provienen de una muestra de eventos Monte Carlo $W \rightarrow \mu\nu$ sometidos a MUSMEAR. La línea corresponde a la representación paramétrica de la resolución.

de incidencia de los protones y antiprotones. Estas bajas eficiencias unidas al hecho de que las decisiones de trigger están basadas íntegramente en las señales catódicas² dan lugar a una eficiencia de trigger extremadamente baja para la detección de muones en la región de $\eta > 1$.

²Para que un evento sea seleccionado se requiere que haya 2 capas con pulsos de un total de 3 para cámaras del plano B o C, 3 de 4 para el plano A del EF y 2 de 4 para el plano A del CF.

Capítulo 5

Selección de Eventos

Como se mencionara en la sección 1.2, la manifestación experimental del decaimiento muónico de un IVB es la presencia de un muón aislado de alto p_T acompañado por un segundo muón para el Z y de un desbalance en la energía transversal del evento para el W . Las siguientes secciones describen la identificación a nivel offline de muones y la selección de las muestras de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$.

La última sección incluye una descripción de los datos utilizados para el cálculo de las secciones eficaces, los cuales corresponden al primer período de toma de datos del detector DØ. Por esta razón se ha invertido un gran esfuerzo en definir por primera vez la identificación de los objetos utilizados en la selección de las muestras, en especial en los parámetros que definen muones aislados de alto p_T .

5.1 Identificación Offline de Muones

Esta sección describe la identificación de muones aislados de alto p_T , como los utilizados en la selección de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$. Los factores se han clasificado en aquellos que afectan la detección de una traza y aquellos que afectan la calidad de la traza. Los primeros definen un muon débil y los segundos uno

Tabla 5.1: Resumen de las variables utilizadas en la selección de un muon aislado de alto p_T .

Muon Débil	CF	EF
Pseudorapidez del muon	$ \eta_\mu \leq 1.7$	
Parámetro de calidad I_{FWA}	$I_{FWA} \leq 1$	
Campo Magnético	$\int B \cdot dl > 0.6 \text{ GeV}$ si $ \eta > 0.7$	
Señal en calorímetro	$Cal(1nn) \geq 1.0 \text{ GeV}$	$Cal(1nn) \geq 1.5 \text{ GeV}$

Muon Fuerte	CF	EF
Ajuste Global	$0 \leq \chi^2 \leq 100$	
Coincidencia de trazas muon-CD	$\Delta\theta \leq 0.12 \text{ radianes}$ y $\Delta\varphi \leq 0.04 \text{ radianes}$	
Parámetro de impacto bend	$ b_{bend} \leq 15 \text{ cm}$	$ b_{bend} \leq 20 \text{ cm}$
Parámetro de impacto non-bend	$ b_{non-bend} \leq 20 \text{ cm}$	$ b_{non-bend} \leq 25 \text{ cm}$
Corrimiento del tiempo flotante	$t_0^f \leq 100 \text{ ns}$	
Aislación en $2nn$	$I_\mu \leq 3\sigma$	
Energía del Halo	$E(0.6 - 0.2) \leq 6 \text{ GeV}$	

fuerte [47]. Los parámetros de la selección se resumen en la Tabla 5.1 y se describen brevemente en la siguiente discusión.

Las Figuras 5.1 a 5.6 muestran las distribuciones para cada uno de los parámetros de la selección para muestras de señal. Cada una de ellas se obtiene aplicando en forma más estricta todos los cortes excepto el que se halla bajo estudio, al cual no se le aplica ningún condicionamiento. Para variables que definen la aislación del muon, las distribuciones de señal se obtienen a partir de una submuestra de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ que no presentan actividad de jets en el hemisferio opuesto en φ respecto al muon.

5.1.1 Definición de Muones Débiles

Cuatro factores contribuyen a la definición de un Muon “Débil”:

- **Pseudorapidez del Muon**

Este análisis ha sido restringido a muones completamente contenidos en el detector WAMUS al pedir que $|\eta_\mu| \leq 1.7$. Esto se debe a que el comportamiento del sistema aun no se comprende cabalmente en la región de superposición entre los sistemas WAMUS y SAMUS que comienza en dicho punto.

- **Parámetro de calidad muónico $IFW4$**

A pesar de que el programa de reconstrucción de muones [27] tiene unos requerimientos extremadamente débiles para determinar que una traza dada es un candidato a muon, pide que se cumplan un cierto número de condiciones básicas para limitar la cantidad de candidatos que llegan al usuario. Hay diversos parámetros que son calculados durante la etapa de ajuste de la traza que poseen información sobre el objeto que ha sido reconstruido y que pueden ser utilizados como una indicación preliminar de la calidad de la traza. Los factores primordiales que se consideran son la calidad del ajuste de la traza en ambos planos, lo que se determina a partir de los residuos de los pulsos con respecto a la traza reconstruida, y los parámetros de impacto de la traza muónica extrapolada hasta el vértice de interacción, también en ambos planos¹. Otros factores están relacionados con el número de pulsos asociados a una traza dada: se determina el número de pulsos utilizado en el

¹En esta determinación se utilizan valores dependientes del ángulo y momento del muon para fijar la calidad de la traza.

ajuste de la recta y si una cierta traza se proyecta hacia cámaras de muones que no contienen pulsos asociados a la traza en cuestión.

En base a condicionamientos muy poco exigentes sobre estos parámetros, el programa de reconstrucción de muones aumenta en una unidad el valor del parámetro de calidad muónico I^2W4 por cada variable que cae fuera de los intervalos preestablecidos. De esta manera I^2W4 cuenta el número de fallas de una traza dada, siendo igual a cero para una traza perfecta, la cual se denomina “muon dorado”. Sólo las trazas con $I^2W4 \leq 2$ son consideradas como candidatos muónicos. La mayoría de los análisis, incluyendo el que se presenta aquí, exigen que para todo muon se cumpla que

$$I^2W4 \leq 1.$$

A pesar de que el Nivel 2 de trigger realiza una reconstrucción preliminar de las trazas muónicas, esto no garantiza la existencia de un muon con I^2W4 una vez realizada la reconstrucción definitiva. Por esta razón debe incluirse la condición previamente mencionada en el análisis a nivel offline en forma explícita.

- **Corte Fiducial**

Si un muon atraviesa la región entre los toroides CF y EF (lo que corresponde aproximadamente a $0.8 < |\eta| < 1.0$), no atravesará suficiente campo magnético y la determinación de su momento se verá comprometida. Para garantizar una determinación correcta del impulso de los muones, se aplica un corte en el mínimo valor de la integral del campo magnético a lo largo de la trayectoria de los mismos, pidiendo que

$$\int B \cdot dl \geq 0.6 \text{ GeV},$$

donde la integral del campo se expresa en función del cambio lateral en el momento al atravesar dicho campo, lo que corresponde a un valor de $\int B \cdot dl \geq 2 \text{ Tm}$. Otro efecto a considerar es que la longitud de interacción de $D\bar{O}$ se reduce a un valor de 9 para este rango de η , siendo entre 13 y 18 para el resto del detector, como puede verse en la Figura 2.6. Por esta razón, la probabilidad de escape de hadrones del calorímetro aumenta en la región entre los dos toroides [48].

- **Señal Muónica en el Calorímetro**

Para muones reales, producto de colisiones $\bar{p}p$, la deposición de energía del muon en el calorímetro es consistente con el de una partícula mínimamente ionizante (mip). En cambio, las trazas originadas por rayos cósmicos o pulsos espúreos no apuntan hacia el vértice de interacción y por lo tanto depositan menos energía en el calorímetro a lo largo de la línea que une el vértice con la traza en el sistema de muones. Este efecto puede medirse a partir de la energía depositada en las celdas del calorímetro atravesadas por el muon (“celda muon”) y de sus primeras celdas vecinas (“1nn”), lo que corresponde a un cono² en el espacio $\eta\varphi$ de $\Delta R = 0.1$.

Para poder separar los muones producidos en una colisión $\bar{p}p$ de los provenientes de rayos cósmicos o pulsos espúreos (contaminación cósmico/combinatoria) en base a su deposición de energía en el calorímetro, se pide que

$$\text{Dep. en Calorímetro (celda muon + 1nn)} \geq 1.0 \text{ GeV para trazas CI}^2$$

² ΔR se define como $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$.

Dep. en Calorímetro (celda muon + 1nn) ≥ 1.5 GeV para trazas EF.

La Figura 5.1 muestra la distribución de la energía depositada para una muestra de señal y una de contaminación. La muestra de contaminación se selecciona a partir de eventos tomados durante corridas del colisionador que contengan dos muones aislados, de alto p_T y de dirección y sentido opuesto en θ y en φ ($\Delta\theta(\mu_1, \mu_2) > 170^\circ$ y $\Delta\varphi(\mu_1, \mu_2) > 160^\circ$). Dicha muestra se supone dominada por rayos cósmicos y es la que se ha utilizado para graficar todas las distribuciones de contaminación en el presente capítulo.

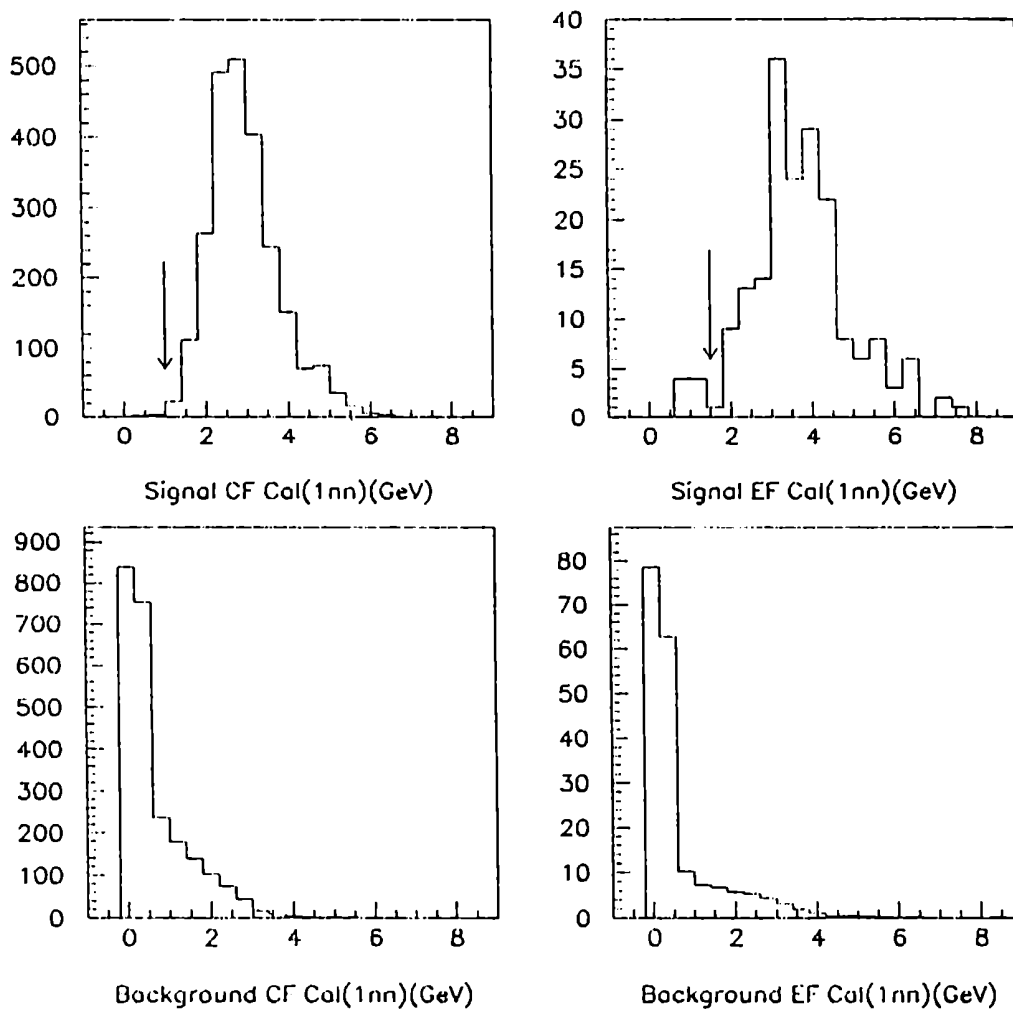


Figura 5.1: La energía depositada en el calorímetro en la dirección del muon se grafica para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Las flechas indican la ubicación del corte de selección. Los muones reales depositan una energía en el calorímetro que es consistente con el paso de una partícula mínimamente ionizante; las trazas que no se originan en el vértice de interacción depositan menos energía a lo largo de la línea que une el vértice con la traza muónica.

5.1.2 Definición de Muones Fuertes

Seis variables definen un muon “Fuerte”:

- **Ajuste Global**

La calidad del ajuste global muónico [28] de una dada traza se mide por el χ^2 del ajuste y depende de parámetros provistos por el sistema de muones y por los detectores centrales, con lo cual provee una medición cuantitativa de la calidad global del muon. El criterio de selección basado en el ajuste global requiere que

$$0 \leq \chi^2 \leq 100$$

donde el valor de χ^2 de -1 corresponde a trazas de muones que no poseen una traza de los detectores centrales en coincidencia espacial.

La distribución del χ^2 para muestras de señal y de contaminación se grafica en la Figura 5.2.

- **Coincidencia Espacial de Trazas**

El programa de reconstrucción considera que una traza muónica está en coincidencia espacial con una traza de los detectores centrales cuando $\Delta\varphi < 0.45$ radianes y $\Delta\theta < 0.45$ radianes, lo que permite la ocurrencia de un gran número de coincidencias espúreas, especialmente en la región EF donde la densidad de trazas CD es muy alta. Para minimizar este efecto indeseado se requiere que

$$\Delta\varphi(\text{traza muon, traza CD}) \leq 0.04 \text{ radianes,}$$

$$\Delta\theta(\text{traza muon, traza CD}) \leq 0.12 \text{ radianes.}$$

La Figura 5.3 muestra la distribución de ambas variables para una muestra de señal.

- **Parámetros de Impacto**

El parámetro de impacto de las trazas muónicas en la dirección “non-bend” se calcula extrapolando la trayectoria del muon fuera del imán hacia el vértice de interacción primario. Es importante notar que la trayectoria del muon interior a los imanes se ve forzada a apuntar hacia el vértice en el plano xy . En cambio el parámetro de impacto “bend” se obtiene directamente extrapolando la trayectoria interna a los imanes.

Para cualquier muon real, los parámetros de impacto presentan un pico en cero, con un ancho finito debido al scattering múltiple y a errores en la medición. Para rayos cósmicos las distribuciones originales son planas, aunque los cortes de calidad aplicados a la muestra producen un pico muy ancho centrado en cero [49].

Al pedir que la traza muónica se acerque al vértice de interacción se logra reducir la contaminación cósmico/combinatoria. En este análisis se pide que

$$|\text{Parámetro de Impacto Bend}| \leq 15 \text{ cm (20 cm) para trazas CF (EF)}$$

$$|\text{Parámetro de Impacto Non-Bend}| \leq 20 \text{ cm (25 cm) para CF (EF)}$$

La Figura 5.4 muestra la distribución de los parámetros de impacto para una muestra de señal.

- **Tiempo Flotante**

El corrimiento en el tiempo flotante t_0^f se define como la diferencia entre el origen de tiempos para el cálculo de las distancias de deriva que produce el mejor ajuste (t_0), y el t_0 nominal que corresponde al instante del cruce de haces. Se obtiene dejando variar el t_0 usado al calcular las distancias de deriva sobre una traza dada durante el ajuste de dicha traza. Las distribuciones del t_0^f para muones reales presentan un pico en cero ya que los mismos se producen en coincidencia con el cruce de haces. Para rayos cósmicos, en cambio, el tiempo de arribo es aleatorio, pero al requerir que los mismos pasen el trigger y sean reconstruidos se seleccionan aquellos eventos donde el tiempo de arribo no difiere en más de $\approx \pm 400$ ns del cruce de haces (siendo el tiempo total de deriva ≈ 750 ns). Se observa que la probabilidad de detección aumenta para rayos cósmicos tempranos [49].

Restringir los valores del t_0^f a trazas coincidentes con el instante de cruce de haces provee otra herramienta útil para rechazar eventos cósmico/combinatorios pidiendo que

$$t_0^f \leq 100 \text{ ns.}$$

La Figura 5.5 muestra la distribución del t_0^f para muestras de señal y de contaminación.

- **Variable de Aislación Muónica**

La variable de aislación muónica de los dos vecinos más cercanos I_μ se obtiene al sumar sobre la energía depositada en las celdas del calorímetro atravesadas por el muon y en las celdas de los dos vecinos más cercanos (2un), sustrayendo la contribución esperada para la ionización del muon y

dividiendo por el error esperado. Para un muon aislado, como los que se producen en eventos W y Z , la energía depositada cerca de la traza debe ser consistente con la de un mip, más cierta energía adicional debida al evento subyacente. Para muones no aislados, cercanos a un jet, la energía depositada será mucho mayor debida a la presencia del jet.

Al pedir que

$$I_\mu \leq 3\sigma$$

se aceptan muones donde el depósito de energía está dentro de los 3σ por arriba de lo esperado para una partícula mip, con lo cual se rechazan muones localizados cerca de un jet como los que se originan en los procesos de decaimiento de los quarks b y c [49].

- **Energía del Halo**

La energía del halo del muon $E(0.6) - E(0.2)$ se define como la diferencia entre la energía depositada por el muon en el calorímetro en un cono en el plano $\eta\phi$ de radio 0.6 centrado en el muon y la depositada en un cono de radio 0.2. Esta última equivale al tamaño de cono utilizado en la determinación de I_μ .

Esta variable permite la reducción de la contaminación de QCD al pedir que

$$E(0.6) - E(0.2) \leq 6 \text{ GeV}.$$

La Figura 5.6 contiene la distribución de I_μ y de $E(0.6) - E(0.2)$ para una muestra de muones aislados.

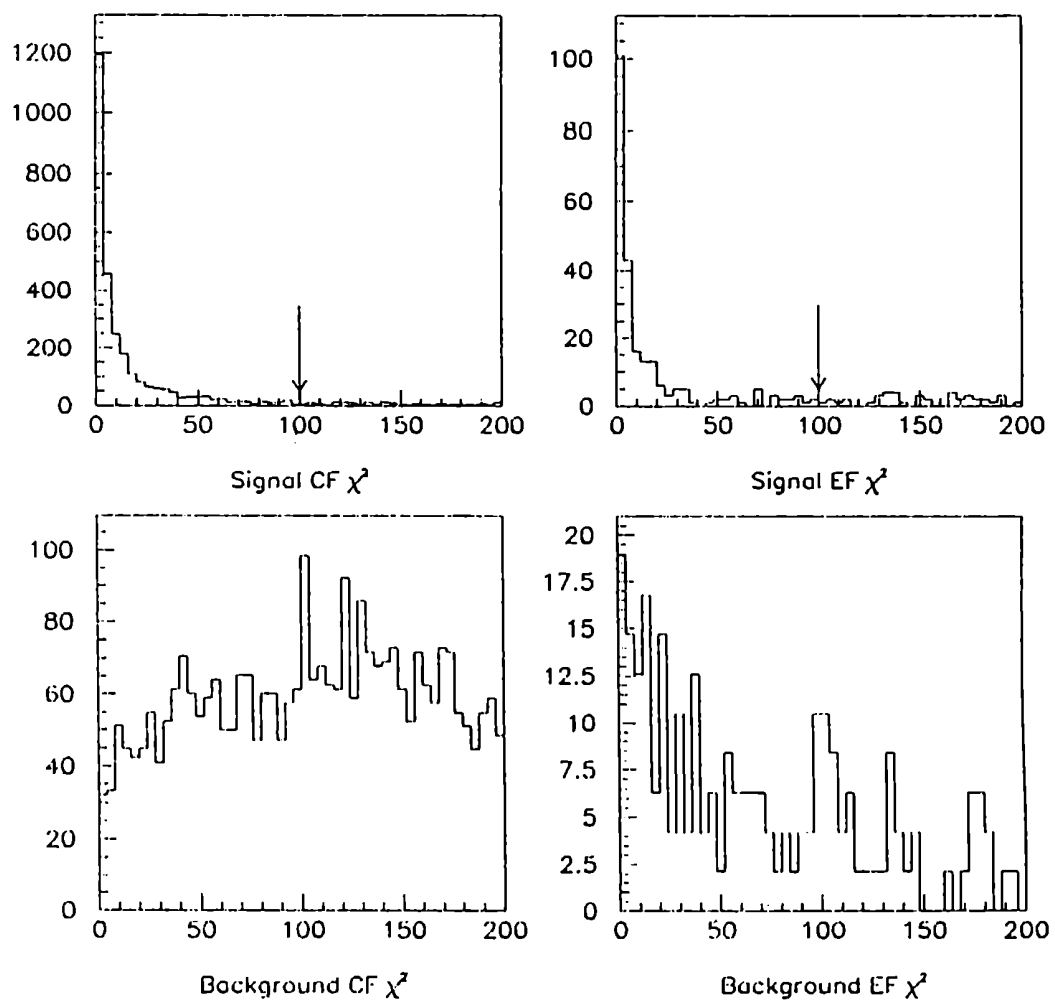


Figura 5.2: El χ^2 del ajuste global muónico se grafica para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección.

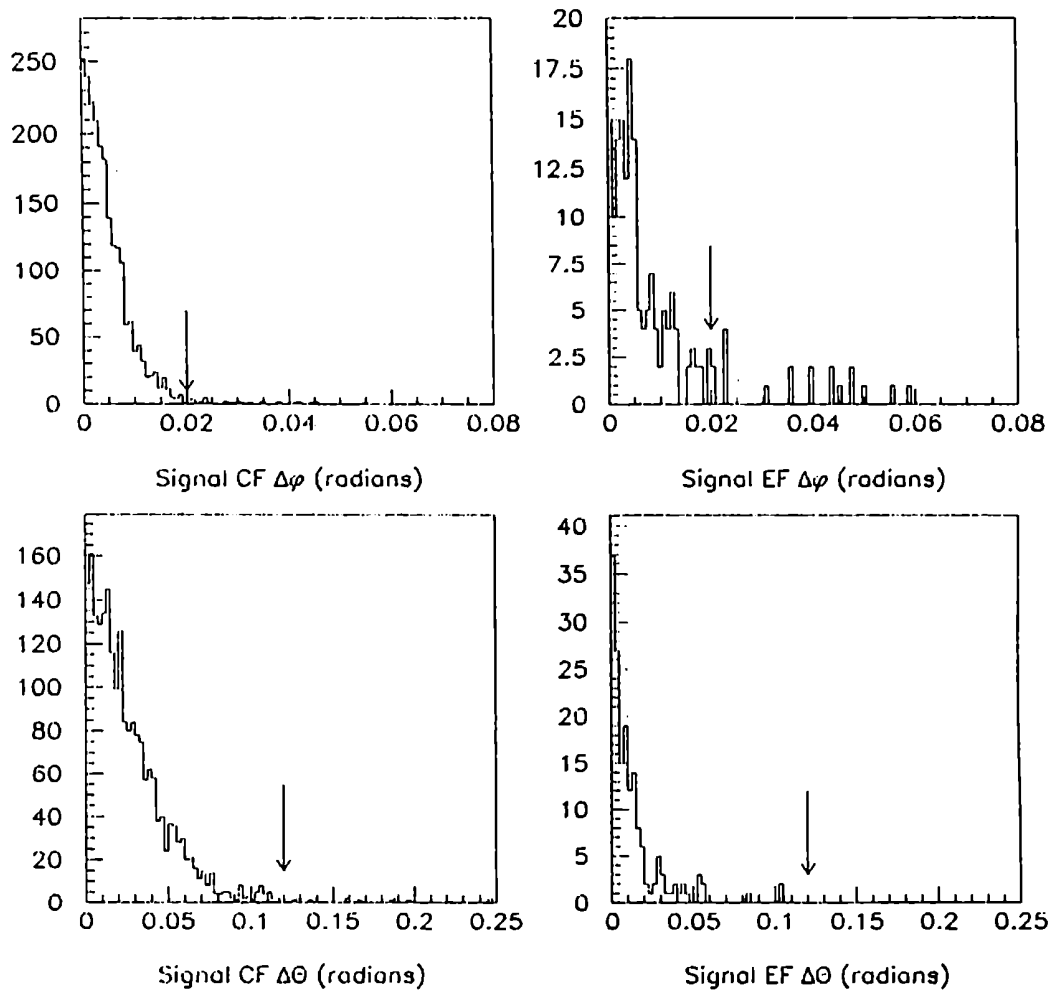


Figura 5.3: Se muestran las distribuciones para $\Delta\varphi$ y $\Delta\theta$ entre las trazas muónicas y del CD en CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección. Al hacer estos cortes más estrictos se reduce el número de coincidencias espúreas entre trazas.

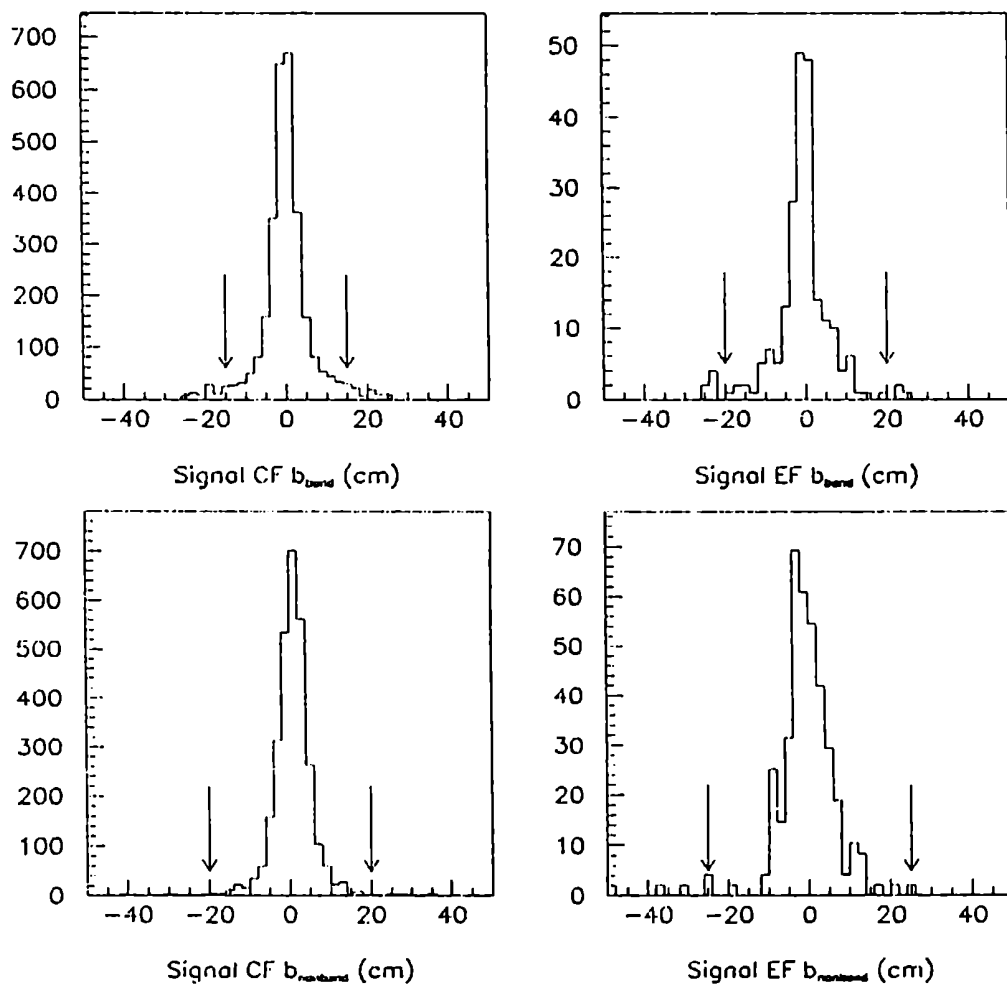


Figura 5.4: Los parámetros de impacto se grafican para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección. Para muones reales estas distribuciones presentan un pico en cero, con un ancho finito debido al scattering múltiple y a errores en la medición. Para rayos cósmicos, en cambio, las distribuciones son planas.

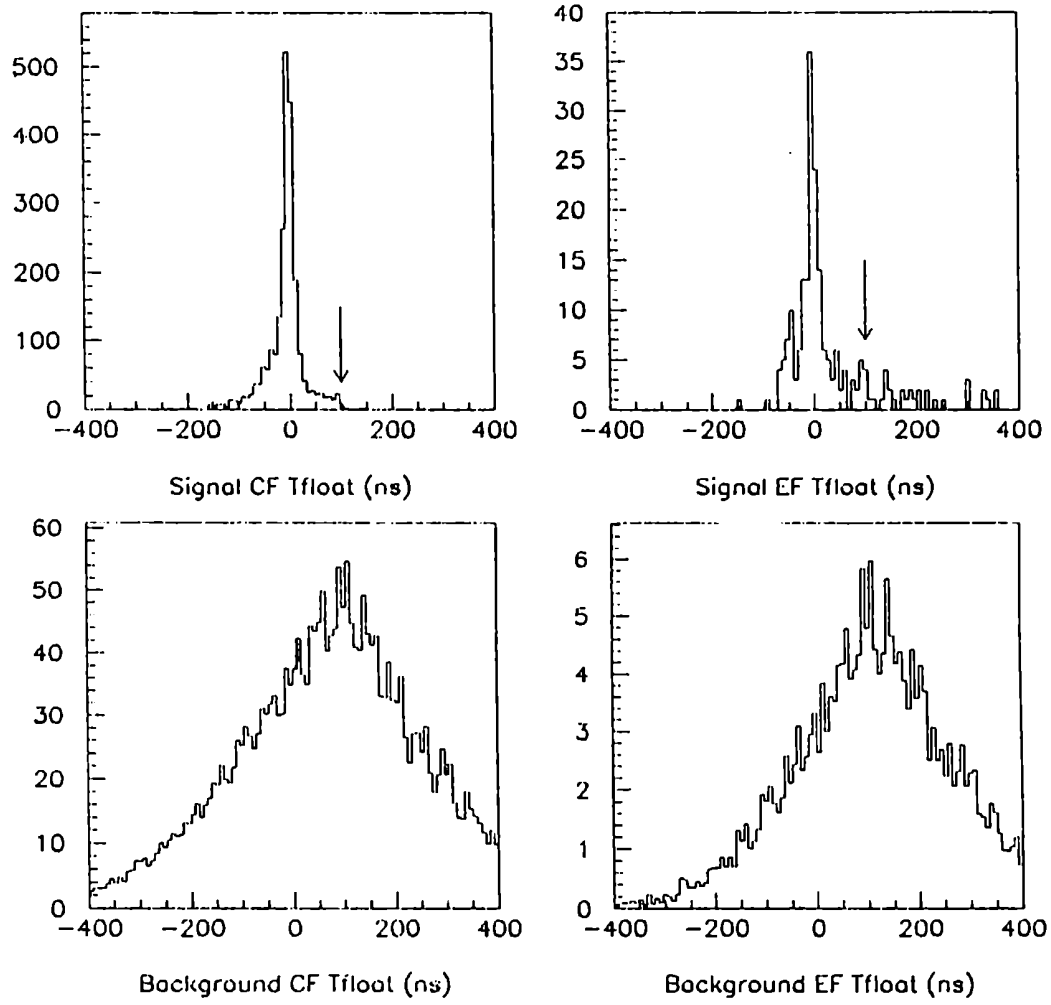


Figura 5.5: Las distribuciones del t_0^f se grafican para muestras de señal y de contaminación para trazas CF y EF. Los muones reales presentan distribuciones centradas en cero ya que se producen en coincidencia con el cruce de haces. Para rayos cósmicos el tiempo de arribo es aleatorio y la probabilidad aumenta para trazas tempranas.

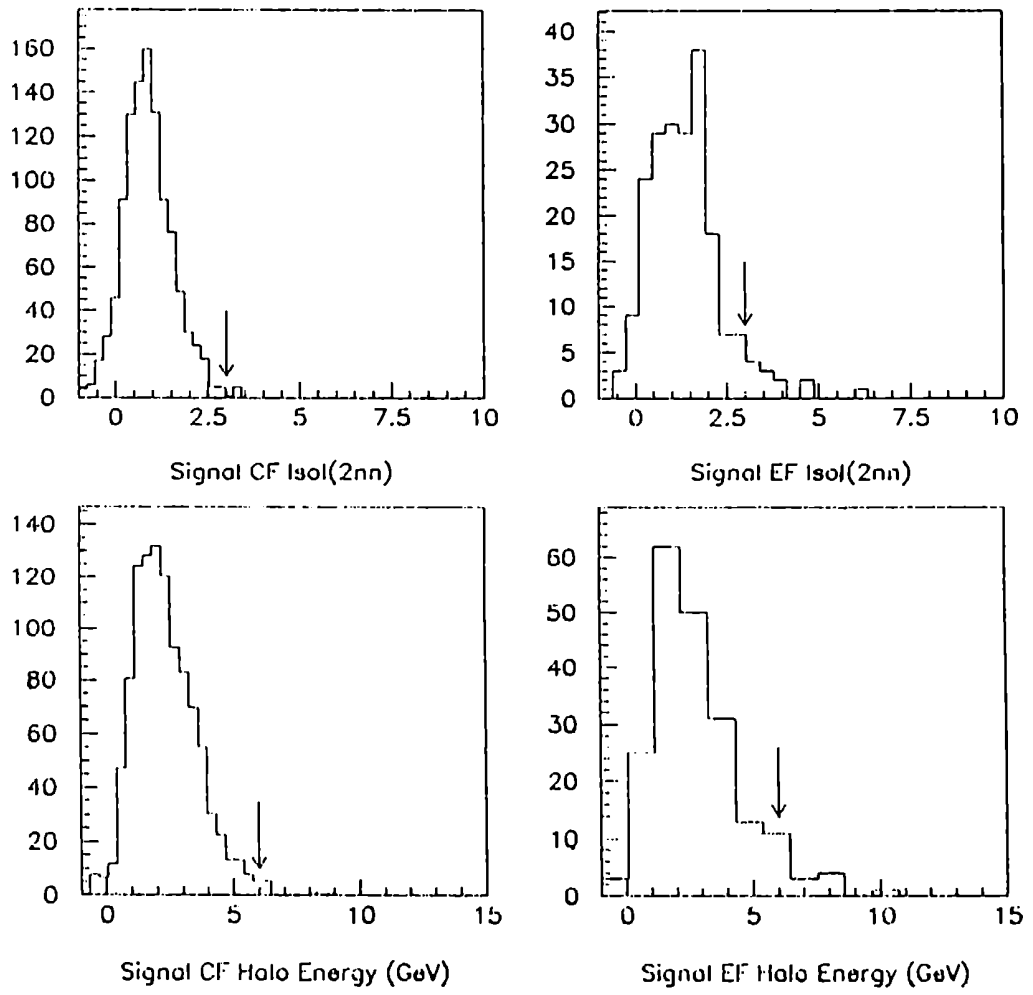


Figura 5.6: Las distribuciones para la variable de aislación I_μ y para la energía del halo muónico $E(0.6) - E(0.2)$ se grafican para trazas CF y EF. Las flechas indican la posición de los cortes de selección.

5.2 Selección de Candidatos

5.2.1 Datos Utilizados

El análisis que se presenta en este documento se basa en datos tomados durante la primer corrida del detector DØ, desde abril de 1992 a mayo de 1993. Los mismos se identifican individualmente con un número de evento dentro de un “run”, los cuales se organizan en orden numérico creciente en función del tiempo. Para runs correspondientes al comienzo del período de toma de datos (abril a noviembre de 1992), las definiciones de los triggers eran muy inestables, ya que se hallaban aún en proceso de desarrollo. Por esta razón se excluyen los datos de este período en el presente análisis. También se excluyen datos correspondientes a runs con problemas de hardware o software, ya que resulta imposible estimar las eficiencias en dichas situaciones patológicas.

La luminosidad integrada correspondiente a este conjunto de runs seleccionados se corrige por interacciones múltiples, esquema de veto del Main Ring y por runs que se han perdido durante el proceso de reconstrucción. Los escalcos que afectaron a los triggers de $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ se calculan en la sección 6.1.2, siendo en promedio $\approx 88\%$. Dichos escalcos no se incluyen en los valores de luminosidad citados en el cálculo de las secciones eficaces, ya que se los considera parte de la eficiencia del trigger.

En este análisis se consideran cinco períodos de toma de datos. La luminosidad integrada para cada uno de ellos se incluye en la Tabla 5.2. Las principales causas que contribuyen a esta clasificación son las siguientes:

1. Los triggers de muones fueron completamente redefinidos a fines de diciembre. La mayor diferencia fue la combinación de las regiones CF y EF en un

sólo trigger. Separa los períodos “Early Preshutdown” de “Late Preshutdown”.

2. Durante el descanso de enero (shutdown), se realizaron importantes cambios de hardware, afectando aproximadamente 1/3 de la electrónica de los muones. Además, el detector fue abierto y cerrado, lo que afecta su geometría. Separa “Late Preshutdown” de “Early Postshutdown”.
3. Las constantes de calibración y de geometría del Nivel 2 y de la reconstrucción fueron actualizadas, reflejando los cambios ocurridos durante el shutdown. Separa “Early Postshutdown” de “Mid Postshutdown”.
4. Se modificó el ejecutable del Nivel 2, relajando ciertos cortes. Este cambio ocurrió durante el último mes de toma de datos y su efecto fue más notorio para triggers de muones de p_T menor. Separa “Mid Postshutdown” de “Late Postshutdown”.

5.2.2 Selección de Eventos

La selección de los eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ comienza a nivel de trigger al pedir la presencia de al menos un candidato de muon dentro del detector WAMUS ($|\eta| \leq 1.7$) a Nivel 1, Nivel 1.5 y Nivel 2. Los triggers de hardware introducen un corte efectivo en el p_T^μ de ≈ 7 GeV, mientras que el Nivel 2 de software acepta muones con $p_T^\mu \geq 15$ GeV.

El mismo requerimiento a nivel de trigger se aplica a la selección de eventos W y Z , para reducir el error sistemático en el cálculo del cociente de las secciones eficaces de producción. Una descripción más detallada de estos triggers puede leerse en la sección 6.1.2.

Tabla 5.2: Luminosidades para cada uno de los cinco períodos de toma de datos considerados en este análisis. Las diferencias entre los períodos se describen en el texto. Los escaleos de los triggers no se incluyen en la tabla, ya que serán considerados en la eficiencia de los triggers. El escaleo promedio se incluye por completitud solamente.

Período	Luminosidad (pb^{-1})
Early Preshutdown	2.71 ± 0.33
Late Preshutdown	2.56 ± 0.31
Early Postshutdown	1.84 ± 0.22
Mid Postshutdown	5.63 ± 0.68
Late Postshutdown	0.68 ± 0.08
Total Run 1A	13.42 ± 1.61

Escaleo promedio	0.88
Run 1A (escaleado)	11.90 ± 1.43

La selección de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ a nivel offline requiere que:

- El evento contiene un muon fuerte³.
- Se aplica el corte MUCTAG [50] para rechazar eventos donde las trazas de muones se hallan opuestas a otras trazas o pulsos muónicos. Este corte ha sido extendido para rechazar muones opuestos a trazas muónicas en la región EF [51].
- Se aplican los cortes cinemáticos $p_T^\mu \geq 20$ GeV y $p_T^\nu \geq 20$ GeV. La determinación del p_T^ν ha sido descrita en la sección 3.4. Para la selección de eventos $W \rightarrow \mu\nu$, sólo se considera un máximo de dos muones fuertes, de alto p_T y con $|\eta_\mu| \leq 1.7$ en el cálculo de la \cancel{E}_T del evento.
- Remoción de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$.

³Las definiciones de muones débiles y fuertes se han presentado en la sección anterior.

La selección de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ a nivel offline requiere que:

- El evento contiene al menos un muon débil y uno fuerte.
- Para rechazar contaminación de rayos cósmicos se pide que $\Delta\varphi \leq 170^\circ$ o $\Delta\theta \leq 170^\circ$ entre ambos muones. Para eliminar pares muónicos de masa transversal baja, se pide que $\Delta\varphi \geq 30$ grados.
- Se aplican los cortes cinemáticos $p_T^{\mu 1} \geq 20$ GeV y $p_T^{\mu 2} \geq 15$ GeV.

Capítulo 6

Eficiencias y Contaminaciones

Para proceder al cálculo de las secciones eficaces de producción de los procesos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$, se debe conocer la eficiencia total de la selección de eventos y la contaminación remanente en las muestras finales de candidatos. Las siguientes secciones de este capítulo describen los métodos utilizados en este análisis para estimar dichos factores.

6.1 Eficiencias de la Selección

Las siguientes contribuciones a la eficiencia total de la selección corresponden a los respectivos cortes de selección definidos en el capítulo 5.

6.1.1 Eficiencia para muones débiles

Esta eficiencia se obtiene a partir de estudios con datos reales y datos Monte Carlo.

Las aceptancias geométricas y cinemáticas de los cortes fiduciales se obtienen a partir de muestras de eventos Monte Carlo¹ generados con ISAJET, SHOWER, LIBRARY, MUSMEAR y DØRECO.

¹Para una descripción de la generación de eventos con técnicas Monte Carlo, ver capítulo 4.

Como se describiera en el capítulo 4, el programa MUSMEAR se encarga de introducir factores de resolución para la medición de tiempos y Δt , alineación y eficiencias para tiempos, Δt y señales catódicas para cada cámara. Dichos factores han sido ajustados comparando las distribuciones generadas por Monte Carlo con datos reales, con lo cual el cálculo de la eficiencia de selección de muones débiles en base a estas muestras incluye los efectos de eficiencia electrónica, veto del Main Ring y resolución del p_T .

El error sistemático de este estudio se obtiene a partir de tres fuentes:

1. La incerteza en las eficiencias electrónicas usadas como entradas al programa MUSMEAR fueron estimadas repitiendo el cálculo luego de variar las eficiencias en $\pm 1\sigma$. El error sistemático obtenido es de $\approx 0.7\%$ en CF y $\approx 15\%$ en EF.
2. La incerteza en el factor de alineación se estima repitiendo el cálculo luego de variar dicho factor en ± 1 mm, lo que da un error sistemático de $\approx 1\%$ en CF y $\approx 1.5\%$ en EF.
3. La contribución al error sistemático debido a la elección² de la función de estructura es de $\approx 2\%$.

El error sistemático en la región EF resulta mucho mayor que para el CF y está claramente dominado por la determinación de la eficiencia electrónica de las cámaras.

La eficiencia de la reconstrucción de muones se estima directamente de datos reales [52]. Para ello se toman eventos de una corrida especial, en la cual todos

²El conjunto de funciones de estructura utilizado es CTEQ2M, CTEQ2MS, DFLM260, BMA, GRV10, MRSD0D, MRSDMD y MRSS0D.

los datos se graban en cinta independientemente de la decisión del trigger pero almacenando dicha información, requiriendo la presencia de un trigger de muon a Nivel 1 y un jet en la misma región en $\eta\varphi$. Estos eventos son clasificados visualmente en “bueno” o “malo”, haciendo uso del graficador de eventos de DØ. Para reducir el error sistemático de esta clasificación, la misma se lleva a cabo por al menos dos personas distintas. La eficiencia de la reconstrucción para trazas “buenas”, que además habían pasado un trigger a Nivel 2, se estima en $95 \pm 3\%$ para CF y en $95 \pm 3\%$ para EF. Esta eficiencia no es simulada en forma correcta en los eventos Monte Carlo, para los cuales toda traza que pase el Nivel 2 será reconstruída offline. Por esta razón la eficiencia de reconstrucción de muones offline se estima directamente a partir de datos reales.

La eficiencia para el corte en la deposición de energía muónica en el calorímetro también se obtiene a partir de datos reales, pues el evento subyacente no es simulado en forma adecuada en las muestras Monte Carlo, lo que da lugar a una deposición de energía menor que la real. El método utilizado para esta estimación es el mismo que para la eficiencia de los muones fuertes y se describe en la sección 6.1.3.

Las eficiencias para la selección de muones débiles, incluyendo las eficiencias de los cortes fiduciales y cinemáticos, se resumen en las Tablas 6.1 y 6.2 para los procesos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ respectivamente.

Tabla 6.1: Eficiencia para la detección de muones débiles en el proceso $W \rightarrow \mu\nu$. El primer error en la aceptación total es estadístico y el segundo es sistemático.

Ef. de muon débil(%)	CF	EF
Cobertura en eta	51.6 ± 0.7	24.9 ± 0.5
Aceptancia Geométrica	76.9 ± 1.2	63.1 ± 1.6
$\int Bdl$	84.1 ± 1.5	95.6 ± 2.5
Cortes Cinemáticos	75.2 ± 1.5	71.1 ± 2.2
Aceptancia Total	$25.1 \pm 0.5 \pm 0.6$	$10.6 \pm 0.3 \pm 1.6$

Reconstrucción Muones	95 ± 3	95 ± 3
Dep. en Calorímetro	100 ± 1	100 ± 1
Total Débil	23.9 ± 1.0	10.1 ± 1.6

Tabla 6.2: Eficiencia para la detección de muones débiles en el proceso $Z \rightarrow \mu\mu$. El primer error en la aceptación total es estadístico y el segundo es sistemático.

Ef. de muon débil(%)	CF CF	CF EF	EF EF
Cobertura en eta	23.1 ± 0.5	24.6 ± 0.5	6.3 ± 0.3
Aceptancia Geométrica	57.9 ± 1.6	50.0 ± 1.4	41.6 ± 2.6
$\int Bdl$	70.5 ± 2.3	80.8 ± 2.6	92.8 ± 5.9
Cortes Cinemáticos	88.3 ± 3.1	85.9 ± 2.9	80.3 ± 5.7
Ubicación Angular	80.1 ± 3.1	100.0 ± 0.1	82.7 ± 6.5
Aceptancia Total	$6.7 \pm 0.2 \pm 0.3$	$8.5 \pm 0.3 \pm 0.9$	$1.6 \pm 0.1 \pm 0.4$

Reconstrucción Muones	90 ± 7	90 ± 5	90 ± 6
Dep. en Calorímetro	100 ± 1	100 ± 1	100 ± 2
Total Débil	6.0 ± 0.6	7.7 ± 1.0	1.5 ± 0.4

6.1.2 Eficiencia del Trigger

Las eficiencias del trigger fueron estimadas directamente con datos reales, ya que la simulación de las mismas en eventos Monte Carlo es dificultoso. A pesar de que las eficiencias para el Nivel 1 y 1.5 obtenidas a partir de datos reales coinciden con las predicciones del simulador de trigger para datos Monte Carlo cuando se los somete al programa MUSMEAR, las eficiencias obtenidas para el Nivel 2 difieren en ≈ 10 a 40 %, como puede verse en el Apéndice A. Una complicación adicional surge debido a que no existe programa de simulación de triggers para datos del período Preshutdown.

La selección de los datos utilizados para estas estimaciones es la siguiente:

1. El evento pasa un trigger no muónico a Nivel 2. Esta condición asegura que la muestra no está influenciada para el estudio de triggers de muones. Además, se vetan eventos en los cuales el Main Ring se halla presente en DØ para reproducir la condición que se aplica usualmente a los triggers para $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ durante la toma de datos.
2. El evento contiene al menos un muon reconstruido offline de $p_T \geq 20$ GeV.
3. La traza muónica satisface estrictos cortes de calidad: $\chi^2 \leq 50$, $|t'_0| \leq 80$ ns, $Cal(1nn) \geq 1.5$ GeV, coincidencia entre trazas de muon y CD.

Los resultados son consistentes con los que se obtienen a partir de la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$, donde uno de los muones pasa el trigger y el segundo resulta no influenciado para el estudio de triggers.

Para la selección de eventos $W/Z \rightarrow \mu$ durante el Run 1A, se utilizan dos configuraciones distintas del trigger. El cambio ocurre a fines de diciembre, separando

los datos del período Early Preshutdown (ver sección 5.2.1) del resto. Durante el primer período, se utilizan dos triggers del Nivel 1 \times Nivel 1.5 y tres filtros del Nivel 2 para seleccionar candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$. El trigger MU_1_HIGH acepta eventos con un muon con $|\eta_\mu| \leq 1.7$ a Nivel 1 y Nivel 1.5. La condición del filtro MU_HIGH a Nivel 2 es un muon con $p_T^\mu \geq 15$ GeV, $IFW4 \leq 1$, $|\eta_\mu| \leq 1.7$ y rechazo de rayos cósmicos dado por MUCTAG [50]. Esta combinación de triggers resulta escalado a Nivel 1 y a Nivel 2.

Paralelamente, el trigger MU_1_CENT acepta eventos con un muon con $|\eta_\mu| \leq 1.0$ a Nivel 1 y Nivel 1.5. Dos filtros de Nivel 2, los cuales difieren únicamente en el corte en $IFW4$, se aplican sobre dichos eventos. Ambos filtros requieren que el muon cumpla con $p_T^\mu \geq 15$ GeV, $|\eta_\mu| \leq 1.0$ y MUCTAG, pero MU_CENT pide que $IFW4 \leq 1$ mientras que MU_MAX sólo acepta eventos con $IFW4 = 0$. Los triggers son escalados a Nivel 1, pero sólo MU_CENT resulta escalado a Nivel 2.

La segunda configuración, utilizada en el resto del período de toma de datos, incluye dos triggers (MU_1_HIGH and MU_1_MAX) a Nivel 1 \times Nivel 1.5 y dos filtros respectivos (MU_HIGH and MU_MAX) a Nivel 2. Ambos seleccionan eventos conteniendo un muon con $|\eta_\mu| \leq 1.7$ a los tres niveles, $p_T^\mu \geq 15$ GeV y MUCTAG a Nivel 2 y sólo difieren en el valor de $IFW4$ requerido a Nivel 2. MU_HIGH acepta trazas con $IFW4 \leq 1$, mientras que MU_MAX es más restrictivo, requiriendo que $IFW4 = 0$. Ambas combinaciones son escaladas a Nivel 1, pero sólo MU_HIGH está sometida a un escalco efectivo a Nivel 2.

Por otra parte, la introducción de una herramienta adicional para triggers que utilizan el Nivel 1.5, marca otra diferencia entre datos correspondientes a distintos períodos. Durante el Preshutdown, un evento que fallara el Nivel 1.5 pero pasara

además un Nivel 1 adicional que no requiriera Nivel 1.5, llegaría al Nivel 2 y podría resultar seleccionado. La nueva herramienta introducida obliga a los filtros del Nivel 2, que corresponden a triggers que requieren el Nivel 1.5, a corroborar que el evento en cuestión efectivamente paso el Nivel 1.5 para considerarlo. Este mecanismo ha sido reproducido a nivel offline para las muestras de eventos $W/Z \rightarrow \mu$.

Además de las dos configuraciones de triggers utilizados durante el Run 1A, existieron tres ejecutables del programa de Nivel 2 durante el período Postshutdown (ver Tabla 5.2). Diversos estudios realizados con el simulador de trigger y con muestras de datos no influenciados determinan que la eficiencia del Nivel 2 no cambia significativamente al usar distintos ejecutables en el caso del trigger de un único muon de p_T alto. Por esta razón, los datos correspondientes a los tres períodos Postshutdown pueden ser combinados.

Las diferentes contribuciones a la eficiencia total del trigger son: la eficiencia del Nivel 1 \times Nivel 1.5 (ϵ_{L1}), el escalco del Nivel 1 ($L1ps$), la eficiencia del Nivel 2 (ϵ_{L2}) y el escalco del Nivel 2 ($L2ps$). Las primeras dos contribuciones se miden directamente de la muestra de eventos no influenciados, seleccionados como se explicara anteriormente en esta misma sección; las últimas dos se obtienen de un estudio combinado de estos mismos datos y de la muestra de eventos $W \rightarrow \mu\nu$.

ϵ_{L1} se determina a partir del número de eventos que pasan un trigger a Nivel 1.5 del total de eventos en la muestra no influenciada. $L1ps$ se obtiene a partir del número de dichos eventos que también pasan al menos uno de los triggers utilizados en la selección de eventos $W/Z \rightarrow \mu$ a Nivel 1. $\epsilon_{L2} * L2ps$ viene dado por la fracción de dichos eventos que además pasan la selección usada para $W/Z \rightarrow \mu$ a Nivel 2.

La eficiencia del trigger para la selección de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ puede ser fácilmente obtenida a partir de estas variables, ya que hay un único muon presente. Se calcula como:

$$\epsilon_{\text{Trig}}(W) = \epsilon_{L1} * L1ps * \epsilon_{L2} * L2ps.$$

Para el caso de la muestra de $Z \rightarrow \mu\mu$, las eficiencias se aplican a uno de los muones, pero el escaleo se aplica al evento completo. Para calcular la eficiencia del trigger en este caso resulta necesario separar los valores de ϵ_{L2} y de $L2ps$.

La muestra de $W \rightarrow \mu\nu$ se utiliza para calcular el $L2ps$ en forma independiente. El escaleo a Nivel 2 es una combinación del escaleo del filtro más permisivo MU_HIGH y del cociente de las eficiencias "HIGH" y "MAX". Ambos factores pueden obtenerse a partir de la muestra $W \rightarrow \mu\nu$. Como la ocurrencia de MU_MAX implica MU_HIGH (excepto por el escaleo), el escaleo puede calcularse a partir del número de eventos que pasan "HIGH", habiendo pasado "MAX". Como MU_MAX es un subconjunto de MU_HIGH, el factor relativo entre las eficiencias "HIGH" y "MAX" puede obtenerse a partir del número de eventos que pasan "MAX", habiendo pasado "HIGH". Los resultados obtenidos para el escaleo débil a Nivel 2 ($LOps$) y el cociente "HIGH" a "MAX" (m/h) puede encontrarse en la Tabla 6.3.

Existe una complicación adicional debida a que durante el primer período de toma de datos los triggers del CF y del EF a Nivel 1 estaban separados. Esto introduce un factor de escaleo adicional, únicamente para el EF ($EFps$), el cual también se incluye en la Tabla 6.3. El factor total de escaleo del Nivel 2 se obtiene haciendo:

$$L2ps = (LOps + m/h - LOps * m/h) * EFps$$

donde los valores para $LOps$ son los mismos para CF y EF, pero el cociente m/h

depende de la región geométrica en cuestión.

Tabla 6.3: Factores de escaleo y cocientes de eficiencias para los filtros “HIGH” y “MAX”.

Periodo	LOps	CF m/h	EF m/h	Escaleo EF
Early Pre	.74	.97	0	.73
Late Pre	.49	.94	.83	1
Early Post	.56	.93	.88	1
Mid Post	.36	.90	.62	1
Late Post	.25	.91	.50	1

Como se mencionara anteriormente, en el cálculo de la eficiencia del trigger para la selección de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$, las eficiencias se aplican a cada muon y el factor de escaleo se aplica a todo el evento.

Como en cada evento hay dos muones involucrados, puede ocurrir que el mismo muon pase los tres niveles del trigger, o que sean dos muones diferentes los que pasan el Nivel 1 \times Nivel 1.5 y el Nivel 2. Esta segunda opción sólo puede ocurrir en el caso en el cual ambos muones se hallan contenidos en el CF, ya que el Nivel 2 busca muones en el CF independientemente del trigger a Nivel 1, pero sólo busca muones en regiones geométricas cercanas a la posición dada por un trigger a Nivel 1 para el EF.

La eficiencia del trigger en la selección de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ se obtiene a partir de la eficiencia del trigger para muones individuales pidiendo que sea el mismo muon el que pasa los tres niveles para eventos en las regiones CF EF y EF EF. Para eventos CF CF, se pide que uno cualquiera de los muones pase el Nivel 1 \times Nivel 1.5, y uno cualquiera pase el Nivel 2. Resulta:

$$\epsilon_{Trig}^{CF CF}(Z) = [\epsilon_{L1} * (2 - \epsilon_{L1})] * [\epsilon_{L2} * (2 - \epsilon_{L2})] * L1ps * L2ps$$

$$\epsilon_{Trig}^{EFEF}(Z) = [\epsilon_{L1} * \epsilon_{L2} * (2 - \epsilon_{L1} * \epsilon_{L2})] * L1ps * L2ps$$

$$\epsilon_{Trig}^{CFEF}(Z) = [\epsilon_{L1}^{CF} * \epsilon_{L2}^{CF} + \epsilon_{L1}^{EF} * \epsilon_{L2}^{EF} - \epsilon_{L1}^{CF} * \epsilon_{L2}^{CF} * \epsilon_{L1}^{EF} * \epsilon_{L2}^{EF}] * L1ps * L2ps$$

Con este método resulta imposible determinar la eficiencia del trigger para el EF del Preshutdown. Esto se debe al bajo número de eventos presente en la muestra no influenciada y en la muestra de $Z \rightarrow \mu\mu$, y al hecho de que las eficiencias obtenidas a partir de ambas muestras no coinciden. Como tampoco existe una versión del simulador de trigger para estos datos, y el número de eventos en las muestras finales resulta despreciable³, se ha decidido excluir los datos EF Preshutdown del cálculo de las secciones eficaces.

Los resultados para los escalcos y las eficiencias del trigger de muones individuales se resumen en la Tabla 6.4 para distintas regiones geométricas y configuraciones del trigger. Los resultados totales se obtienen combinando los distintos períodos de toma de datos, pesados por su luminosidad respectiva.

6.1.3 Eficiencia para Muones Fuertes

La eficiencia para muones fuertes se obtiene directamente de datos reales. La muestra ideal para dicho estudio consistiría en un conjunto de datos no influenciados y sin contaminaciones de muones aislados de alto p_T . Una buena aproximación a dicha muestra está dada por eventos $Z \rightarrow \mu\mu$, seleccionados pidiendo que al menos uno de los muones pase todos los cortes de calidad y el segundo muon todos menos el corte en cuestión. Esto permite la determinación de las eficiencias individuales de cada corte cuando se lo aplica último.

³Ver Tabla 7.1 en la sección 7.1 con el número de eventos en cada región.

Tabla 6.4: Eficiencia del trigger de muones individuales usados en la selección de eventos $W/Z \rightarrow \mu$, para muones que han sido reconstruidos offline. Los datos del período Preshutdown EF han sido excluidos, ya que se desconoce la eficiencia del trigger en dicho lapso.

Período Región Geométrica	Preshutdown		Postshutdown	
	CF	EF	CF	EF
Nivel 1 $\times 1.5$ (%)	43 ± 4	??	52 ± 2	14 ± 3
Escalco Nivel 1	0.97	??	0.90	1.0
Nivel 2 (%)	72 ± 5	??	88 ± 3	86 ± 9
Escalco Nivel 2	0.98	0.72	0.94	0.94

La eficiencia combinada para el conjunto completo de cortes se obtiene aplicándolos todos juntos a una muestra de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$, donde al menos uno de los muones pasa todos los cortes y donde no se pide ninguna condición sobre el segundo muon, salvo que se halle comprendido en la región geométrica de interés. Los cortes cinemáticos de esta muestra han sido elevados a 20 GeV para ambos muones para minimizar la contaminación de la misma. La eficiencia que se obtiene por este método difiere del producto de las eficiencias individuales debido a correlaciones y anticorrelaciones entre los distintos cortes de selección. La eficiencia combinada se calcula por separado para el Pre- y el Postshutdown, debido a los cambios de hardware existentes entre ambos. Se obtiene que la eficiencia resulta independiente de los mismos.

La Tabla 6.5 incluye la eficiencia de cada corte cuando se lo aplica último y la eficiencia combinada de la selección, para CF y EF por separado. Nótese, que la eficiencia de la coincidencia entre trazas de muones y CD corresponde al valor más estricto utilizado en este análisis, que la eficiencia del corte de aislación incluye I_μ y la energía del Halo y que la eficiencia de ambos parámetros de impacto se

incluye en forma combinada.

Tabla 6.5: Eficiencia para la selección de muones fuertes.

Ef. de Muon Fuerte(%)	CF	EF
Ajuste Global	100 ± 1	82 ± 8
Concidencia de Trazas	82 ± 4	92 ± 5
Parámetros de Impacto	95 ± 2	95 ± 5
Tiempo Flotante	94 ± 3	90 ± 7
Aislación	85 ± 4	86 ± 8
Producto de Fuerte	62 ± 7	55 ± 15
Total Fuerte	63 ± 5	43 ± 8

6.2 Estimación de Contaminaciones

La estimación de contaminaciones remanentes en las muestras finales de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ se lleva a cabo a partir de una combinación de datos reales y muestras Monte Carlo. Los resultados se resumen en la Tabla 6.6.

6.2.1 Contaminación de Rayos Cósmicos

La contaminación de rayos cósmicos se estima a partir de las distribuciones del t_0 de acuerdo a la técnica descrita en la referencia [47]. La distribución del t_0^f para muones producidos en colisiones $\bar{p}p$ se obtiene a partir de una muestra de muones con $p_T^\mu > 5$ GeV y muy estrictos cortes de calidad: coincidencia de trazas, $\chi^2 < 20$, $E(0.2) > 5$ GeV y $b_{nonbend} < 20$ cm. Una muestra de contaminación cósmico/combinatoria se selecciona con un conjunto complementario de cortes: $E(0.2) < 0.5$ GeV, falta de coincidencia de trazas y $b_{nonbend} > 40$ cm. La distribución para las muestras de candidatos se obtiene a partir de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ que fueron seleccionados aplicando todos los cortes de calidad, excepto el corte

en t_0^f . La fracción de contaminantes en dicha muestra se determina ajustando la distribución de t_0^f de la muestra a una suma lineal de las distribuciones de señal y de contaminación. El ajuste se lleva a cabo por separado en el CF y en el EF y se muestra para el CF en la Figura 6.1.

Los eventos contenidos en la muestra final de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ cumplen que su $t_0^f \leq 100$ ns. La eficiencia de este corte para muones reales y para muones cósmico/combinatorios se obtiene de las muestras respectivas, siendo $91.9 \pm 0.6\%$ para muones reales CF, $82.0 \pm 2.4\%$ para muones reales EF, $59.0 \pm 1.0\%$ para contaminación CF y $47.0 \pm 4.7\%$ para contaminación EF, respectivamente. La contaminación remanente cósmico/combinatoria en la muestra final de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ se estima en $3.8 \pm 1.6\%$ en el CF y $7.0 \pm 5.4\%$ en el EF.

Para la muestra de candidatos $Z \rightarrow \mu\mu$, la contaminación remanente se estima con el mismo procedimiento. La distribución para esta muestra se obtiene aplicando todos los cortes de selección excepto el corte en el t_0^f . La muestra final tiene el requerimiento adicional de que al menos uno de los dos muones del evento satisfaga la condición $t_0^f \leq 100$ ns. La eficiencia de este corte para muones reales y de contaminación se obtiene a partir de los valores obtenidos en el estudio de la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, pesados adecuadamente por el número de muones CF o EF en la muestra de candidatos $Z \rightarrow \mu\mu$. A partir de esto, se estima la fracción de eventos de contaminación cósmico/combinatoria en la muestra final $Z \rightarrow \mu\mu$ en $5.1 \pm 3.6\%$.

6.2.2 Contaminación QCD

La contaminación QCD proveniente de muones producidos en colisiones $\bar{p}p$ se obtiene con un método análogo al utilizado para el caso cósmico/combinatorio. En

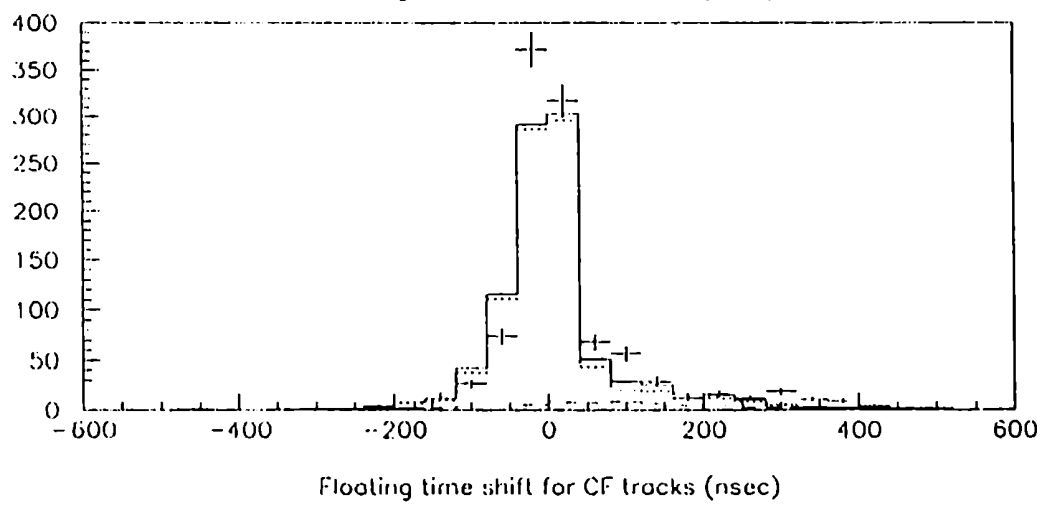
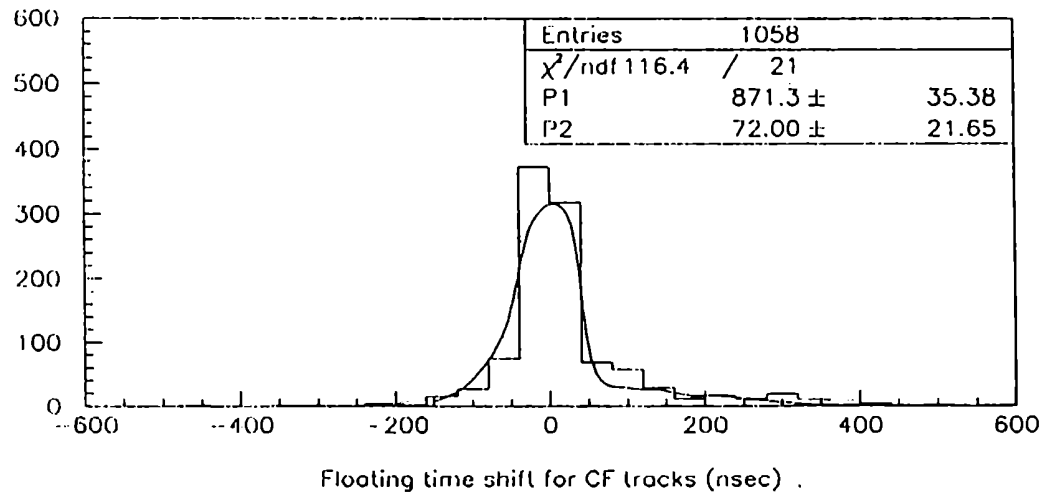


Figura 6.1: Arriba: La distribución de t_0^f para la muestra de candidatos de ajusta a una suma lineal de las distribuciones de señal y de contaminación. Abajo: La línea punteada corresponde a la señal, la línea de guiones a la contaminación cósmico/combinatoria y la línea continua a su suma lineal. La distribución para los candidatos se indica por medio de las cruces.

este caso, la distribución utilizada para ajustar la fracción de eventos contaminantes es la energía del halo en un cono en $\eta\varphi$ de 0.6 centrado en el muon, menos la contenida en un cono de 0.2.

La distribución para la contaminación se obtiene de una muestra de muones que pasan todos los cortes de calidad, excepto el de aislación, con $10 < p_T^\mu < 15$ GeV. La distribución para la señal se obtiene de un subconjunto de la muestra de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$, sin jets en el hemisferio opuesto al muon en φ . La distribución para los candidatos se obtiene de una muestra de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ seleccionados aplicando todos los cortes excepto los de aislación.

La fracción de contaminación se determina ajustando la muestra de candidatos a una suma lineal de las distribuciones de señal y contaminación, lo que se realiza por separado para el CF y el EF. El ajuste resultante se muestra en la Figura 6.2 para el CF.

La selección final de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ requiere que los muones estén aislados, aplicando los cortes en I_μ y en la energía del halo $E(0.6) - E(0.2)$. La eficiencia de la combinación de dichos cortes en muestras de señal y de contaminación se obtiene a partir de las muestras respectivas, siendo $90.6 \pm 1.2\%$ para muones aislados del CF, $76.5 \pm 5.1\%$ para muones aislados del EF, $13.8 \pm 1.0\%$ para muones QCD del CF y $7.3 \pm 2.0\%$ para muones QCD del EF. La contaminación QCD remanente en la muestra final de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ se estima en $5.1 \pm 0.8\%$ para el CF y $5.3 \pm 2.5\%$ para el EF.

La contaminación QCD en la muestra de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ se obtiene en forma análoga. La distribución de la muestra se obtiene a partir de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ seleccionados aplicando todos los cortes excepto los de aislación. La selección final exige que al menos uno de los dos muones del evento $Z \rightarrow \mu\mu$ cumpla que $I_\mu \leq 3\sigma$

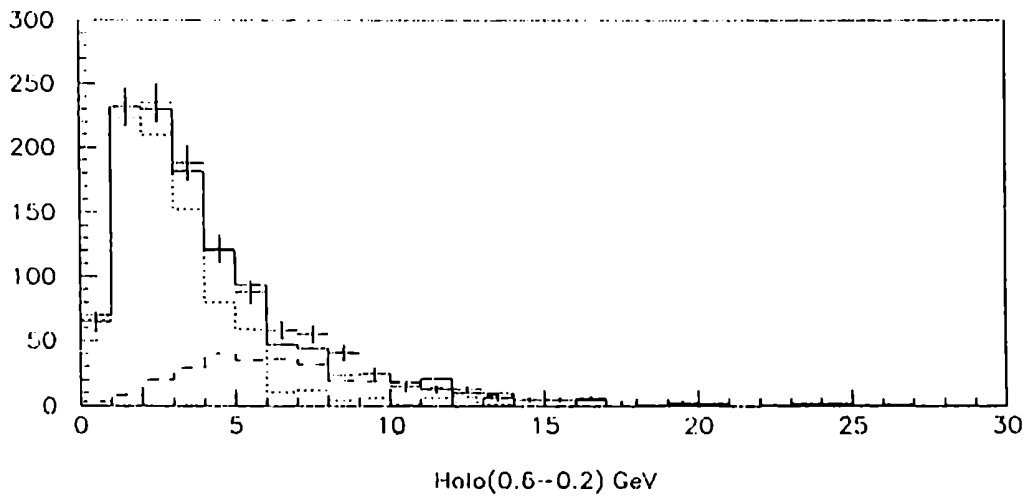
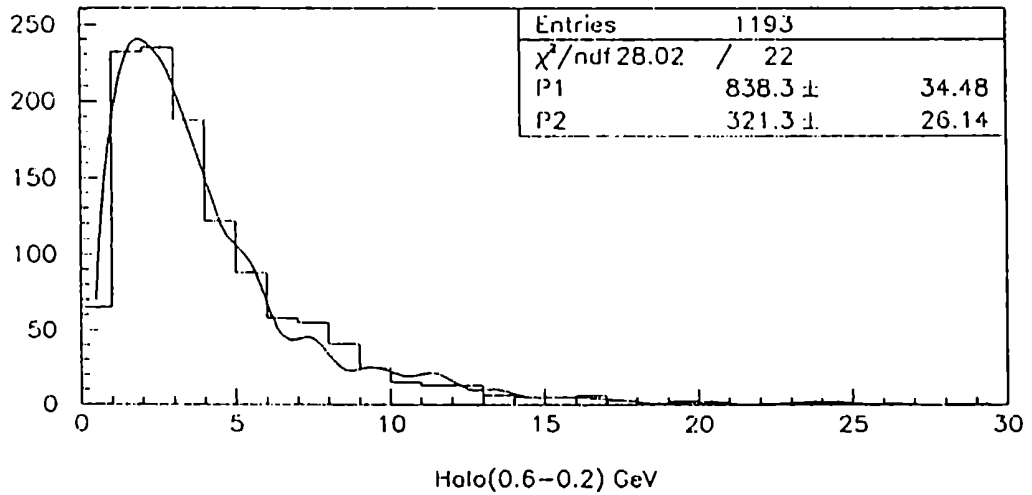


Figura 6.2: Arriba: La distribución de $E(0.6) - E(0.2)$ para la muestra de candidatos se ajusta a una suma lineal de la señal y la contaminación. Abajo: la línea punteada corresponde a trazas aisladas, la línea de guiones a muones producidos en procesos de QCD y la línea continua a su suma lineal. Las cruces representan la muestra de candidatos.

y $E(0.6) - E(0.2) \leq 6$ GeV. La eficiencia de esta combinación de cortes se obtiene a partir de las utilizadas para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, pesando adecuadamente la fracción de muones CF y BF en la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$. La contaminación QCD remanente en la muestra final de candidatos $Z \rightarrow \mu\mu$ se estima en $2.6 \pm 0.8\%$.

Las trazas muónicas QCD originadas en decaimientos π/K tienen una tasa de producción ≈ 10 veces menor que los originados en decaimientos del quark b para $p_T^\mu > 12$ GeV [53]. La tasa para eventos en los cuales los hadrones escapan del calorímetro (punchthrough) es un orden de magnitud aun más bajo [48]. Estas tasas tan bajas se deben al espesor del calorímetro y de los toroides en $D\emptyset$, combinado con el hecho de que la medición del momento se lleva a cabo en el exterior de los mismos. La contaminación en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ que surge de este tipo de eventos resulta despreciable.

6.2.3 Contaminaciones de Origen Físico

Las contaminaciones en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$, originadas en procesos físicos, se estiman aplicando el paquete de selección a muestras Monte Carlo de señal y de contaminaciones, normalizando el número de eventos seleccionados al tamaño de las muestras de entrada y corrigiendo por las tasas de los respectivos canales de decaimiento. Se consideran las siguientes contribuciones:

1. Al aplicarle el programa de selección de $W \rightarrow \mu\nu$ a una muestra Monte Carlo de $Z \rightarrow \mu\mu$, se seleccionan dos tipos de eventos: los que contienen dos muones y por lo tanto pasan la selección de $Z \rightarrow \mu\mu$ pudiendo ser removidos de la muestra y eventos en los cuales uno de los dos muones no fue reconstruido (“one-legged” $Z \rightarrow \mu\mu$). El primer tipo de contaminación puede ser extraído de la muestra de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$, rechazando even-

tos que también pasen la selección de $Z \rightarrow \mu\mu$. El segundo tipo de eventos resulta indistinguible de los propios candidatos $W \rightarrow \mu\nu$.

La fracción del primer tipo de eventos se estima en $3.5 \pm 0.3\%$ a partir del cálculo Monte Carlo y se mide en $3.5 \pm 0.4\%$ a partir de la muestra de datos de colisionador, lo que da confianza en los resultados obtenidos para otras contaminaciones. La contaminación remanente de eventos one-legged $Z \rightarrow \mu\mu$ en la muestra final de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ se estima en $6.5 \pm 0.5\%$ para el CF y $7.0 \pm 1.0\%$ para el EF.

2. Un evento del tipo $W \rightarrow \tau\nu$ seguido por $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ no puede ser distinguido en forma individual del decaimiento directo $W \rightarrow \mu\nu$. La frecuencia del modo τ se halla reprimida por la tasa de decaimiento para $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ ($\approx 17\%$), y la aceptación se ve reducida ya que los muones provenientes de la cascada del τ tienen un espectro en p_T más suave que los originados en el decaimiento directo. Debido a las diferencias entre los espectros del p_T^μ de ambos procesos, la estimación de la contaminación se realiza en base a datos Monte Carlo sometidos a MUSMEAR. Se estima la contaminación remanente en $5.9 \pm 0.5\%$ para CF y $5.7 \pm 0.9\%$ para EF.
3. Al igual que en el punto anterior, se estima la contaminación proveniente de eventos $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu$ en base a datos Monte Carlo, resultando ser $0.8 \pm 0.2\%$ para CF y $1.3 \pm 0.4\%$ para EF en el caso de la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y $0.7 \pm 0.2\%$ en la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$.
4. La contaminación que surge de muones producidos por el mecanismo Drell-Yan se obtiene usando una muestra de eventos Monte Carlo de Drell-Yan a dos muones. Se estima una contaminación de $1.7 \pm 0.3\%$ para todas las

Tabla 6.6: Contaminaciones remanentes en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$.

Contaminación (%)	$W \rightarrow \mu\nu$		$Z \rightarrow \mu\mu$
	CF	EF	todas
Cósmico-Combinatoria	3.8 ± 1.6	7.0 ± 5.4	5.1 ± 3.6
QCD	5.1 ± 0.8	5.3 ± 2.5	2.6 ± 0.8
One-legged $Z \rightarrow \mu\mu$	6.5 ± 0.5	7.0 ± 1.0	—
$W \rightarrow \tau \rightarrow \mu$	5.9 ± 0.5	5.7 ± 0.9	—
$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu(\mu)$	0.8 ± 0.2	1.3 ± 0.4	0.7 ± 0.2
Drell-Yan	—	—	1.7 ± 0.3
Total	22.1 ± 1.9	26.3 ± 6.1	10.1 ± 3.7

regiones en la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$ y de $< 0.1\%$ en la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, lo que se considera despreciable.

Capítulo 7

Secciones Eficaces

Las muestras finales de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ se obtienen aplicando las selecciones descritas en el capítulo 5, a eventos colectados durante el primer período de toma de datos del detector DØ (Run 1A). El número de eventos en dichas muestras y las estimaciones para la eficiencia de la selección y las contaminaciones remanentes (obtenidas en el capítulo 6), se combinan para calcular las secciones eficaces de producción de los procesos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$.

7.1 Muestras de Candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$

Aplicando los cortes presentados en el capítulo 5, se seleccionan 1799 candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y 119 candidatos $Z \rightarrow \mu\mu$. La Tabla 7.1 muestra la distribución geométrica y en función del período de toma de datos de los mismos.

Las Figuras 7.1 a 7.4 muestran distintas distribuciones para estos eventos.

Tabla 7.1: Número de eventos en las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ para cada período de toma de datos y sector geométrico.

Período	$W \rightarrow \mu\nu$		$Z \rightarrow \mu\mu$		
	CF	EF	CF-CF	CF-EF	EF-EF
Early Preshutdown	304	24	21	9	0
Late Preshutdown	273	29	15	10	0
Early Postshutdown	208	18	12	3	0
Mid Postshutdown	800	50	26	16	3
Late Postshutdown	80	13	3	1	0
Total por región	1665	134	77	39	3
Muestras totales	1799		119		

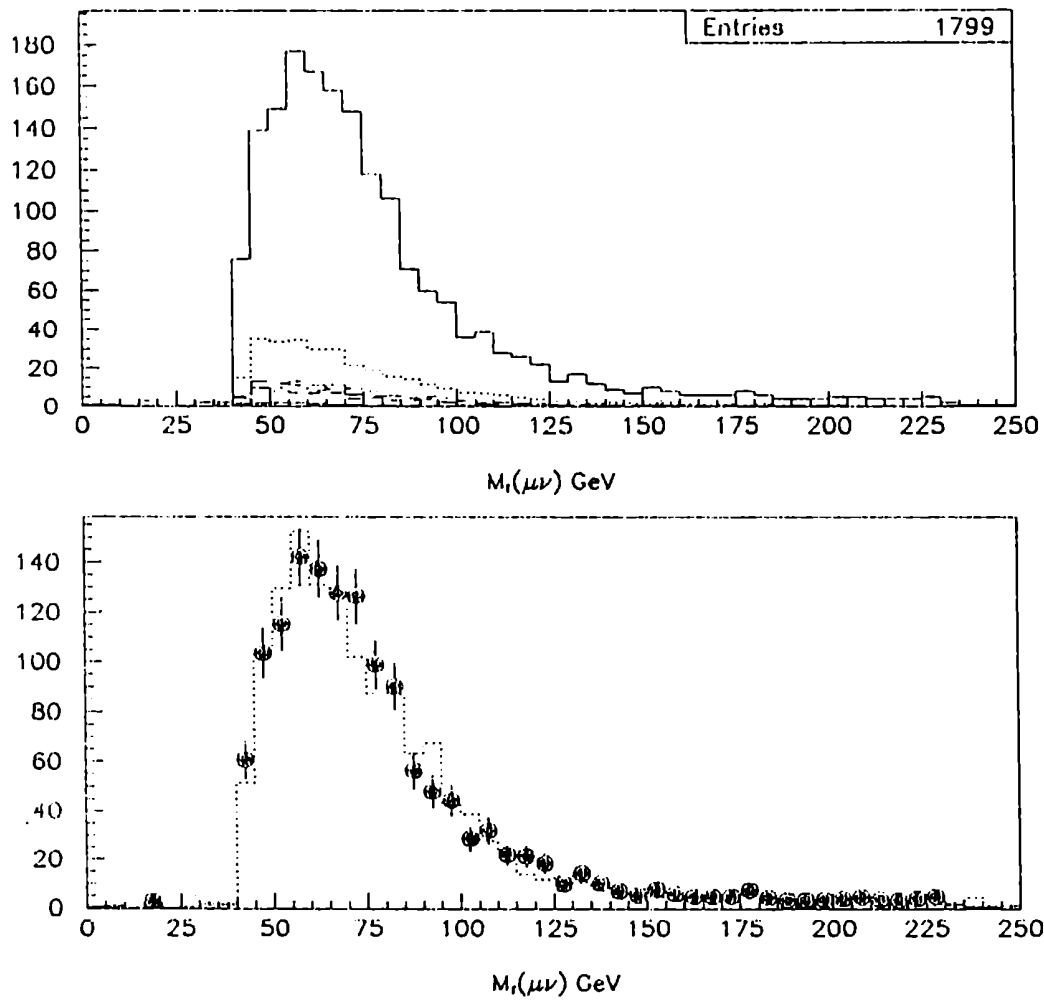


Figura 7.1: Arriba: la masa transversal del par $\mu - \nu$ se grafica en línea continua para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $W \rightarrow \mu\nu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.

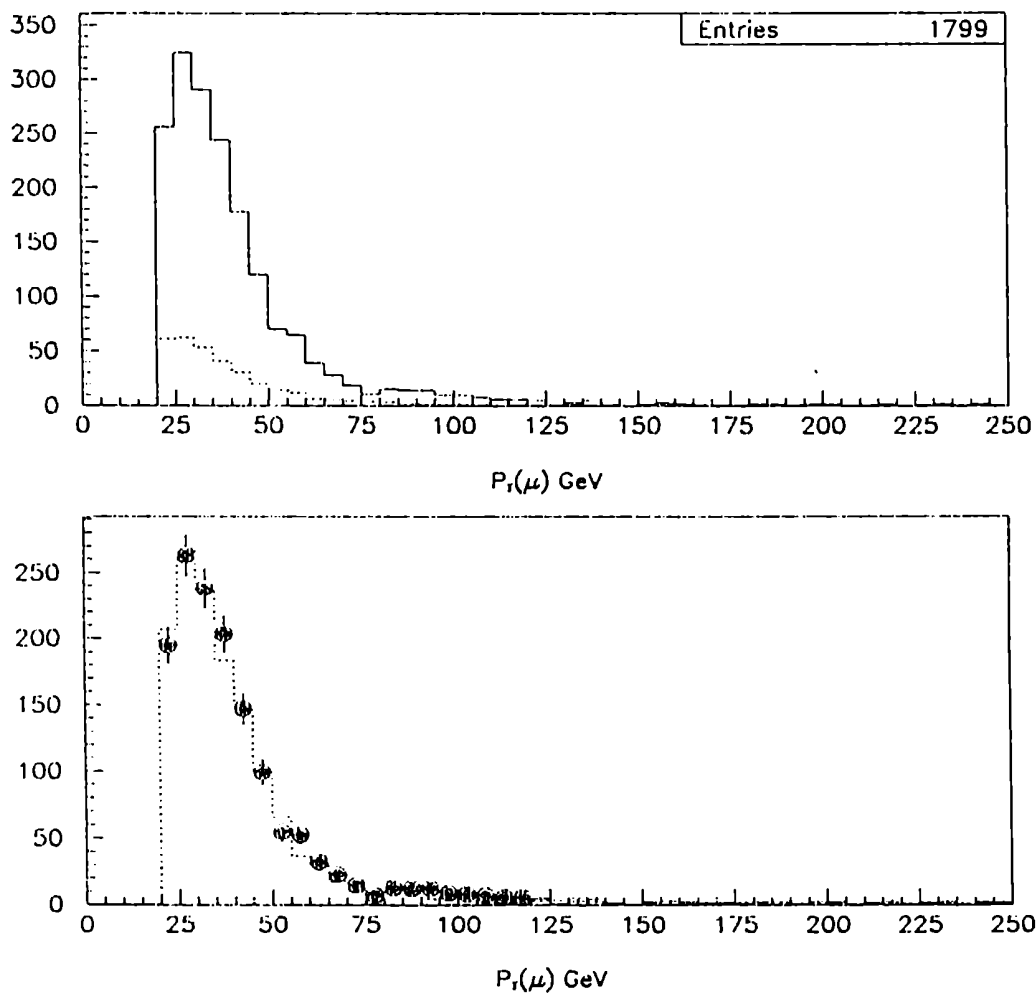


Figura 7.2: Arriba: la distribución del p_T^μ se grafica en línea continua para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $W \rightarrow \mu\nu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.

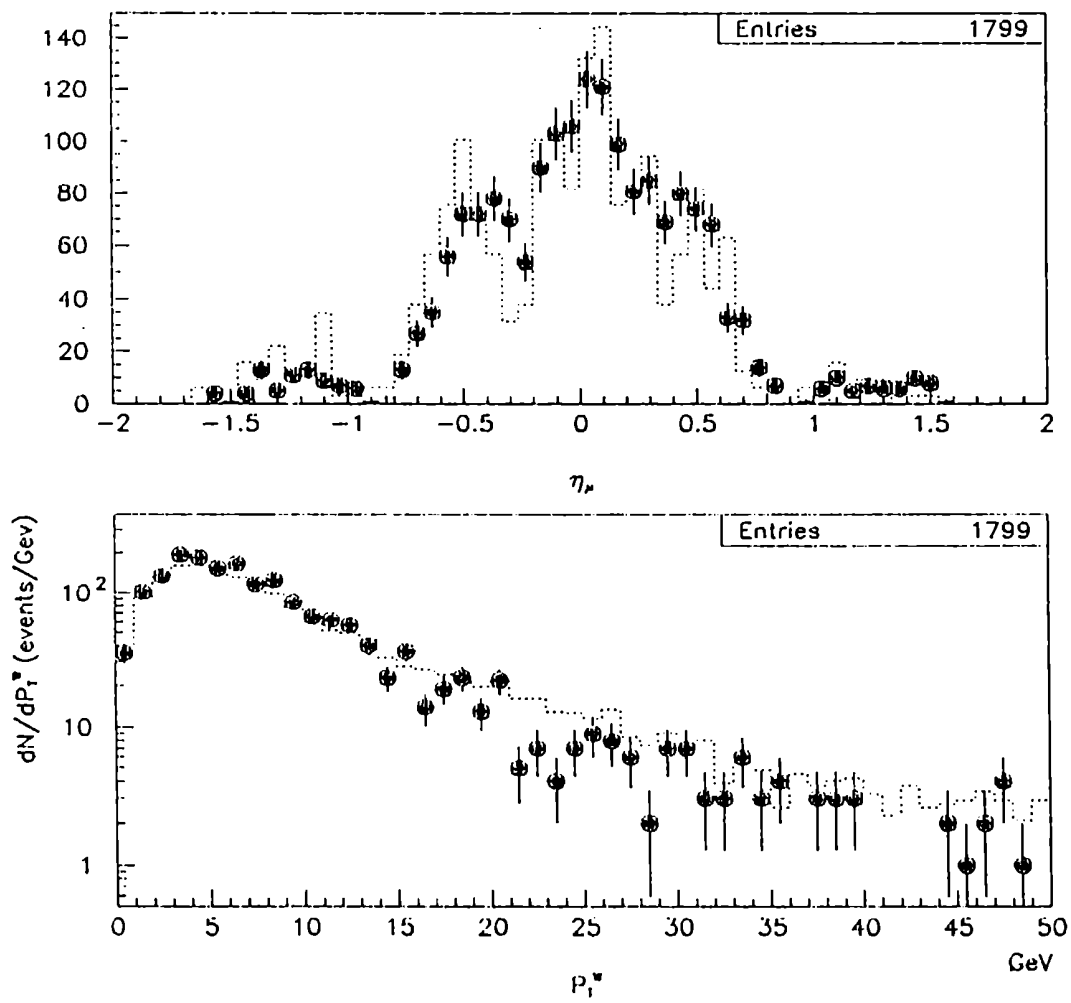


Figura 7.3: Arriba: la distribución para η_μ se grafica como puntos para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para Monte Carlo MUSMEAR sometido al simulador de trigger. Abajo: la distribución del p_T del W se grafica como puntos para la muestra $W \rightarrow \mu\nu$ y en línea punteada para la muestra $W \rightarrow e\nu$.

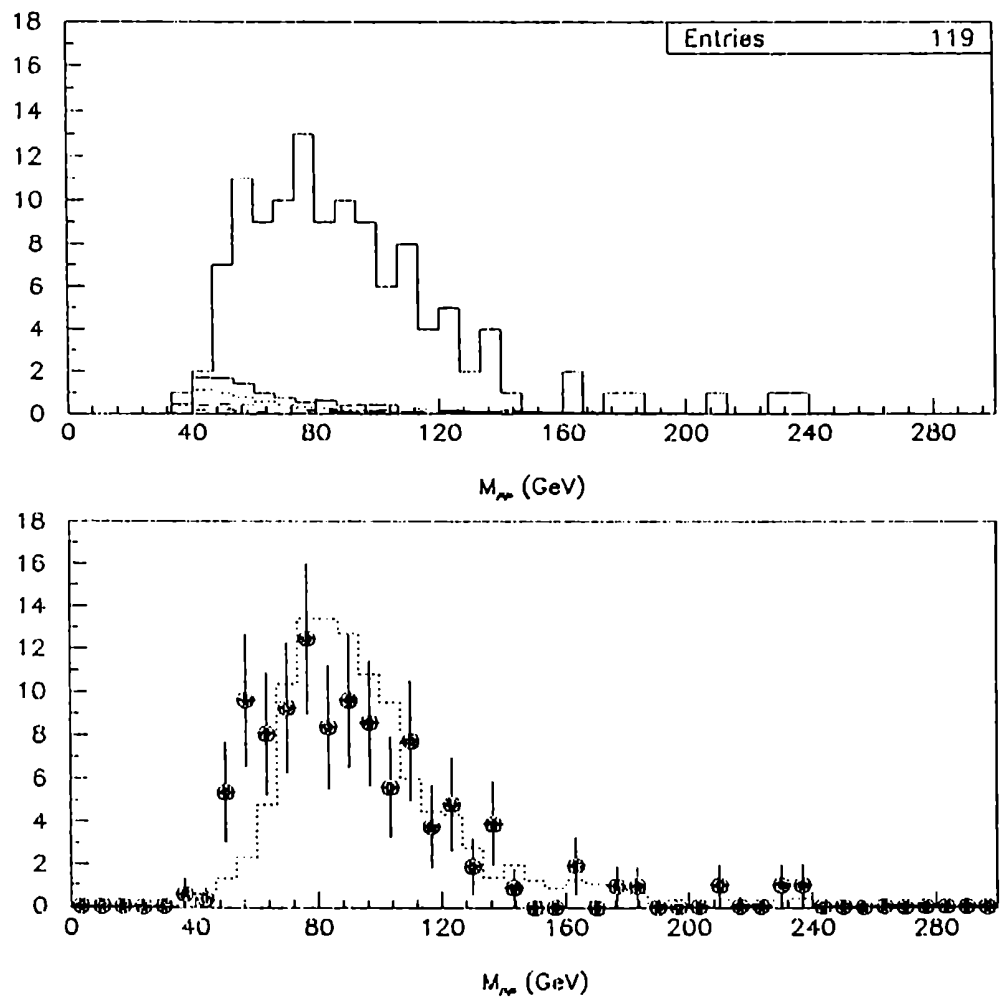


Figura 7.4: Arriba: la distribución de la masa invariante se grafica en línea continua para la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$ y en línea punteada para la combinación de contaminaciones. Abajo: la misma distribución se grafica para la muestra $Z \rightarrow \mu\mu$, luego de haber sustraído las contaminaciones, y se la compara con eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ Monte Carlo MUSMEAR. Los puntos representan los datos y el histograma la predicción Monte Carlo.

7.2 Medición de las Secciones Eficaces

El producto de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z por la tasa de decaimiento del canal muónico se puede calcular en base a las siguientes expresiones:

$$\sigma_W^\mu \equiv \sigma(\bar{p}p \rightarrow W + X)BR(W \rightarrow \mu\nu) = \frac{\sum(N_W - N_B)}{\sum(\epsilon_W \Lambda_W L_W)}$$

$$\sigma_Z^\mu \equiv \sigma(\bar{p}p \rightarrow Z + X)BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{\sum(N_Z - N_B)}{\sum(\epsilon_Z \Lambda_Z L_Z)}$$

donde N_W y N_Z son el número de candidatos W y Z respectivamente, N_B es el número estimado de eventos de contaminación en las muestras, ϵ es la eficiencia total para seleccionar candidatos, Λ es la aceptación geométrica del detector y L es la luminosidad integrada correspondiente a las muestras en cuestión. La suma se realiza sobre los diferentes períodos de toma de datos y regiones geométricas.

Como se indicara en la sección 6.1.2, la eficiencia de los triggers para el EF Preshutdown no se puede determinar y los datos correspondientes se excluyen del cálculo de las secciones eficaces. Por otra parte, al incluir los datos del EF Postshutdown en el cálculo de las secciones eficaces, se obtiene un aumento en el error combinado (estadístico + sistemático) con respecto al que se obtiene a partir de los datos del CF únicamente. La causa principal de este efecto es el error en la eficiencia de las cámaras del EF que se incluye en el paquete MUSMEAR, como se puede ver en la sección 6.1.1.

Por estas razones, el cálculo de las secciones eficaces ha sido restringido a datos del CF únicamente. Se obtiene:

$$\sigma B(W \rightarrow \mu\nu) = 1.86 \pm 0.06(stat) \pm 0.19(sys) \pm 0.22(lum) \text{ nb},$$

$$\sigma B(Z \rightarrow \mu\mu) = 0.155 \pm 0.020(stat) \pm 0.016(sys) \pm 0.019(lum) \text{ nb}.$$

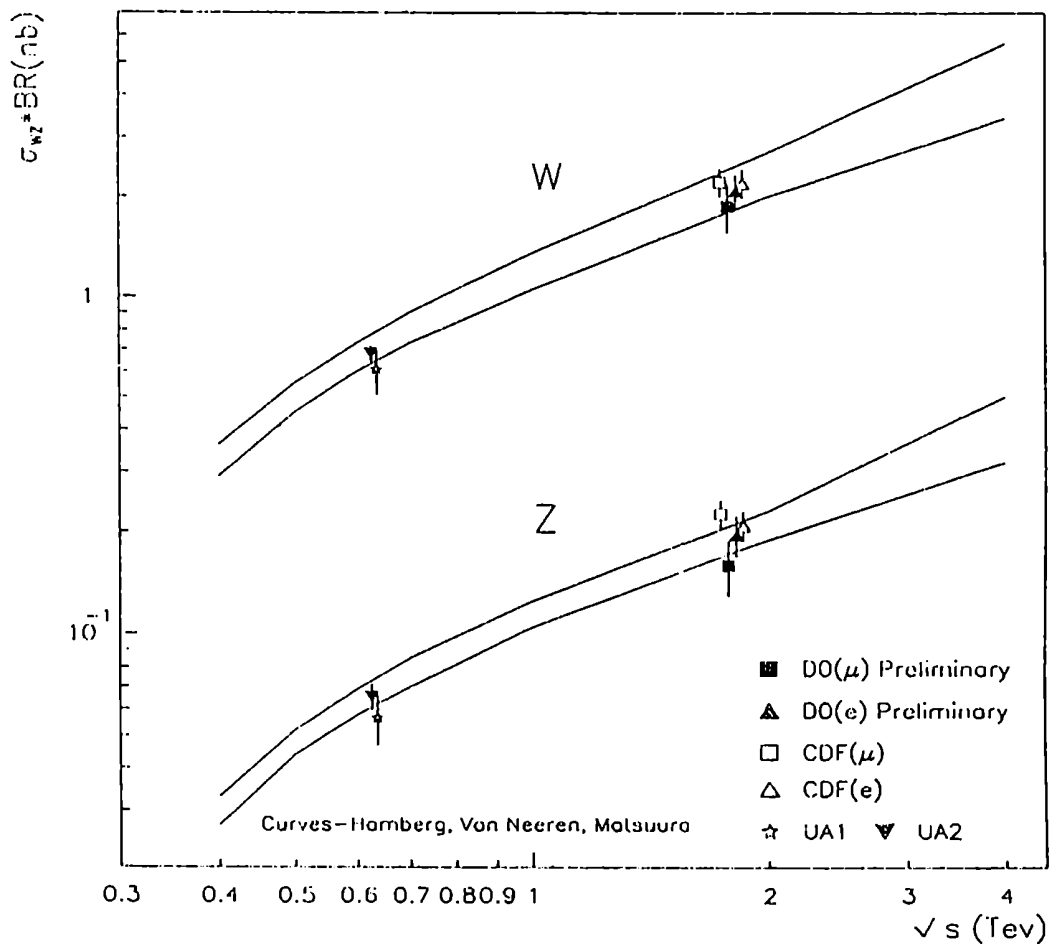


Figura 7.5: Comparación de las secciones eficaces obtenidas con otros resultados experimentales [55] y con predicciones teóricas [54]. Las dos curvas son los extremos obtenidos al usar distintas funciones de densidad partónica.

Estos valores se comparan con predicciones teóricas [54] y con otras determinaciones experimentales [55] en la Figura 7.5. Las dos curvas representan los extremos obtenidos al usar distintas funciones de densidad partónica; el valor central se determina en base a CTEQ2M y la banda de error viene dada por CTEQ2MS, CTEQ2MF, CTEQ2ML, MRSS0', MRSD0' y MRSD-1'.

7.3 Medición de R y Γ_W

La mayor fuente de error en la medición de las secciones eficaces viene dada por las incertezas sistemáticas en el cálculo de las eficiencias y la luminosidad. El error puede reducirse si se determina el cociente de las secciones eficaces, ya que varias incertezas son comunes a ambas mediciones y se cancelan al tomar el cociente. Por ejemplo, como las muestras de candidatos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ se seleccionan con el mismo requerimiento de trigger, la incerteza en la medición de la luminosidad se cancela completamente. En forma similar, al aplicar la misma identificación de muones al muon producido en el decaimiento $W \rightarrow \mu\nu$ y a uno de los dos muones del proceso $Z \rightarrow \mu\mu$, se logra una cancelación parcial de los errores de las eficiencias y las aceptancias. La cancelación de los errores en la determinación de R se realiza con un programa Monte Carlo que toma en cuenta las correlaciones existentes.

En base a las secciones eficaces obtenidas en la sección anterior, su cociente resulta:

$$R \equiv \frac{\sigma B(W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma B(Z \rightarrow \mu\mu)} = 12.0_{-1.4}^{+1.8}(stat) \pm 1.0(sys).$$

La Figura 7.6 compara este valor con otras determinaciones experimentales [55, 56].

La determinación del cociente R presenta el interés adicional de que puede expresarse como la siguiente combinación de cantidades medibles o calculables:

$$R \equiv \frac{\sigma B(W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma B(Z \rightarrow \mu\mu)} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow W + X)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z + X)} \frac{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)} \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W}. \quad (7.1)$$

El valor medido para el ancho del Z se obtiene de los experimentos del LEP [15]

$$\Gamma_Z = 2.490 \pm 0.007 \text{ GeV}/c^2.$$

$$R \equiv \sigma(W \rightarrow l\nu) / \sigma(Z \rightarrow ll)$$

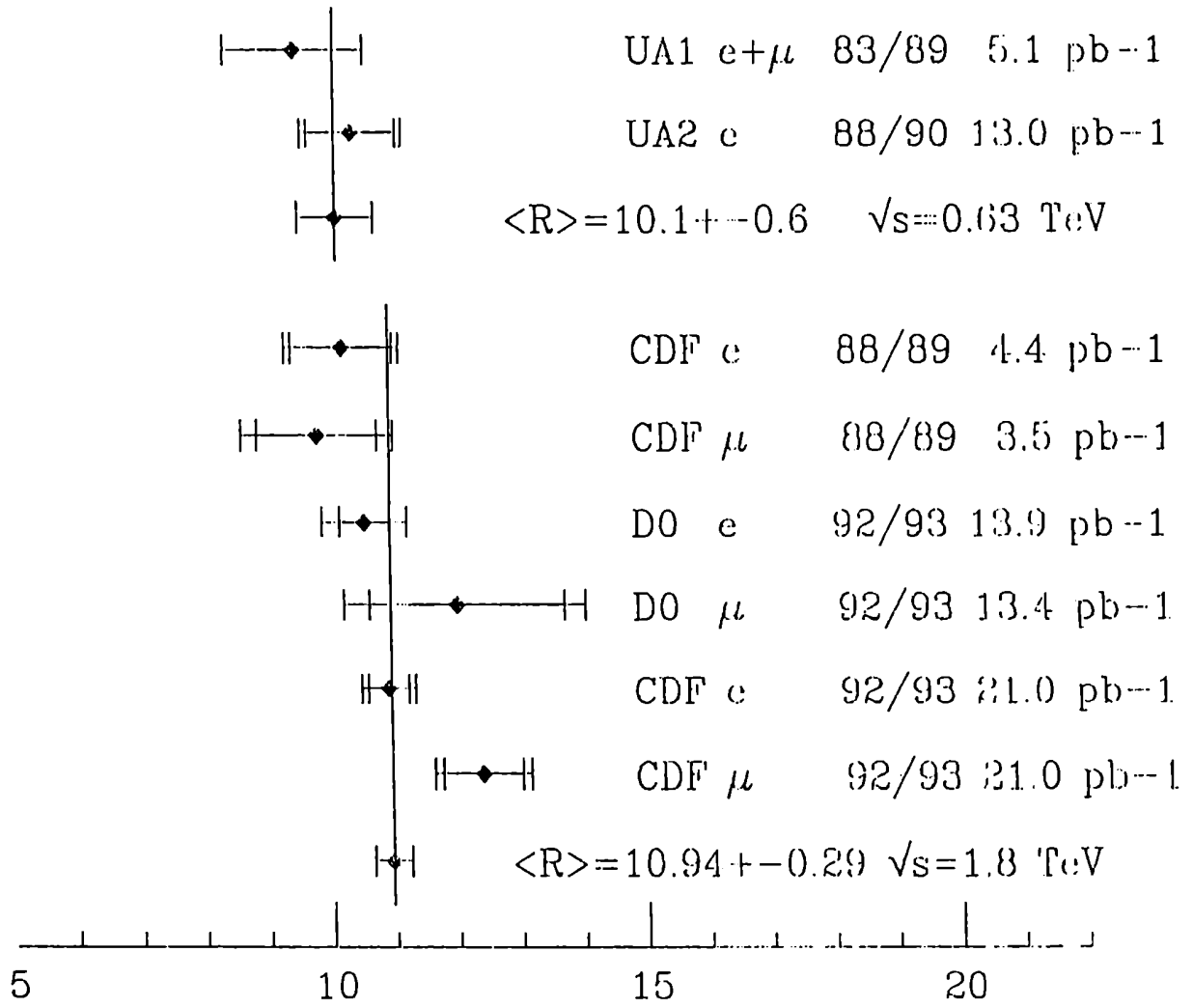


Figura 7.6: Comparación del valor obtenido para el cociente de las secciones eficaces con otros resultados experimentales [55, 56]. Todos los resultados que se muestran para 92/93 son preliminares.

El cociente de los anchos de decaimiento del W y el Z se toma de su valor teórico [57]

$$\frac{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 2.70 \pm 0.02.$$

El cociente de las secciones eficaces de producción de los bosones W y Z se determina a partir del cálculo de Hamberg, Van Neerven and Matsuura [54], convolucionado sobre distintas funciones de distribución partónicas [13], obteniendo

$$\frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow W + X)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z + X)} = 3.26 \pm 0.08.$$

El error corresponde a una incerteza en Γ_W de 60 MeV, dominado por las diferencias sistemáticas entre las funciones de estructura.

La combinación de estos valores con el resultado para R de la ecuación 7.1, permite obtener el valor del ancho total del W

$$\Gamma_W = 1.83 \pm 0.24(stat) \pm 0.15(syst) \pm 0.05(theory) \text{ GeV}.$$

Este resultado puede compararse con la predicción del Modelo Estándar [58] de

$$\Gamma_W = 2.077 + 0.014 \text{ GeV}$$

para $M_t > M_b + M_W$ con M_t , M_b y M_W las masas de los quarks top, bottom y del bosón W , respectivamente.

Capítulo 8

Conclusiones

En esta tesis se ha descrito la medición de las secciones eficaces de producción de los procesos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ y se ha derivado el valor de su cociente y del ancho total del bosón W , en base a datos correspondientes a una luminosidad integrada de 13.4 pb^{-1} . Como ya se ha mencionado, dichos datos corresponden a la muestra total tomada durante el primer período de operaciones del detector DØ en el colisionador Tevatrón del Fermilab (Run 1A). Por esta razón, el presente análisis representa el primero dentro de DØ en definir configuraciones de trigger y criterios de identificación de muones adecuados para la selección de muones aislados de alto p_T .

Dado el bajo rendimiento de las cámaras del EF durante el Run 1A, la eficiencia para la detección y reconstrucción de muones se ha visto muy disminuída, lo que da lugar a muestras de eventos extremadamente reducidas para dichas regiones del detector. En añadidura, los errores sistemáticos en la estimación de las eficiencias de las cámaras del EF dan lugar a un error final mayor en el cálculo de las secciones eficaces, que los que se obtienen por razones estadísticas si se restringe el cálculo a los datos contenidos en el CF únicamente. En base a estas consideraciones, el cálculo de las secciones eficaces ha sido obtenido en base a las muestras de eventos

restringidas a la región CF del detector WAMUS exclusivamente.

Desafortunadamente, esto corresponde a una región restringida (aproximadamente $|\eta_\mu| \leq 0.8$) de la aceptación geométrica del detector DØ, a lo cual se suma la pérdida de aceptación debida a las estructuras de soporte que atraviesan las cámaras de muones en la base del detector. Considerando estos efectos, la aceptación geométrica total se reduce a $\approx 25\%$ para eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $\approx 7\%$ para eventos $Z \rightarrow \mu\mu$.

Las secciones eficaces de producción medidas son consistentes con predicciones teóricas y con otras determinaciones experimentales. El valor obtenido para el cociente de las secciones eficaces R , resulta aproximadamente 1σ mayor que el promedio obtenido a partir de otras mediciones de CDF y de DØ, en canales de decaimiento electrónico y muónico. El ancho total del bosón W , Γ_W , resulta consistente con las predicciones del Modelo Estándar para $M_t > M_t + M_W$.

A pesar de que los errores estadísticos del presente análisis son mayores que los esperados para muestras basadas en una luminosidad integrada como la del Run 1A, los errores sistemáticos son comparables a otros resultados publicados ($\approx 9\%$). Pero desafortunadamente el factor limitante en la medición del cociente de las secciones eficaces viene dado por el número de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ en las muestras.

DØ se halla actualmente tomando datos en una nueva corrida (Run 1B), esperándose para este período una luminosidad integrada tres veces mayor que la del Run 1A. En base a estudios, aun inconclusos, para aumentar la eficiencia de las cámaras del FF y para reconstruir trazas muónicas en la región donde los sistemas WAMUS y SAMUS se superponen, se espera poder extender la aceptación geométrica para los análisis $W/Z \rightarrow \mu$ hasta un valor de $|\eta_\mu|$ de ≈ 2.4 en el

futuro cercano. La determinación de las secciones eficaces de producción y de su cociente se beneficiará del mayor número de eventos disponibles cuando se realice el análisis combinado de la totalidad de los datos del Run 1 de DØ.

Appendix A

Comparación de eficiencias obtenidas a partir de datos reales, Monte Carlo y Monte Carlo con MUSMEAR.

La eficiencia de cada uno de los cortes de selección descritos en la sección 5.1, se obtienen a partir de datos reales en base al muon no influenciado de la muestra completa de eventos $Z \rightarrow \mu\mu$ correspondientes al Run 1A y a partir de dos muestras de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ Monte Carlo: la primera contiene la simulación de diseño y la segunda fue sometida al programa MUSMEAR. Los resultados se resumen para trazas CF y EF en la Tabla A.1.

Se puede observar que para algunos cortes las discrepancias entre las distintas estimaciones de eficiencias son significantes y que resulta ser una coincidencia que la eficiencia total para los cortes combinados sea comparable.

Las eficiencias para el trigger obtenidas a partir de los datos (ver sección 6.1.2), se comparan con las predichas por el programa de simulación de triggers aplicado a datos Monte Carlo MUSMEAR. Los valores obtenidos a partir de los datos reales corresponden a eficiencias de trigger para trazas que han sido reconstruídas offline,

Tabla A.1: Eficiencias de los cortes utilizados en la identificación de muones obtenidos a partir de datos reales, Monte Carlo de diseño (del MC) y Monte Carlo MUSMEAR (smea MC).

Ef(%) obtenida de Región Geom.	datos		del MC		smea MC	
	CF	EF	CF	EF	CF	EF
Dep. Calorímetro	100 ± 1	100 ± 1	92 ± 2	87 ± 2	91 ± 1	85 ± 6
Ajuste Global	100 ± 1	82 ± 8	96 ± 2	68 ± 2	97 ± 4	62 ± 5
Coincidencia CD	82 ± 4	92 ± 5	97 ± 2	97 ± 2	96 ± 4	64 ± 5
Par. de Impacto	95 ± 2	95 ± 5	93 ± 2	78 ± 2	92 ± 4	82 ± 6
Tiempo Flotante	94 ± 3	90 ± 7	99 ± 2	99 ± 2	98 ± 4	97 ± 6
Aislación	85 ± 4	86 ± 8	97 ± 2	92 ± 2	93 ± 4	95 ± 6
Selección Total	63 ± 5	43 ± 8	71 ± 1	41 ± 2	70 ± 3	42 ± 4

lo que ha sido tenido en cuenta en la muestra Monte Carlo. Los resultados pueden verse en la Tabla A.2 para la región CF únicamente. Se puede observar que las eficiencias obtenidas por ambos métodos son consistentes para los Niveles 1 × 1.5, pero difieren en $\approx 10\%$ para el Nivel 2. Las eficiencias que se muestran en este apéndice no incluyen los escaleos a que fueran sometidos los triggers de eventos $W \rightarrow \mu\nu$ y $Z \rightarrow \mu\mu$ y por lo tanto difieren de los presentados en la Tabla 6.4.

Para la región EF, la determinación de la eficiencia de trigger a partir de datos reales se obtiene con un error estadístico muy grande debido al número reducido de trazas en dicha zona.

En el estudio Monte Carlo, una variación de 1σ en el valor de las eficiencias de las cámaras utilizadas en el programa MUSMEAR, da lugar a una variación en la eficiencia del trigger a Nivel 1 de 10% en el CF y de 40% en el EF. El simulador de trigger utilizado en este estudio corresponde a la configuración de triggers del Postshutdown.

Tabla A.2: Eficiencias para el trigger de muones de trazas reconstruidas offline obtenidas a partir de datos reales, Monte Carlo de diseño (def MC) y Monte Carlo MUSMEAR (smea MC). Sólo se incluyen los errores estadísticos para los resultados Monte Carlo.

Ef. Trigger (%)	Early Pre	Late Pre	Post	def MC	smea MC
Nivel 1 \times Nivel 1.5	48 \pm 5	43 \pm 5	51 \pm 2	62 \pm 1	48 \pm 2
Nivel 2	72 \pm 7	73 \pm 7	88 \pm 2	100 \pm 1	99 \pm 7
Total	31 \pm 5	31 \pm 5	42 \pm 2	62 \pm 1	48 \pm 4

Appendix B

Resumen de Aceptancias y Eficiencias.

A continuación se describen las diferentes contribuciones a las aceptancias y eficiencias, las cuales se resumen en la Tabla B para la región CF únicamente.

- **Aceptancia.** Este ítem incluye:

1. Región de aceptación en eta ($|\eta_\mu| \leq 1$) obtenida de ISAJET. Se estima en 52% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 23% para $Z \rightarrow \mu\mu$.
2. Aceptancia de la reconstrucción, obtenida de Monte Carlo MUSMEAR. Este punto toma en consideración zonas muertas del detector y la eficiencia de las cámaras, factores que pueden afectar la reconstrucción de trazas muónicas. Se estima en 77% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 58% para $Z \rightarrow \mu\mu$.
3. Corte fiducial $\int B \cdot dl > 0.6$ GeV, corresponde aproximadamente a la zona $0.8 \leq |\eta_\mu| \leq 1.0$. Se estima en 84% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 71% para $Z \rightarrow \mu\mu$.
4. Aceptancia Cinemática, se calcula a partir de Monte Carlo MUSMEAR e incluye la variación del p_T debido a la resolución de las cámaras. Se

estima en 75% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 88% para $Z \rightarrow \mu\mu$.

5. Cortes angulares entre trazas (se aplican sólo en el caso de $Z \rightarrow \mu\mu$)

Se estima en 80% para $Z \rightarrow \mu\mu$.

- **Eficiencia del Trigger.** Se incluyen las ineficiencias de las cámaras y de la reconstrucción a Nivel 2, así como la aceptación del trigger. El hecho de que el Nivel 1.5 de trigger de muones exige la presencia de pulsos en los tres planos del sistema de muones, mientras que la reconstrucción acepta trazas con pulsos en dos planos, se incluye como un factor de aceptación del trigger. El escaleo de los triggers de los procesos $W/Z \rightarrow \mu$ no se incluye en este ítem.
- **Selección de Eventos.** Este punto incluye:
 1. La eficiencia de la reconstrucción muónica a nivel offline, la cual se estima en 95% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 90% para $Z \rightarrow \mu\mu$.
 2. Selección de muones fuertes (aplicada a uno de los dos muones del $Z \rightarrow \mu\mu$). Se estima en 62% para $W \rightarrow \mu\nu$ y 86% para $Z \rightarrow \mu\mu$.
- **Escaleo.** Este punto incluye los escaleos sufridos por los procesos $W/Z \rightarrow \mu$ a Nivel 1 y a Nivel 2.

Tabla B.1: Aceptancias y Eficiencias en el análisis de $W/Z \rightarrow \mu$.

Fuente	$W \rightarrow \mu\nu$	$Z \rightarrow \mu\mu$
Aceptancia(%)	25.1 ± 0.7	6.7 ± 0.4
Eficiencia Trigger(%)	39.2 ± 3.0	69.8 ± 3.6
Selección Eventos(%)	59.6 ± 4.9	78.0 ± 6.2
Escalco	0.88	0.88
Total(%)	5.2 ± 0.6	3.2 ± 0.4

Referencias

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669 (1911)
- [2] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **B 22**, 579 (1961)
- [3] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett* **19**, 1264 (1967)
- [4] A. Salam, en *Elementary Particle Theory*, editado por N. Svartholm
Almqvist and Wiksells, Estocolmo, (1968), p. 367
- [5] The CDF Collaboration, "Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ ", *Phys. Rev. Lett.*, 73-225, (1994)
- [6] B. Hasert et al, *Phys. Lett.* **B 46**, 138 (1973)
A. Benvenuti et al, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1973)
- [7] C. Rubbia, P. McIntyre y D. Cline, en *Proc. Int. Neutrino Conf. Aachen*, 1976
- [8] G. Arnison et al, *Phys. Lett.* **122 B**, 103 (1983)
M. Banner et al, *Phys. Lett.* **122 B**, 476 (1983)
P. Bagnaia et al, *Phys. Lett.* **129 B**, 130 (1983)
G. Arnison et al, *Phys. Lett.* **129 B**, 273 (1983)

- [9] P. Jenni in Proceedings of the 1987 International Symposium in Lepton and Photon Interactions at High Energy.
- [10] F. Abe et al, Phys. Rev. Lett. **62**, 1005 (1989)
- [11] S. Drell and T. Yan, Ann. Phys. **66**, 578 (1971)
- [12] Review of Particle Properties, Physics Letters **B** (1990).
- [13] S. Lami and D. Wood, "The W width measurement: an estimate of the error coming from the Structure Functions uncertainty.", DØ Nota Interna # 1462 (1992)
- [14] R. Hamberg, W. L. Van Neerven and T. Matsuura, Nucl. Phys. **B** **359**, 343 (1991)
- [15] The LEP collaborations: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994)
- [16] Focus on Fermilab, publicado por la Public Information Office del Fermi National Accelerator Laboratory.
- [17] The DØ Collaboration, "The DØ Detector", Nucl. Instr. and Methods **A** **338** issue 2/3, 185-253 (1994).
- [18] R. Partridge and B. Lanou, "The Level 0 Trigger", DØ Nota Interna # 477 (1986)
- [19] Amos et al. Phys. Lett. **B** **243**, 158 (1990)
- [20] R. Partridge, "How does DØ measure luminosity?", DØ Nota Interna # 1788 (1993)

- [21] R. Madaras, "DØ W/Z Physics Group Meeting Transparencies", DØ Nota Interna # 1788 (1993)
- [22] J. M. Butler, "Main Ring Deadtime", DØ Nota Interna # 1682 (1993)
- [23] W. J. Thompson, "Search for the Top Quark in the Muon + Jets Channel at DØ", Tesis de Doctorado (1994)
- [24] Chris Klopfenstein, Comunicación Privada.
- [25] Jaehoon Yu, "Determination of the Strong Coupling Constant α_s and a Test of Perturbative QCD Using W + Jets Processes in the DØ Detector", Tesis de Doctorado (1993)
- [26] Freedy Nang, Comunicación Privada.
- [27] D. Hedin, "Muon Reconstruction Note", DØ Documentación Online D0\$MUON_UTIL\$ROOT:[SOURCE]MUON.ANALYSIS.MEM (1992)
- [28] T. Ilu, "How to find the most important measurement in Least-Square Fit and its application in the muon momentum determination at DØ", DØ Nota Interna # 1811 (1993)
- [29] D. Zieminska, Comunicación Privada.
- [30] R. Astur, "A study of the ability of the DØ detector to measure the single jet inclusive cross section" Tesis de Doctorado (1992)
- [31] N. J. Hadley, "Conc Algorithm for Jet Finding", DØ Nota Interna # 904 (1989)

- [32] M. Paterno, "A Monte Carlo Study of the DØ Calorimeter Missing E_T Resolution", DØ Nota Interna # 1374 (1992)
- [33] R. Avery et al., "DØ Event Display Users Guide", DØ Nota Interna # 1355 (1992)
- [34] F. Paige and S. Protopopescu, "ISAJET: a Monte Carlo Event Generator for pp and $\bar{p}p$ Reactions", Brookhaven National Laboratory (1987).
- [35] Torbjörn Sjöstrand, "Pythia 5.6 physics manual", CERN TH 6488/92 (1992)
- [36] R. D. Field and R. P. Feynman, Nucl. Phys. B136, 1 (1978)
- [37] F. Carminati et al. "GEANT User's Guide", CERN Program Library (1991)
- [38] W. Womersley, R. Raja and A. Jonckheere, "Shower Libraries for DØGEANT Monte Carlo", DØ Nota Interna # 650 (1987)
- [39] W. Dharmaratna, R. Raja and C. Steward, "Shower Library Version 2.0", DØ Nota Interna # 1730 (1993)
- [40] "Level 1 simulation user's guide", DØ Documentación Online DØ\$LEVEL1:L1SIM.DOC (1992)
- [41] D. Claes, "Level 2 simulation user's guide", DØ Documentación Online DØ\$LEVEL2\$DOCS:L2SIM.DOC (1991)
- [42] H. T. Diehl, "Level 2 Muon Filter in Run 1A", DØ Nota Interna # 1887 (1993)
- [43] P. Quintas and D. Wood, "Muon Offline Calibration Procedures for T_0 and ΔT Constants in run 1A", DØ Nota Interna # 2103 (1994)

- [14] C. Gerber, P. Quintas, "Muon Momentum Resolution from DØ Reco v10", DØ Nota Interna # 1985 (1993)
- [15] D. Hedin, P. Quintas and D. Wood, "Muon Wide Angle Chamber Efficiencies in Run 1A", DØ Nota Interna # 2127 (1994)
- [16] The DØ Collaboration, "Search for the Top Quark in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ", Phys. Rev. Lett. **72**, 2138 (1994)
- [17] C. Gerber, P. Quintas, D. Wood, "Updated status report on cross section measurements of W and Z to muons at DØ", DØ Nota Interna # 1904 (1993)
- [18] D. Hedin, "Preliminary DØ punchthrough rates", DØ Nota Interna # 1738 (1993)
- [19] C. Gerber, P. Quintas, D. Wood, "Status report on cross section measurements of W and Z to muons at DØ", DØ Nota Interna # 1718 (1993)
- [50] H. T. Diehl, "Cosmic Ray Muon Rejection in the Level 2 Filter at DØ", DØ Nota Interna # 1517 (1992)
H. T. Diehl, "Updates to Cosmic Ray Muon Rejection in MUON_L2", DØ Nota Interna # 1517A (1993)
- [51] D. Wood, DØ\$WZ\$SOURCE:MUCTAG_TRK.FOR
- [52] D. Hedin, "Eye scanning for unbiased events",
USR\$ROOT3:[HEIDIN]SCANXXX.DOC, DØ Documentación Online(1993)
- [53] T. Heuhn, "A Study of $\pi/K \rightarrow \mu\nu$ In-Flight Decay Backgrounds in the Central Region, $|\eta| < 0.76$ ", DØ Nota Interna # 1288 (1992)

- [54] R. Hamberg, W. L. Van Neerven and T. Matsuura, Nucl. Phys. **B359**, 343, (1991)
- [55] C. Albajar et al. Phys. Lett. **B 253**, 503 (1991)
J. Alitti et al. Phys. Lett. **B 276**, 365 (1992)
F. Abe et al. Phys. Rev. **D 69**, 28 (1992)
F. Abe et al. Phys. Rev. **D 44**, 29 (1991)
The DØ Collaboration: resultados preliminares presentados en la General Meeting of the APS (1994).
- [56] The CDF Collaboration: Resultados preliminares presentados en Tokyo HEP INS (1994)
The DØ Collaboration: Resultados preliminares presentados en la General Meeting of the APS (1994)
- [57] W. F. Hollik, Firtschr. Phys. **38**, 165 (1990)
- [58] J. L. Rosner, M. P. Worah y T. Takuchi, Phys. Rev. **D 40**, 1363 (1994)

A handwritten signature in black ink, appearing to read "R. Hagedorn". The signature is written in a cursive style with a large initial "R" and a horizontal line underneath.