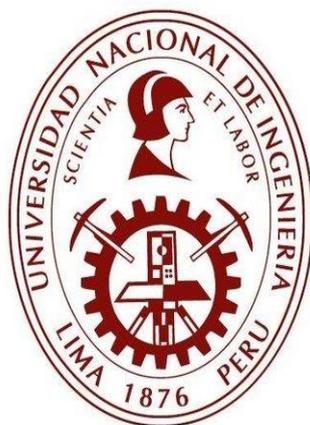


UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERA
FACULTAD DE CIENCIAS



TESIS

”ESTUDIOS DE ASIMETRÍAS Y POLARIZACIÓN DE HYPERONS, Y
CÁLCULO DE RADIO $R=BR(D^0 \rightarrow K\pi\pi\pi)/BR(D^0 \rightarrow K\pi)$ EN
INTERACCIONES π^- - NÚCLEO A 500 GeV/c EN EL EXPERIMENTO E791
DEL FERMILAB”

PARA OBTENER EL TÍTULO PROFESIONAL DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

ELABORADO POR

CARLOS JAVIER SOLANO SALINAS

ASESOR

Dr. ROSENDO OCHOA JIMNEZ

LIMA - PERÚ

2018

Resumen

En este trabajo estudiamos, diseñamos, clasificamos y usamos técnicas de análisis de asimetría y de polarización de partículas con extrañeza (hyperons): Λ , Ξ , Ω , así como estudios del ratio entre razones de ramificación (Branching Ratios) de decaimiento del meson charmoso D^0 , en el experimento E791 en el laboratorio FERMILAB, EEUU. El E791 es un experimento de blanco fijo, de hadroproducción de partículas con charm y/o extrañeza en interacciones π^- de 500 GeV/c – Núcleo. El análisis se apoya en simulación de la geometría del experimento y generación MC (Monte Carlo) de los eventos. Como parte del trabajo se revisarán resultados del E791 en estudios de asimetría y de polarización en hadroproducción de partículas con charm y/o extrañeza y se presentarán resultados inéditos sobre la polarización de hyperons Ξ en dicho tipo de experimentos. Las asimetrías se miden como funciones de Feynman- x (x_F) y p_T^2 en los rangos $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ y $0 \leq p_T^2 \leq 4(\text{GeV}/c)^2$. Encontramos asimetrías sustanciales, incluso a $x_F = 0$. También observamos asimetrías de partículas principales que concuerdan cualitativamente con las predicciones teóricas.

Además, como parte de un plan para medir la sección transversal total y diferencial del meson charmoso D^0 , trabajamos con sus dos principales modos de decaimiento. La idea no es medir directamente la sección transversal absoluta, sino medirlas con respecto a una sección transversal D^0 , ya medida en este experimento E791. Demostraremos el valor de la técnica de razones de ramificación mostrando datos inéditos para el valor de $R = \frac{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi \pi)}{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi)}$.

Hemos usado datos del experimento E791. Para este estudio la UNI participó de una colaboración internacional con el laboratorio FERMILAB de EEUU, y con el Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas de Brasil.

¹Si consideramos al eje z como la dirección del haz, entonces la magnitud del momento longitudinal es $p_l = p_z$ y la magnitud del momento transversal es $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$. La otra opción para el momento longitudinal de las partículas producidas es la variable de escalamiento de Feynman. $x_F = \frac{p_l}{p_{\text{max}}} = \frac{p_l^{\text{cm}}}{p_{\text{max}}^{\text{cm}}}$ donde p_{max} es el momento máximo que puede tener la partícula producida.

Abstract

In this work we study, design, classify and use analytical techniques of asymmetry and polarization of particles with strange (hyperons): Λ , Ξ , Ω , as well as studies of the radius between branching ratios (Branching Ratios) of decay of the charmed meson D^0 , in the E791 experiment in the FERMILAB laboratory, USA. E791 is a fixed-target experiment, of particle production with charm and/or strange in interactions π^- de 500 GeV/c – Núcleo. The analysis is supported by simulation of the geometry of the experiment and MC (Monte Carlo) generation of the events. As part of the work, results of E791 will be reviewed in asymmetry and polarization studies in the production of particles with charm and/or strange, and unusual polarization results will be presented of hyperons cascade Ξ in such type of experiments. The asymmetries are measured as Feynman-x functions (x_F) and p_T^2 in the ranges $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ and $0 \leq p_T^2 \leq 4(\text{GeV}/c)$. We find substantial asymmetries, even at $x_F = 0$. Also we observe asymmetries of particles that agree qualitatively with the theoretical predictions.

In addition, as part of a plan to measure the total and differential cross section of the charmed meson D^0 , we work with its two main modes of decay. The idea is not to directly measure the absolute cross-section, but to measure them with respect to a cross-section D^0 , measure in this experiment E791. We will show the value of the branch ratio technique showing unknown data for the value of $R = \frac{\text{BR}(D^0 \rightarrow \bar{K} \pi \pi \pi)}{\text{BR}(D^0 \rightarrow \bar{K} \pi)}$.

We have used data from the E791 experiment. For this study, UNI participated in an international collaboration with the FERMILAB laboratory in the USA, and with the Brazilian Center for Physical Research in Brazil.

En memoria de Marleig Sheaff : (

Agradecimientos

A mi familia y amigos de/para toda la vida.

Es difícil comenzar a agradecer porque son tantas amistades en la vida mas todos estan en mi corazón.

Índice

1	Introducción	1
2	Antecedentes	4
3	El Experimento E791	5
3.1	El haz de piones	6
3.2	El blanco	9
3.3	El Espectrómetro	10
3.3.1	El Detector de Microtiras de Silicio(SMD)	10
3.3.2	Cámaras Proporcionales Multihilos (MWPC)	12
3.3.3	Cámaras de Arrastre	13
3.3.4	Los Magnetos	16
3.3.5	Detectores de Radiacion Čerenkov	18
3.3.6	Los Calorímetros	21
3.3.7	Las paredes de muones	25
3.4	El Trigger del E791	27
3.4.1	El pre-trigger	28
3.4.2	El trigger completo	29
3.5	El Sistema de Adquisicion de Datos	30
3.5.1	Almacenamiento en memoria	30
3.5.2	La interfaz	31
3.5.3	La grabacion de los datos	31
4	Reconstrucción y Seleccin de Eventos	33
4.1	Reconstruccion de los Eventos	34
4.1.1	Paso 0: Calibracion y Alineamiento	34
4.1.2	Paso 1: Reconstruccion de las Trayectorias y Vértices	35
4.1.3	Paso 2: Reconstruccion de las Informaciones de los Calorímetros, Contadores Čerenkov y Paredes de muones	37
4.2	Seleccin de los Eventos	39
4.2.1	Variabes cinematicas	43
4.3	Masa invariante	49
4.3.1	Filtros de reconstruccion	52
4.4	Muestra de candidatos a Hyperons	53

4.4.1	Muestra de (candidatos a) Ξ/λ	54
4.4.2	La N-tupla de Λ , Ξ y Ω	55
4.5	Muestra de candidatos a mesones D	55
4.5.1	Selección de Datos	57
4.5.2	Técnica de Análisis	58
4.5.3	Eficiencia de reconstrucción	64
4.6	Generación de eventos Monte Carlo	68
4.6.1	El código de MC	68
5	Análisis de Hyperons	72
5.1	Estudios de asimetría en la producción de Hyperons	72
5.2	Estudios de polarización en la producción de Ξ	78
6	Análisis de meson D^0	81
6.1	Antecedentes	81
6.2	Mejora de la Señal con Redes Neuronales	82
6.2.1	Introducción	82
6.2.2	Resultados	88
6.2.3	Conclusiones	88
6.3	Estudios de eficiencia de reconstrucción	91
6.3.1	El ratio $\frac{BR(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)}{BR(D^0 \rightarrow K \pi)}$	91
6.3.2	Resultados de ratios R	93
7	Resultados y Conclusiones	101

Lista de Figuras

3.1	El espectrómetro del E791.	6
3.2	El conjunto de aceleradores y diferentes líneas de haces del FERMILAB [18].	7
3.3	Posición Z[cm] de los vértices primarios reconstruidos.	9
3.4	Sección transversal de un plano de SMD.	11
3.5	Configuración de los planos de SMD en el E791.	11
3.6	Esquema de una MWPC típica.	13
3.7	Planos de MWPC	14
3.8	Plano transversal de una cámara de arrastre.	15
3.9	Espectro de masa de K_s (a) Cuando los momentos de las trayectorias son medidos con solo un imán, (b) Cuando los momentos de las trayectorias son medidos con dos imanes. El ancho de masa del K_s (parámetro P4) es directamente proporcional a la incertidumbre en la medida de los momentos, siendo mayor en el caso (a).	17
3.10	Número de fotones emitidos por unidad de longitud en función del momento de la partícula para cada uno de los detectores Čerenkov.	20
3.11	Arreglo de los espejos de C1 y C2.	20
3.12	(a) Vista en perspectiva del Calorímetro Eletromagnético.	22
3.13	Detalle del interior del Calorímetro Eletromagnético.	23
3.14	El calorímetro hadrónico.	25
3.15	Vista superior del SLIC, Hadrometro y Paredes de Muones.	26
3.16	Vista frontal de las paredes X e Y.	27
3.17	Esquema de los centelladores responsables por la pre-selección de eventos.	28
4.1	Disposición geométrica de un evento típico del E791 reconstruido en la región de los blancos y algunas de las variables que usaremos	40
4.2	señal con background [6]	42
4.3	SDZ [49]	44
4.4	variable cinemática PTB [49]	44
4.5	variable cinemática DPI [49]	44
4.6	Corte de separación [49]	45
4.7	Comparación, para diferentes variables del Λ , entre la señal (línea sólida) y el background (línea trazo). La señal y el background están normalizados.	46
4.8	Distribución de Probabilidad de Čerenkov para candidatos a kaon: (a) Señal de Ω ; (b) Eventos de Background.	48
4.9	Masa invariante y momentos de datos reales.	50

4.10	Masa invariante y momentos desde eventos Montecarlo.	51
4.11	Masa invariante.	51
4.12	Masa invariante desde eventos Monte Carlo.	52
4.13	Espectro de Masa del Ξ (a) La parte blanca es sin cortes, en la parte oscura se exige que el π del Ξ sea una trayectoria (SESTR) de la region de los SMD (b) Exigencia que el π del Ξ sea una trayectoria (ESTR) de la region de las cámaras de arrastre).	54
4.14	Espectro de masa de las combinaciones $p\pi$ del Λ^0 (izquierda) y $\bar{\Lambda}^0$ (derecha).	56
4.15	Espectro de masa del Ξ^- (izquierda) y de Ξ^+ (derecha).	56
4.16	Espectro de masa del Ω^- (izquierda) e do Ω^+ (derecha).	57
4.17	Muestra $K\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 5" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbón (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).	59
4.18	Muestra $K\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 7" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbón (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).	60
4.19	Muestra $K3\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 5" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbón (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).	61
4.20	Muestra $K3\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 7" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbón (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).	62
4.21	Muestras de "Release 5" (superior) y "Release 7" (inferior) E791 de $K\pi$, plots masa normalizada, con los cortes finales.	65
4.22	Muestras de "Release 5" (superior) y "Release 7" (inferior) E791 de $K\pi\pi\pi$, plots masa normalizada, con los cortes finales.	66
4.23	Comparacion de eficiencias de reconstrucción MC1 y MC2 para conjuntos de $K\pi$ (arriba) y $K\pi\pi\pi$ (abajo).[11]	67
4.24	Eficiencias de reconstrucción $K\pi$ (arriba) y $K\pi\pi\pi$ (abajo). Release 5 (izquierda) y Release 7 (derecha). También se muestra la eficiencia para los cinco periodos de toma de datos como una funcion de x_F .[11]	69
5.1	Distribuciones de masa efectiva para productos de decaimiento de hyperons en eventos seleccionados para este estudio y las correspondientes señales <u>con background sustraído</u> . Los plots corresponden a (a) $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$; (b) $\Lambda^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$; (c) $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$; (d) $\Xi^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^-$; (e) $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0K^-$; (f) $\Omega^+ \rightarrow \Lambda^0K^+$. [29]	74
5.2	Radio de eficiencias como funcion de x_F y p_T^2 ((GeV/c) ²) para los tres hyperons. [29]	75

5.3	Asimetrías en la producción de hyperons como función de x_F en diferentes regiones de p_T^2 [29].	76
5.4	Asimetrías en la producción de hyperons como función de p_T^2 en diferentes regiones de x_F . [29].	77
5.5	Plano de colisión y vector normal, con respecto al cual se define la polarización transversal	79
5.6	Resultado "preliminar" de polarización de $P_{E-} = 0.382 \pm 0.284$ para $-0.12 \leq x_F \leq -0.06$ y $3 \leq p_T \leq 4$. Calculamos la polarización usando el parámetro $p^2 \frac{d\cos\theta}{d\Omega}$ (0.1) y por α	80
	p1 del ajuste dividido por el bin	
6.1	Distribución de salida nn para los eventos reales (sin cortes)	89
6.2	$\frac{\sqrt{S}}{S_+}$ en función de diferentes valores de nn_{cut}	89
	B	
6.3	Distribución de masa invariante para diferentes cortes de la red neuronal nn	90
6.4	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Las barras de errores son solo estadísticas.	94
6.5	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Solo partículas D^0 . Las barras de errores son solo estadísticas.	95
6.6	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Solo anti-partículas D^0 . Las barras de errores son solo estadísticas.	96
6.7	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. p_T^2 . Las barras de errores son solo estadísticas.	97
6.8	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. τ . Las barras de errores son solo estadísticas.	98
6.9	Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. (multiplicidad trazos vértice primario). Las barras de errores son solo estadísticas.	99
6.10	Valores de R_G (arriba), R_S (en medio), y R_T (abajo) para la dependencia de cada variable.	100

Lista de Tablas

4.1	Estadística de datos procesados en la E791 y en otras experiencias diversas.	34
4.2	Probabilidad a priori para cada tipo de partícula.	38
4.3	Cortes finales para decaimientos $D^0 \rightarrow K\pi$ (y conjugada).	58
4.4	Cortes finales para decaimientos $D^0 \rightarrow K3\pi$ (y conjugada).	63
5.1	Asimetrías totales para los tres hyperons, integradas sobre tres regiones de x_F	73
5.2	Resultados (preliminares) de polarización de Ξ^-	79
5.3	Resultados (preliminares) de polarización de Ξ^+	79

Capítulo 1

Introducción

La producción inclusiva de partículas extrañas (charmosas) ¹ es de interés especial en el estudio de las interacciones fuertes. En nuestro experimento, el E791, la producción de extrañeza muchas veces viene asociada a la producción de charm (ej: $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$) el cual también es de interés para muchos otros análisis.

La producción de extrañeza se debe en general al “mar” de quarks y gluons en el interior de los hadrons, en particular por la hadronización de los quarks de valencia del haz (en este caso piones) con los del blanco (protones, neutrones). La hadronización, que es el revestimiento no perturbativo de los quarks “libres” en hadrons, está entre los aspectos menos entendidos de la QCD (Quantum Chromodynamics). Aunque los resultados de los procesos de hadronización no puedan ser predichos directamente por la QCD perturbativa, podemos tener información de este proceso estudiando, por ejemplo, cierta asimetría en la producción de partículas con sus respectivas anti-partículas, la cual es sensible a los procesos de hadronización. Las medidas de las asimetrías pueden quedar libres de los bias (errores) experimentales en el proceso de medida.

¹Llamamos de partículas extrañas (charmosas) aquellas que tienen entre sus constituyentes el quark s strange (c charm).

Varios estudios en la producción de partículas extrañas y charmosas muestran evidencia de estas asimetrías. La colaboración ACCMOR [1, 2] reportó evidencia de asimetrías en la producción de $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ en interacciones $\pi^- \text{Cu}$ a 230 GeV/c hasta un valor de x_F de 0.35. Este exceso es independiente del valor de p_t^2 y la razón $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ fue de 1.27 ± 0.02 . Ellos también hallaron, en interacciones $\pi^- p$ a 250 GeV/c [3], que la razón $\Xi^-/\bar{\Xi}^+$ era de 1.30 ± 0.05 y de $\Omega^-/\bar{\Omega}^+$ de 1.24 ± 0.15 . Se puede encontrar alguna evidencia adicional de asimetrías en la producción de $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ en la bibliografía [4], pero en general las asimetrías en la producción de hadrones ligeros no han sido aún sistemáticamente estudiadas.

La QCD perturbativa no es aplicable a la producción del quark $s(\bar{s})$ a bajo p_t^2 , como es el caso de ACCMOR [1] y E791.

Una de las formas de producción de asimetrías se conoce como Leading-particle-effect (efecto de partícula liderante o lider) y consiste de un aumento en la producción de partículas que comparten algún quark de valencia con la partícula del haz o del blanco. Existen varios modelos de recombinación que intentan explicar ese fenómeno.

Los estudios sobre polarización en general, y de hyperons en particular, son escasos y con pésima estadística. Los modelos teóricos también son muy incipientes.

Los hyperons con que se trabajó en este análisis, con datos del E791, fueron Λ , Ξ y Ω . Se escogieron por dos motivos:

- Eran, y aún son, poco entendidos los mecanismos no perturbativos, tales como la hadronización y el Leading-particle-effect.
- No existía una medida sistemática de las asimetrías de esas tres partículas extrañas en un mismo experimento.

- No existe una medida sistemática de la polarización de esas partículas extrañas en un mismo experimento.

Los canales de decaimiento escogidos fueron el $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ ², el $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$, y el $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0\text{K}^-$. El criterio fue que tuviesen una alta razón de ramificación (BR) y que las partículas en que decaen sean cargadas para que puedan ser “vistas” por el espectrómetro.

Presentaremos algunos antecedentes en estudios en la producción de hyperons en el capítulo 2.

En el capítulo siguiente 3, describiremos el experimento E791, desde la producción del haz hasta los detectores del espectrometro.

En el capítulo 4, abordamos el proceso de selección de los eventos, hasta la obtención de nuestras muestras finales de eventos con candidatos de partículas hyperons y de mesones D.

En el capítulo 5, describiremos el proceso de análisis desarrollado en el estudio de las asimetrías y de polarización en la producción del Λ , Ξ y Ω .

En el capítulo 6, describiremos el proceso del cálculo del ratio entre razones de ramificación (Branching ratios) del meson “charmoso” D^0 .

El capítulo 7 es dedicado a las conclusiones y perspectivas.

²A lo largo de este trabajo, al citarnos un decaimiento, implícitamente estaremos refiriéndonos tanto al propio como a su conjugado. Por ejemplo, en estos estudios se comprenden tanto $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ cuanto $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^-\pi^+$.

Capítulo 2

Antecedentes

Estudiar la producción de partículas con extrañeza es una herramienta importante para entender mejor como la QCD no perturbativa afecta a la producción de quarks y a la hadronización. Un proceso que implica tanto a ambos procesos es el efecto de partícula "líder" (Leading-particle-effect). Este efecto se manifiesta como un aumento de producción de partículas que tienen uno o más quarks de valencia en común con un hadrón del estado inicial comparado con el de sus antipartículas que tienen menos quarks de valencia en común.

Este aumento se incrementa a medida que el impulso de la partícula producida es mayor, en la dirección inicial del hadrón con el cual la partícula producida comparte quarks de valencia. Este proceso ha sido ampliamente estudiado en la producción de partículas con encanto (charm) en los últimos años, tanto experimentalmente [5, 6] como teóricamente [7]. Los mismos tipos de efectos de partículas "líder" se han visto en la producción de hadrones ligeros [8] y se espera en otros experimentos [9]. Otros efectos, como la producción asociada de un kaon y un hiperón, también puede contribuir a una asimetría en la producción de hiperón-antihiperón [10].

Capítulo 3

El Experimento E791

El experimento de hadroproducción E791 usó el TPS (Tagged Photon Spectrometer) del laboratorio FERMILAB, que fue un espectrometro para blanco fijo construido para el estudio de Física del quark charm. El E791 es de una serie de experimentos realizados en el local TPL (Tagged Photon Laboratory) usando mejoras en el TPS. Antes del E791 [11] se efectuaron los experimentos E516, E691 [12, 13] y E769 [14, 15, 16, 17].

El experimento E791 obtuvo la mejor estadística de eventos con charm de la época, a fin de explotar toda una nueva región de Física de charm, como por ejemplo, la búsqueda por decaimientos raros con charm. El número de eventos con charm totalmente reconstruidos en el E791 es del orden de 250,000, varias veces más que sus predecesores.

Se utilizó un haz de piones de 500 GeV/c y blancos de Platino y Carbono. El espectrometro E791 [11] era de gran aceptación (fig. 3.1) y consistía de 23 planos detectores de Silicio (SMD), 2 cámaras proporcionales multihilos (MWPC) con un total de 6 planos y 4 cámaras de arrastre, conteniendo un total de 35 planos, para la determinación de las trayectorias de partículas cargadas; 2 magnetos analizadores que posibilitaron la medida de momentum y carga de partículas cargadas; 2 contadores Čerenkov para la identifi-

cacion de partículas; calorímetros eletromagnético y hadronico para la medida de energía depositada en ellos y, finalmente, dos planos de centelladores y el segundo de 16 placas de centelladores.

Al total, se almacenaron cerca de 20 mil millones de eventos en 24 mil cintas de 8mm. Se obtuvieron cerca de 250 mil eventos con charm totalmente reconstruidos, además de una producción mucho mayor de hyperons (partículas con el quark estrañeza): 20 mil Ω 's, 1.5 millones de Ξ 's y algunas decenas de millones de Λ 's.

E-791 Spectrometer

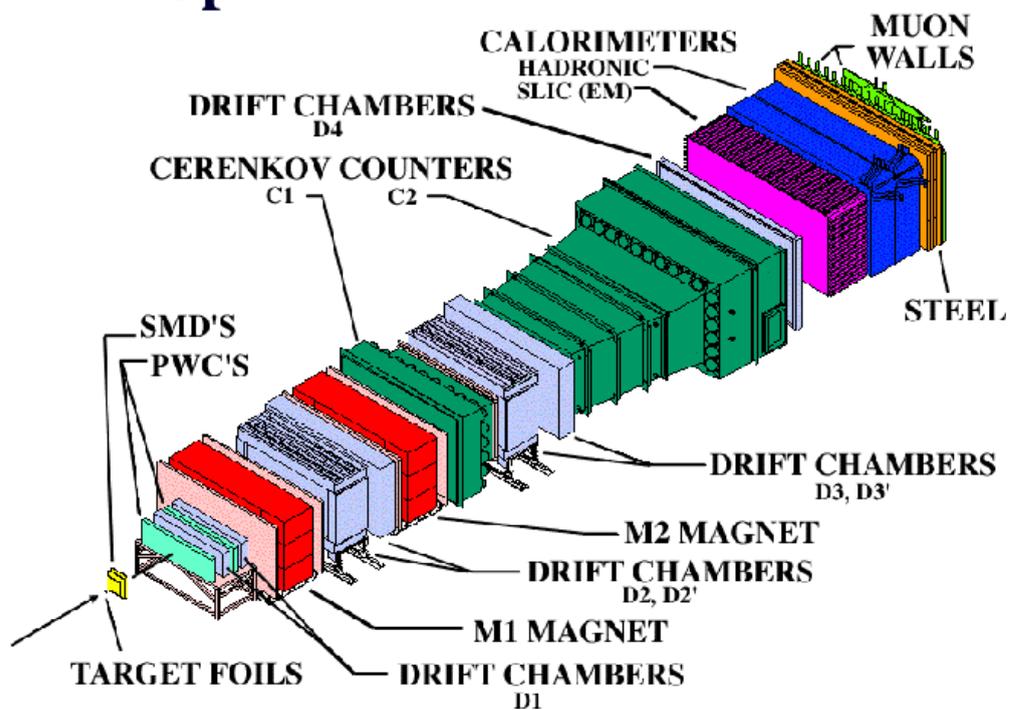


Figura 3.1: El espectrómetro del E791.

3.1 El haz de piones

En el FERMILAB se us el haz de protones del Tevatron para inyectarse en una línea de haz hasta diversas áreas experimentales. El Tevatron del FERMILAB aceler protones

hasta una energía de 800 GeV y la obtención del haz es hecho en etapas envolviendo diferentes aceleradores (fig. 3.2).

En el acelerador electrostático Cockcroft-Walton, iones de H^- son acelerados hasta una energía de 750 keV e inyectados en un acelerador lineal de 160m, el LINAC. Los iones son aceleradas en el LINAC a través de una serie de cavidades de radio-frecuencia, que hace que estos se junten en pequeños grupos (bunches). Estos grupos se deshacen en la salida del LINAC, cuando los iones alcanzan la energía de 200 MeV.

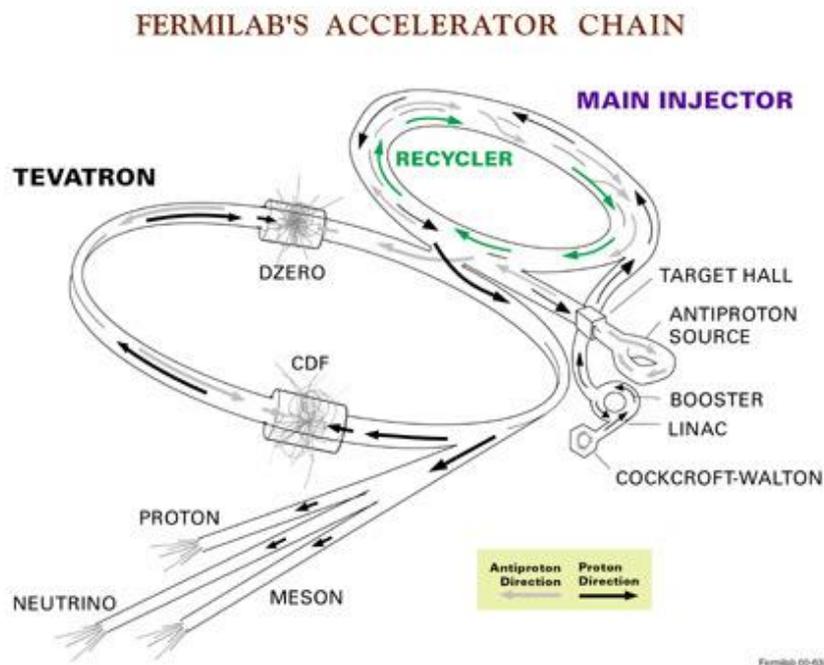


Figura 3.2: El conjunto de aceleradores y diferentes líneas de haces del FERMILAB [18].

La energía final se obtendrá con tres sincrotrones de diferentes características.

El sincrotrón es una máquina cíclica en la cual el haz de partículas es mantenido en órbita circular a través de dipolos magnéticos. Con cada vuelta las partículas son aceleradas por cavidades (condensadores) de radio-frecuencia, sincronizadas, siendo necesario aumentar el campo magnético de los dipolos para mantenerlas en la misma trayectoria.

Las partículas al desplazarse, también sufren oscilaciones espaciales transversales y longitudinales (oscilaciones de energía), siendo necesario utilizar cuadrupolos magnéticos para focalizar el haz.

Para obtener un haz de protones los iones H^+ provenientes del LINAC pasan por una fina camada de Carbono perdiendo sus electrones restantes, y entonces el haz es enviado para el primer sincroton (Booster Ring), de 216 m de radio. Después de ser acelerados hasta 8 GeV, el haz de protones es inyectado en el anillo principal (Main Ring), de 1km de radio, donde alcanzan 150 GeV. Durante la transferencia del haz de protones es necesario que las fuentes de radio-frecuencia de los dos aceleradores estén en fase, a fin de que se mantenga la estructura periódica del haz. Finalmente, el haz de protones pasa para el último sincroton, el Tevatron), un anillo con magnetos superconductores situado sobre el Main Ring, alcanzando la energía final de 800 GeV.

Al alcanzar la energía máxima, cerca de 10^{13} protones son extraídos durante un intervalo de 22 segs (spill) y enviados para las tres áreas experimentales: Meson, Neutrino y Proton (figura 3.2. Después de un intervalo de 34 segs (interspill), en que el Tevatron es alimentado con mas protones, se repite el proceso de extraccion.

Una parte del haz de protones va al área donde estaba el local TPL del E791. En la linea del haz un flujo típico de 10^{12} protones por spill llegan a un blanco de Berilio de 30 cm de espesor. Los pions producidos en la interaccion son focalizados y alineados respectivamente por dos cuadrupolos y dos dipolos magnéticos y llevados a colisionar con el blanco del E791 (son piones negativos, para evitar contaminacion de protones, y con momentum de 500 GeV/c). Casi 42 millones de piones son producidos por spill.

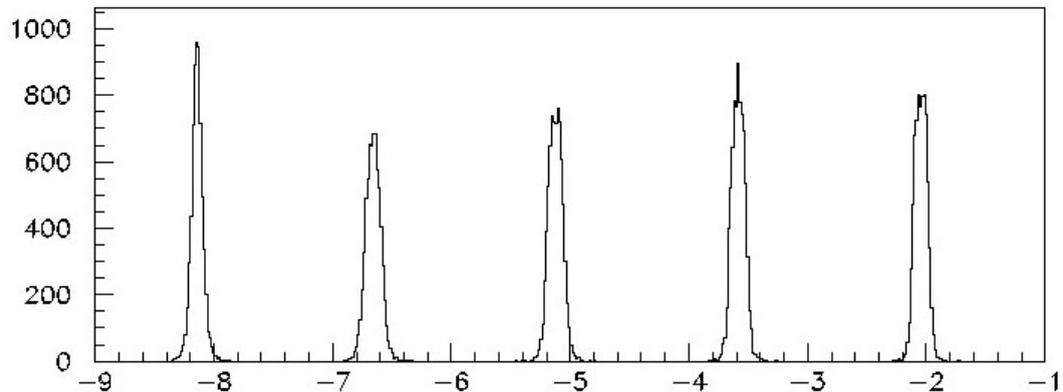


Figura 3.3: Posición Z[cm] de los vértices primarios reconstruïdos.

3.2 El blanco

El blanco segmentado del E791 era de 5 discos de cerca de 1cm de diámetro. El más cercano a la entrada del haz fue de Platino de 0,5mm de espesor, seguido por cuatro discos de Carbón de 1,6mm de espesor. La figura 3.3 muestra la posición de cada una de las laminas del blanco, obtenidas a través de la reconstrucción de los vértices¹ primarios.

Los blancos del E791 se escogieron para tener una tasa alta de interacción y una probabilidad pequeña de dispersión múltiple e interacciones secundarias, que perjudican la resolución del vértice. Blancos de materiales diferentes permiten medir la dependencia con el número atómico de la sección eficaz de interacción. La separación entre blancos se escogió teniendo en cuenta que la distancia media que una partícula con charm, de tiempo de vida media típico de $(4-10) \times 10^{-13}$ s y momentum típicos de 100-200 GeV/c, recorre. La separación fue para que el vértice secundario estuviese fuera de los blancos en la mayor parte de los decaimientos.

¹De aquí en adelante, llamaremos de vértice al punto donde dos o más trayectorias se cruzan, pudiendo ser fruto de una interacción o decaimiento.

3.3 El Espectrómetro

El espectrometro da E791 es un conjunto de detectores proyectados para tareas específicas, como determinación de los vértices, de las trayectorias, de la carga, del momentum, de la energía y de la identificación de las partículas.

3.3.1 El Detector de Microtiras de Silicio(SMD)

Determinar los vértices primario (posicion donde las partículas con charm son producidas) y secundarios con una buena resolucion es fundamental para el analisis de eventos con charm, pues permite reducir buena parte del fondo (background) combinatorial². Para separar eventos con charm de eventos hadronicos comunes es necesario que el detector de vértice, en este caso el Detector de Microtiras de Silicio o SMD (Silicon Microstrip Detector) [19], posea excelente resolucion espacial, ya que la separacion típica entre los vértices de produccion y decaimiento es del orden de algunas centenas de microns, ademas de ser capaz de operar con altas tasas de interaccion($\sim 10^6$ Hz).

En este tipo de detectores se utiliza una union de materiales tipo p y n (fig. 3.4). Los planos de SMD en el E791 son confeccionados en finos planos, con cerca de 300 μ m de espesor, de Silicio tipo-n. Se escogi un espesor pequeño para minimizar la dispersion múltiple.

Una partícula cargada al pasar por la región de deplexión del plano de SMD, produce aproximadamente 24.500 pares electrón-hueco a lo largo de su trayectoria. Esos pares son separados por el campo eléctrico existente en la región. El pulso eléctrico producido en la

²eventos formados por la combinacion aleatoria de trazos

Principles of operation

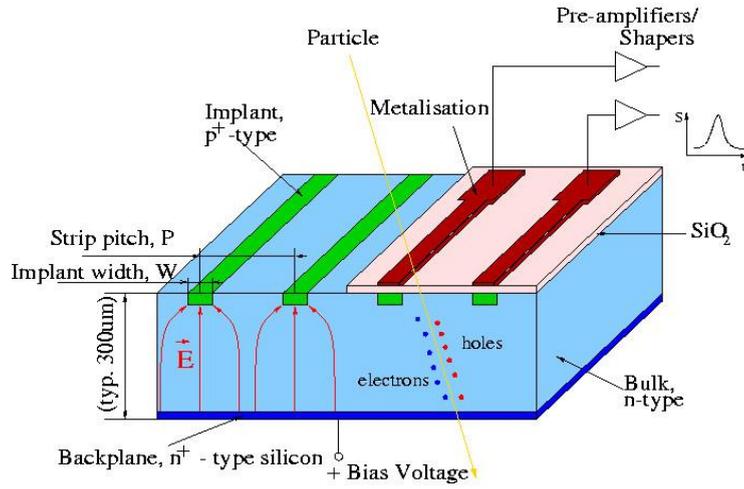


Figura 3.4: Sección transversal de un plano de SMD.

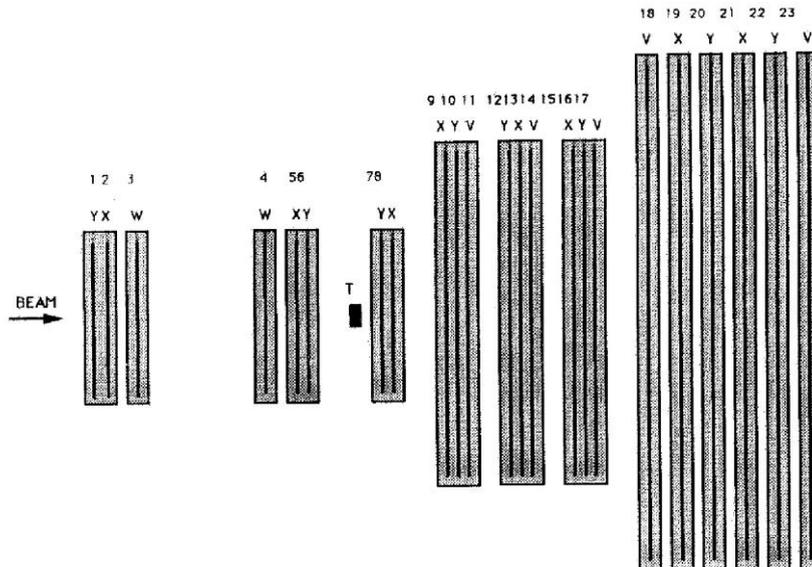


Figura 3.5: Configuración de los planos de SMD en el E791.

tira mas proxima al paso de la partícula es colectado y amplificado, dando la localización de la partícula incidente. Cada tira tiene su propio canal de salida. El E791 utilizo 23 planos de SMD, 6 antes del blanco y en la linea del haz para la determinacion de la trayectoria del haz, y 17 después del blanco para la reconstruccion de los vértices primários y secundários (ver figura 3.5). El conjunto de planos detecta partículas en el volumen de un cono de 125 mrad. Este sistema tiene una aceptancia geométrica de ± 125 mrad con una eficiencia aproximada de 90% y ruido de fondo de 0.1%.

3.3.2 Cámaras Proporcionales Multihilos (MWPC)

Las MWPC (Multiwire Proportional Chamber) son detectores de partículas cargadas que utilizan la ionizacion de un medio gaseoso para localizar la partícula (figs 3.6 y 3.7). Las partículas cargadas al atravesar el medio gaseoso dejan un rastro de moléculas ionizadas. El alto voltaje aplicado entre ánodo y cátodo obligan a estos electrones a migrar para el hilo mas próximo. A medida que son acelerados en la región de campo alto alrededor del ánodo, ellos provocan mas ionizaciones creando mas electrones libres. Este proceso se llama avalancha. Dependiendo del campo eléctrico aplicado el detector puede trabajar en una region de ionizacion, proporcional, geiger, streamer o de descarga continua. Nuestro detector trabaja en la region proporcional. En los MWPC solo nos interesa medir la posición y no la energía depositada la cual es medida por los calorímetros. Como respuesta a la avalancha se crea un pulso eléctrico en el hilo ánodo mas cercano a la trayectoria de la partícula cargada inicial, y la carga colectada pasa para un TDC (time-to-digital converter) via un discriminador, registrando su posicion, la cual es determinada por la posicion del hilo y la resolucion espacial por el espaciamiento entre hilos.

Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)

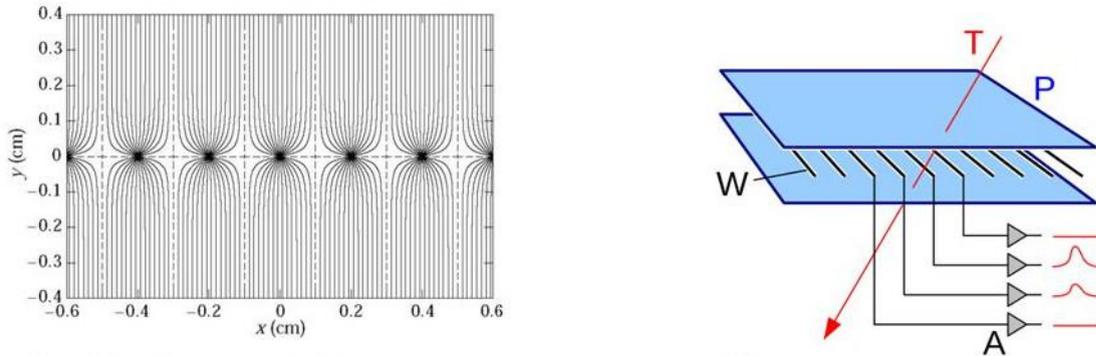


Figura 3.6: Esquema de una MWPC típica.

El E791 utilizó cuatro MWPC en la línea del haz. Dos antes del blanco, para una mejor determinación de la trayectoria del haz y una mejor obtención del vértice primario, y más otros dos después del blanco para mejorar la determinación de la coordenada y , que no es medida directamente por las cámaras de arrastre, como veremos después. La mezcla gaseosa de las cámaras fue de 17% CO_2 , 0,3% Freón e 87% Argón. Cada MWPC en la línea del haz era compuesto de 4 planos con orientaciones en las direcciones X , X^0 , Y e W . Cada plano poseía 64 hilos espaciados de 1mm. El plano X^0 era separado 0,5 mm para alcanzar una mejor resolución. El plano W era inclinado -60° en relación a X . Los dos últimos planos de MWPC, situados después del blanco, fueron utilizados para medir la coordenada Y , siendo que cada plano era constituido de 288 hilos espaciados de 2 mm.

3.3.3 Cámaras de Arrastre

Las cámaras de arrastre (Drift chambers), que junto con los magnetos, son las de mayor importancia en el sistema de tracking de partículas cargadas, en adición a los SMD e MWPC localizadas en la región posterior al blanco, posibilitaron que las trayectorias

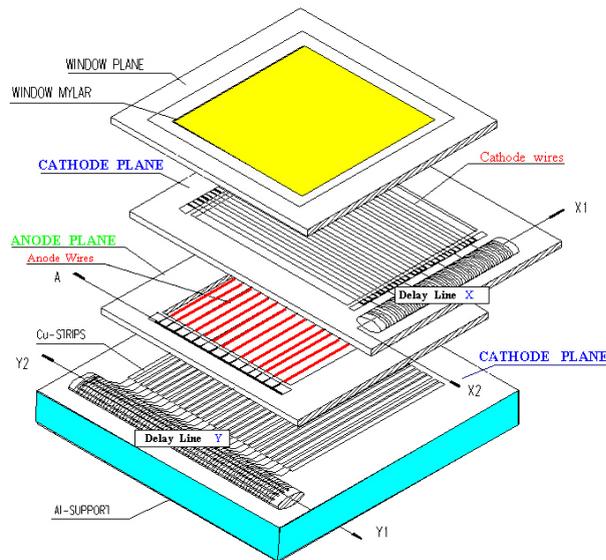


Fig.1 Common view of the 2-D MWPC with delay line readout.

Figura 3.7: Planos de MWPC

y momenta de partículas cargadas fuesen determinados a lo largo del espectrometro. Los momenta de las partículas eran determinados por la medida de deflexión que sus trayectorias sufrían al atravesar las regiones de campo magnético.

Analogamente a las MWPCs el funcionamiento de las cámaras de arrastre se basa en el hecho de que partículas cargadas al atravesar un medio gaseoso dejan un rastro de moléculas ionizadas. Los electrones liberados del gas son atraídos para los hilos sensores, y debido a hilos de campo estratégicamente localizados, migran con una velocidad prácticamente constante (velocidad de arrastre) durante la mayor parte del trayecto siendo esta la diferencia básica con los MWPC. Los electrones libres cuando están en la vecindad de los hilos sensores, igual que en las MWPC, producen una avalancha de nuevos electrones que sensibiliza al hilo. La carga colectada pasa para un TDC (time-to-digital converter) via un discriminador dando una medida del tiempo usado por los electrones para alcanzar el hilo sensor más próximo. Suponiendo una velocidad de arrastre con-

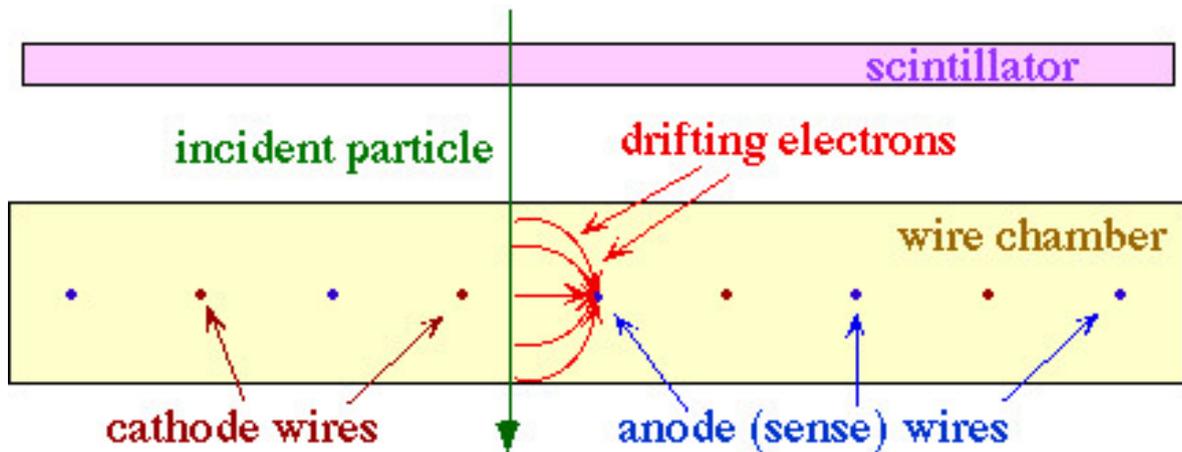


Figura 3.8: Plano transversal de una cámara de arrastre.

stante, se obtiene a que distancia la partícula pas de este hilo. Usando otros planos con diferentes orientaciones obtenemos la posición donde pasó la partícula. La resolución espacial de una cámara de arrastre puede ser una orden de magnitud menor que las MWPC, aunque un poco más lentas.

En la figura 3.8 vemos el plano transversal de una cámara de arrastre. El plano sensor es compuesto de hilos sensores paralelos, alternados de hilos de campo. Cada plano sensor está localizado entre dos planos conteniendo hilos de alta tensión. Se determina la posición y el potencial electrostático de cada hilo en el interior de la cámara, de manera a producir un campo eléctrico prácticamente constante en la mayor parte de la cámara.

En el E791 fueron usados 35 planos sensores agrupados en 11 arreglos (conjunto de planos usados para determinar un punto espacial). Estos arreglos fueron, a su vez, agrupados en cuatro estaciones (D1, D2, D3 e D4). Todas las cámaras recibieron la misma mezcla de 50% de Argon y 50% de etano. Los planos tenían orientaciones en las direcciones X, U y V. Los hilos del plano X estaban orientados en la dirección vertical, mientras que los planos U y V eran inclinados respectivamente de $\pm 20,5^\circ$ en relación

a X. Además de eso, la estación D1 poseía planos X^0 , similares a X, pero ligeramente corridos (la mitad del tamaño de la célula), para resolver la ambigüedad que surge debido a la imposibilidad de distinguir de que lado de un hilo la partícula pasó.

Las tres primeras cámaras presentaron una eficiencia media de 95%, y la cuarta de 90%. Existe una pequeña zona de baja eficiencia en la región central (región del haz), debido a la alta intensidad de partículas que la atravesaban, causando un desgaste en los hilos de esa región.

3.3.4 Los Magnetos

Los momentos de las partículas cargadas se obtienen de la curvatura de los trazos en un campo magnético. Nuestro espectrometro poseía dos magnetos, M1 y M2, de gran abertura angular que producían campos magnéticos verticales en el sentido negativo del eje y. Estos campos fueron cuidadosamente mapeados con precisión de 0,1% y su estabilidad fue rigurosamente acompañada por el monitoramiento de las corrientes y tensiones y por la reconstrucción, en cada run, de partículas K_s (ver fig. 3.9).

Cuando las partículas cargadas producidas en el E791 atravesaban los magnetos recibían un impulso de momentum en la dirección horizontal (eje x) dado por [19]

$$\Delta p_x = -e \int^Z B_y(0, 0, z) dz, \quad (3.1)$$

Como la mayoría de las partículas con que trabajamos van casi paralelas a la dirección del haz entonces podemos asumir que la trayectoria a través del magneto es en la dirección z, lo que nos da un Δp_x independiente del momentum inicial. Se puede calcular directamente Δp_x (y por lo tanto el nuevo momentum de la partícula) midiéndose el desvío angular

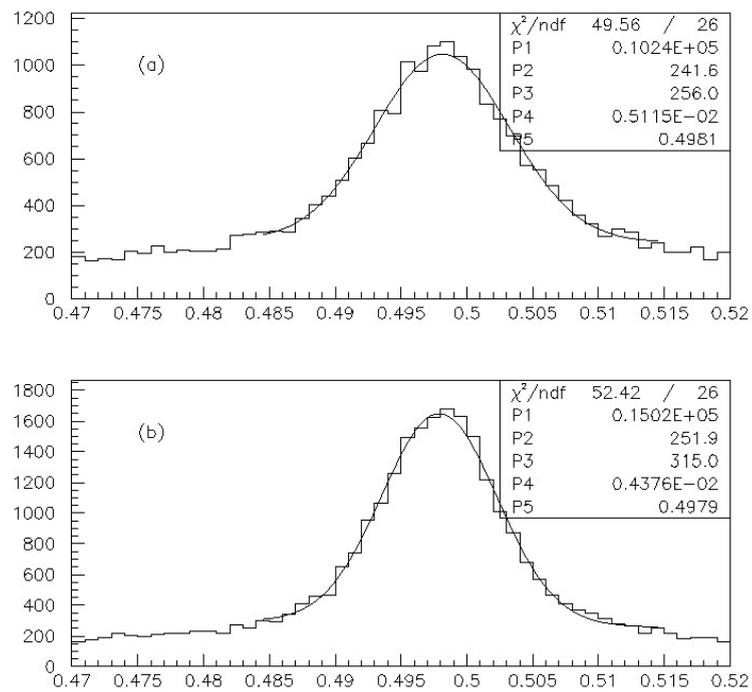


Figura 3.9: Espectro de masa de K_s (a) Cuando los momentos de las trayectorias son medidos con solo un magneto, (b) Cuando los momentos de las trayectorias son medidos con dos magnetos. El ancho de masa del K_s (parametro P4) es directamente proporcional a la incertidumbre en la medida de los momentos, siendo mayor en el caso (a).

θ en su trayectoria. Si el modulo del momentum inicial (p_x, p_y, p_z) de la partícula es p entonces $\tan(\theta) = \Delta p_x/p$. El nuevo momentum de la partícula que sale del magneto será $(p_x + \Delta p_x, p_y, p_z)$.

La resolución del momentum se va a reflejar en las medidas de los anchos de masa de los decaimientos débiles, como por ejemplo de los hyperons Λ , Ξ y Ω . Si la resolución fuese perfecta, estos hyperons tendrían anchos de decaimiento muy pequeños para medirse, sin embargo con base en nuestros datos, encontramos un ancho de decaimiento de 2 MeV para el decaimiento $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$.

3.3.5 Detectores de Radiacion Čerenkov

Muchas partículas charmosas (conteniendo el quark charm) tienen en el estado final de decaimiento, además de piones, también protones y kaones. Es muy útil poder identificar protones y kaones entre los abundantes piones.

Detectores típicos pueden ser de "limiar"/umbral (detectando toda la luz emitida a partir de un "umbral" de momentum o momento mínimo) o diferencial (detectando solo un diferencial del ángulo sólido de luz). El E791 escogió para la identificación de partículas dos grandes detectores de umbral de radiacion Čerenkov[20](C1 e C2) llenos de gas. El efecto Čerenkov es basado en el hecho que una partícula cargada al atravesar un medio dieléctrico con velocidad v superior a la velocidad de la luz en ese medio $\frac{c}{\eta}$, donde η es el índice de refracción del medio, provoca emisión de fotones (radiacion Čerenkov). Esos fotones son emitidos en un ángulo bien definido θ_c , dado por la relación: $\cos \theta_c = \frac{c}{v\eta}$

³. Esta fórmula solo sirve si $\frac{c}{v\eta} \leq 1$, lo que implica que la emisión de fotones solo ocurre

³Esta relación es estrictamente igual para el caso de un radiador infinito

a partir de un valor limiar de la velocidad V . Nuestro detector mide momentos (las velocidades solo indirectamente), entonces es conveniente calcular con esto el "umbral" de momentum (p_{th}) que ser dado por:

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{\eta^2 - 1}}. \quad (3.2)$$

Vemos que partículas con diferentes masas dan diferentes valores umbrales de momentum, posibilitando distinguir las.

El número de fotones N_γ producidos por unidad de longitud de radiador y por unidad de longitud de onda, es dado, para el caso clasico de un electron, por [21]

$$\frac{d^2N_\gamma}{d\lambda d\lambda} = \frac{4\pi^2 r_e m_e c \sin^2\theta_c}{h\lambda^2}, \quad (3.3)$$

donde λ es la longitud de onda de los fotones emitidos, r_e y m_e son el radio clasico y la masa del electron y h la constante de Planck. La figura 3.10 muestra el número de fotones emitidos por unidad de longitud en C1 y C2, en función del momentum de la partícula.

Los umbrales pueden ser obtenidos de las curvas de la figura 3.10.

Los contadores operaban a presión atmosférica y la luz producida en su interior era reflejada por un arreglo segmentado de espejos curvos acoplados a estructuras colectoras de luz llamadas conos de Winston [21], los cuales llevaban la luz colectada a los fotomultiplicadores.

Teniendo el momentum de una partícula que atraviesa los detectores y sabiendo en que detector hubo o no emisión de radiación Čerenkov podemos estimar una probabilidad para la identificación de las partículas para diferentes regiones de momentum. Para momentum

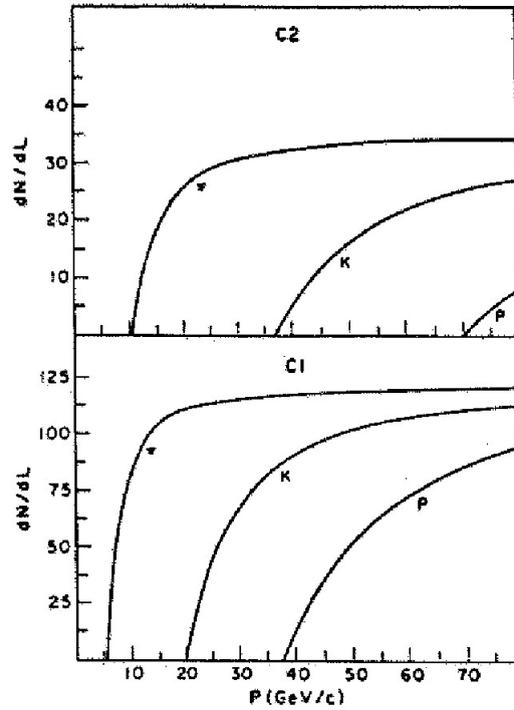


Figura 3.10: Número de fotones emitidos por unidad de longitud en función del momentum de la partícula para cada uno de los detectores Čerenkov.

13	9	2			10	14		
11	7	5	3	1	4	6	8	12
25	21	19	17	15	18	20	22	26
27	23	16		24	28			

15	11	2			12	16				
13	9	7	5	3	1	4	6	8	10	14
29	25	23	21	19	17	20	22	24	26	30
31	27		18		28	32				

Figura 3.11: Arreglo de los espejos de C1 y C2.

$p < 6$ GeV ninguna información puede ser obtenida de los detectores C1 y C2. En este caso fueron atribuidos valores a priori de 81%, 12% e 4% para la probabilidad de una partícula ser respectivamente un pion, kaon o proton [22]. Estos valores fueron basados con la frecuencia con que cada partícula fue encontrada en los experimentos anteriores de este espectrómetro.

3.3.6 Los Calorímetros

Son detectores que miden la energía total depositada en ellos por las partículas con las que interaccionan. Permiten detectar partículas neutras, que son transparentes a los demás detectores anteriormente descritos, y también ayudar el proceso de identificación de leptones y hadrones. En el E791 esos detectores también fueron utilizados en la selección de eventos, siendo responsables por el gatillo (trigger) principal del experimento que es dado en función de la energía transversa de las partículas.

En el E791, fueron usados dos calorímetros: el SLIC (Segmented Liquid Ionization Calorimeter), que es un calorímetro electromagnético, y el calorímetro hadrónico, o Hadrometro, para detectar la energía depositada por hadrones.

El Calorímetro Electromagnético: SLIC

El SLIC es el detector de fotones y electrones. Por encima de 100 MeV, la interacción con la materia es dominada por el proceso de creación de pares electron-positrón, para los fotones, y de bremsstrahlung, para los electrones. Electrones atravesando un medio cualquiera emiten fotones por bremsstrahlung, que se convierten en pares e^+e^- , que, a su

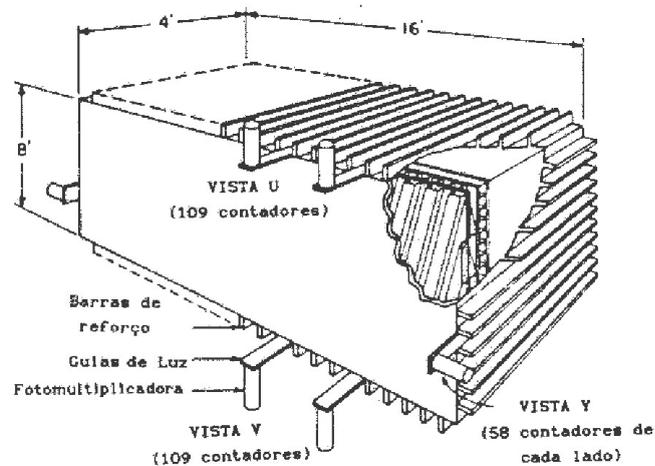


Figura 3.12: (a) Vista en perspectiva del Calorímetro Eletromagnético.

vez, emiten nuevos fotones, en un proceso denominado cascada eletromagnética. Este proceso de producción de pares y radiación se repite hasta que toda la energía de la partícula incidente (electrón o foton) se halla depositado.

El SLIC [23] era compuesto de 60 finas capas radiadoras de Plomo (en la verdad Al-Pb-Al), alternadas con capas de centellador líquido (fig. 3.12). El Plomo tenía como función iniciar y mantener la cascada de partículas, mientras que el centellador era utilizado para detectar electrones y positrones en la cascada. Cada capa correspondía a $1/3$ de longitud de radiación y al todo fueron 20 longitudes de radiación. Para informar la posición de la cascada eletromagnética, las capas estaban orientadas en tres direcciones: Y (horizontal), U y V (misma orientación de los planos de las cámaras de arrastre). Al todo fueron 20 capas por vista. Cada capa de centellador fue dividida en fajas paralelas, por corrugaciones, en forma de ondas cuadradas, de Aluminio cubierto por teflon.

La luz colectada en el centellador recorría las canaletas, a través de reflexiones totales

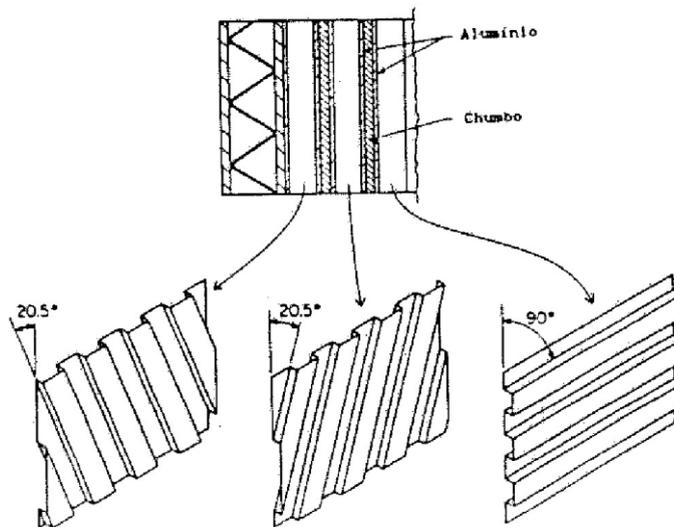


Figura 3.13: Detalle del interior del Calorímetro Eletromagnético.

internas en las paredes de teflon, hasta sus extremidades. En uno de los extremos de cada canal existía un espejo a 90° , que reflejaba la luz que iba en su dirección para el otro extremo del canal, donde existía una barra colectora. Una única barra colectora recibía la luz de todos los canales que poseían la misma orientación y distancia de la línea del haz, e integraba la luz sobre toda la longitud del detector. En la región central, cada barra era conectada a un único fotomultiplicador (PMT), mientras que en las partes más externas cada dos barras eran ligadas a un PMT. La luz colectada en el PMT era proporcional a la energía depositada por la partícula incidente. Cada PMT tenía dos salidas: el ánodo, que iba para un conversor analógico-digital o ADC (analogic to digital converter), para la digitalización de la señal, y la salida del último dinodo que iba para un módulo donde se sumaban las señales para el ET trigger.

Una cascada eletromagnética típica estaba, en la mayoría de las veces, completamente contenida en 5 contadores. Las 20 longitudes de radiación eran suficientes para contener más de 99% de la energía de la partícula incidente. Ya una cascada hadrónica era cerca

de dos veces mayor y entonces apenas parcialmente contenido en el SLIC.

El Calorímetro Hadrónico: Hadrometro

Después del SLIC, había un segundo calorímetro [24] para detectar hadrones. Dividido en dos módulos, su estructura era semejante a la del SLIC. Cada módulo era compuesto de 18 capas de acero alternadas con 18 capas de centellador dispuestas en dos vistas: X e Y. El total de material en los dos módulos correspondía a 6 longitudes de interacción, lo que hacía con que la casi totalidad de las cascadas estuviese contenida en el calorímetro. Había, en cada módulo, 33 canales de lectura para la vista X y 38 canales para la vista Y. Similarmente al SLIC, cada canal agrupaba las 9 capas de cada faja, en cada vista. Ligeramente mayor que el SLIC, su área transversa a la dirección del haz era de $\sim 13 \text{ m}^2$. De la misma forma que en el SLIC, cada PMT tenía dos salidas: la señal del ánodo yendo para un ADC y la señal del cátodo yendo para el ET trigger. Un único fototubo colectaba la luz producida a lo largo de la dirección z. La figura 3.14 ilustra el hadrometro.

Fue observado que el valor de la razón entre la energía depositada en el hadrometro y la energía depositada en el SLIC fue cero para 70% de los electrones y positrones, producidos por fotones que poseían momentum en el intervalo de 2 GeV/c a 40 GeV/c. En el caso de piones cargados, seleccionados a partir de una muestra de K^0 's, la razón $\frac{E_{\text{had}}}{E_{\text{SLIC}}}$ fue cero para 34% de los piones que poseían momentum en el intervalo de 2 GeV/c a 40 GeV/c. Esa información fue utilizada para auxiliar a la identificación de piones y electrones.

La energía total depositada por un hadron era obtenida usando el SLIC y el hadrometro en conjunto, ya que muchas veces, las cascadas hadrónicas eran iniciadas en el SLIC. La resolución de la posición de las cascadas era 5 cm y la resolución de energía no fue muy

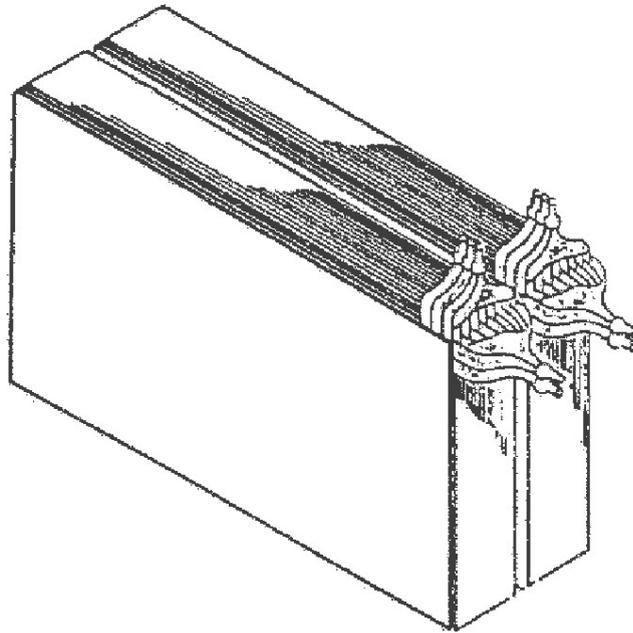


Figura 3.14: El calorímetro hadrónico.

bueno ($dE/E = 75\% / \sqrt{E}$), lo que hizo que el hadrometro no fuese muy útil en la reconstrucción de hadrones neutros. Su principal función fue suministrar información para el gatillo de energía transversa (ET) (ver sección 3.4) e imponer vínculos adicionales para la reconstrucción de leptones.

3.3.7 Las paredes de muones

Los hadrones, electrones y fotones pierden esencialmente toda su energía en los calorímetros. Adicionalmente, después de los calorímetros, se colocó una pared de acero de 1 m de espesor. Casi todas las partículas, excepto muones y neutrinos, son absorbidas por esta pared. Por interactuar básicamente vía ionización, los muones pierden apenas una pequeña parte de su energía al atravesar los calorímetros en la pared de acero y son las únicas partículas que pueden ser detectadas en esta parte final del espectrometro. Para este fin

el E791 colocó aquí dos paredes de centelladores (X e Y). Las partículas que alcanzaban las paredes X e Y eran compuestas básicamente de muones con energía encima de 4 GeV y partículas residuales (punchthrough) oriundas de las cascadas hadrónicas producidas en los calorímetros y en la pared de acero. Una vista superior del final del espectrometro se muestra en la fig. 3.15.

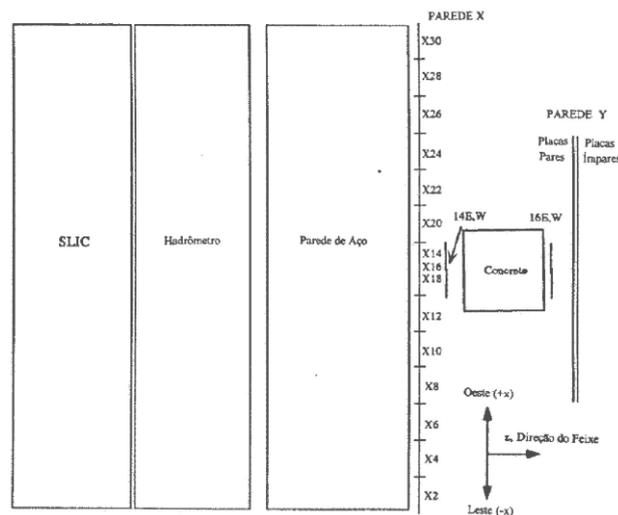


Figura 3.15: Vista superior del SLIC, Hadrometro y Paredes de Muones.

La pared de muones, X, localizada en la posición z de 2243 cm, consistió de 15 placas (fig. 3.16). Doce de esas placas, situadas periféricamente, poseían dimensiones de 305×41cm (longitud × ancho). En la región central estaban dos placas de 120×61cm y una de 65×61cm. Cada placa estaba conectada via una guía de ondas a un fotomultiplicador.

Un bloque de concreto de base 91×91cm y altura de 228cm estaba localizado entre las paredes X e Y. Este bloque, conjuntamente con cuatro centelladores (14Este, 14Oeste, 16Este y 16Oeste), cubría la región central de la pared X. Las placas 14Este y 14Oeste, de 30×60cm, localizabanse después de la placa X14, mientras que las placas 16Este y 16Oeste, de iguales dimensiones, se situaban atrás del bloco de concreto, cubriendo la área

de la placa X16. Esta geometría est mostrada en las fig. 3.15. Las señales de las placas X14 y X16 eran usados en coincidencia con los de estas placas menores para disminuir la tasa de ruido de la region central.

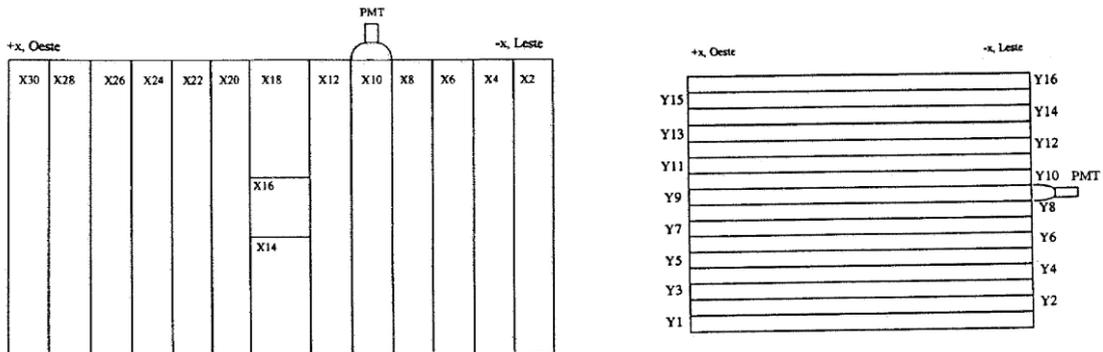


Figura 3.16: Vista frontal de las paredes X e Y.

La pared de muones Y , situada atras de la pared de concreto en la posicion z de 2419 cm estaba compuesta de 16 placas de $300 \times 14,2$ cm (fig. 3.16). Analogamente la pared X. A cada placa estaba conectado un fototubo.

Las resoluciones espaciales en la direccion x eran 11,7 cm y 25 cm, respectivamente para las paredes X e Y , mientras que las resoluciones en y fueran 45 cm y 3,5 cm. Las eficiencias de detección de muones fueran $(69 \pm 3)\%$ y $(100^{+0}_{-0})\%$ para las paredes X e Y [?], respectivamente.

3.4 El Trigger del E791

Aproximadamente 0.1% interacciones resulta en producción de eventos con charm. Son eventos son muy difíciles de reconocer en tiempo real de toma de datos (on-line). Es necesario utilizar algún conjunto de criterios en la seleccion de eventos on-line, llamado

de trigger, para obtener una muestra enriquecida de eventos con charm.

E791 tuvo como objetivo obtener una muestra grande de eventos charmosos, utilizando un trigger abierto, o sea, imponiendo restricciones débiles para guardar un evento con la idea de seleccionar los eventos de forma mas criteriosa después en modo off line. Una de las consecuencias inmediatas de optarse por un trigger abierto fue la necesidad de un sistema de adquisicion de datos con capacidad de coleccionar y grabar eventos en una tasa bastante alta (ver sección 3.5).

El sistema de trigger consistía basicamente de dos pasos: un pre-trigger, con tiempo de respuesta de 160ns, y el full trigger con duracion de 470ns.

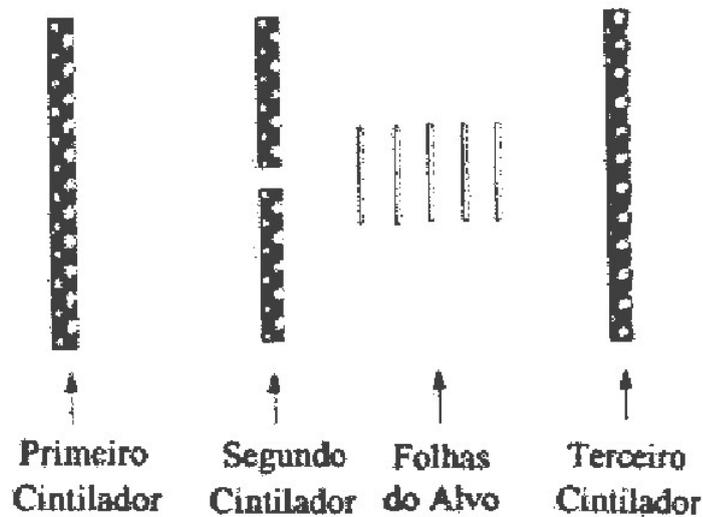


Figura 3.17: Esquema de los centelladores responsables por la pre-selección de eventos.

3.4.1 El pre-trigger

El pre-trigger, o pre-selección de eventos, era para garantizar buenas condiciones del haz y la ocurrencia de interacción hadrónica. Para esto se utilizó un conjunto de tres

centelladores. Los dos primeros, veto counters, se localizaban antes del blanco. Ver la figura 3.17. El primer centellador estaba localizado en la región de pasaje del haz, y fue utilizado para vetar eventos en que mas de un pion del haz estaba presente. Su discriminador fue ajustado de forma a permitir que el sistema de colecta de datos fuese accionado, solamente si la señal fuese proveniente de una única partícula. El segundo centellador poseía un agujero de 0,95cm de diametro en la región de pasaje del haz y era usado para vetar eventos que contuviesen una partícula incidente fuera del haz. El último centellador, llamado de interaction counter, localizado luego después del blanco, tenía un discriminador ajustado de manera de detectar la presencia de un mínimo de cinco partículas. Por lo tanto, el pre-trigger exigía la anti-coincidencia de los veto counters en coincidencia con el interaction counter.

3.4.2 El trigger completo

El full trigger, o trigger completo, ademas de los requisitos del pre-trigger est relacionado con el hecho de que las partículas charmosas son producidas en media con mayor momentum transverso, en relación a la linea del haz, que las partículas que poseen solamente quarks mas ligeros. La energía transversa era obtenida a través de la suma ponderada de las señales eletronicas del SLIC y del Hadrómetro. El peso atribuído a cada canal era proporcional al seno del ángulo de incidencia, en relación a la linea del haz, de la partícula en el detector de tal forma que el mayor peso era dado a señales mas alejados de la linea del haz. Las informaciones de las camaras de arrastre no fueron utilizadas por ese trigger, porque el tiempo envolvido en la decisión de descartar o no el evento no era suficiente para una reconstrucción total, ni parcial, del evento. Eventos con energía

transversa inferior a 3GeV eran vetados siendo, por lo tanto, que el principal efecto de este trigger fue eliminar eventos en que el haz no interaccionaba. Este trigger también fue utilizado para vetar eventos con energía total superior a 700GeV, lo que indicaría de más de una interacción. El corte fue encima de la energía del haz, de 500GeV, para permitir fluctuaciones de la energía medida.

Para monitoreamiento se tomaron también algunos conjuntos de datos sin restricción de E_T , del haz y de interacción.

3.5 El Sistema de Adquisición de Datos

La estrategia del E791 de utilizar un trigger abierto implicó en el desarrollo de un sistema de adquisición de datos (DAQ) que fuese capaz de coleccionar y almacenar eventos de una manera muy rápida. El DAQ registra informaciones suministradas por los diversos detectores, para cada evento seleccionado por el trigger. Los detectores suministran las informaciones a través de señales electrónicas, que después de ser digitalizadas fueron almacenadas en cintas magnéticas.

El DAQ fue proyectado con el objetivo de grabar un evento por lo menos 10 veces más rápido de que el conseguido en la experiencia anterior, E769. 24,000 canales fueron digitalizados y se consiguió digitalizar y leer un evento en 50 μ s.

3.5.1 Almacenamiento en memoria

El DAQ ("Data Acquisition") del E791 [15, 17, 25], funciona de tal forma que los eventos eran procesados durante el spill y el intervalo entre spills. Los fragmentos de datos después de ser digitalizados son enviados para 8 almacenadores de memoria EFB(Event

Fifo Buffer) en paralelo. En conjunto tenían capacidad de almacenar 640 MB y recibir las informaciones de los digitalizadores a una tasa de 100 MB/s. Estos bancos de memoria acomodaban todos los eventos generados en los 23 seg. de un spill, posibilitando que el resto del sistema de DA operase continuamente. Cinco de los EFB guardaban la información de los TDC's de las cámaras de arrastre y paredes de muones, el sexto la de los SMD's y los dos últimos de los calorímetros, MWPC's, contadores de Čerenkov y centelladores.

3.5.2 La interfaz

La parte principal del DAQ fue la interfaz entre almacenamiento temporal de la información (EFB) y las unidades de cintas (exabytes). Para esto se usó unas unidades de CPU, diseñadas en Fermilab como un sistema multi-procesador en paralelo y llamadas de ACP (Advanced Computing Project), las cuales dependiendo de las funciones que realizaban fueron llamadas de EBI(Event Buffer Interface) o EH(Event Handler).

3.5.3 La grabación de los datos

La grabación de los eventos en las fue en cintas, hecha en paralelo, era gerenciada por controladoras MTC (Magnetic Tape Controller). Las unidades de cintas fueron exabytes (EB) que operaban con cintas de video convencionales de 8mm, con capacidad de almacenar 2,3 gigabytes (GB) de informaciones. Se colocó 2 MTC en cada bastidor, conectadas a 3 y 4 exabytes cada una, dando un total de 42 exabytes en el sistema entero. En condiciones normales en la toma de datos, al final de 3 horas las 42 cintas eran cambiadas al mismo tiempo. Este conjunto de 42 cintas es llamado de run.

El sistema de adquisición de datos leía los eventos en una taxa de 8.700 eventos por segundo en cada spill. Como el tamaño medio de un evento era de 3 kilobytes (KB), se obtuvo una taxa de lectura de 26 megabits/s (Mb/s). La taxa total de operación del sistema de adquisición de datos fue de 9,6 Mb/s. Durante la toma de datos, fueron gravados 20 mil millones de eventos en 24.000 cintas de 8 mm.

Capítulo 4

Reconstrucción y Selección de Eventos

Las informaciones digitalizadas de los eventos, o datos brutos (RAW data), que pasaron por el trigger resultaron en una muestra de 20 mil millones de eventos que fueron almacenados en 24 mil cintas de video de 8mm o aproximadamente 600 runs. Ver tabla 4.1. La siguiente etapa fue la reconstrucción de esos eventos transformando los datos brutos en cantidades físicas (energía, momentum, carga, etc).

Junto con la reconstrucción se hizo una primera selección, o filtro. Los datos reconstruidos y filtrados fueron entonces almacenados en cintas llamadas DST (Data Summary Tapes). Esta muestra de datos reconstruidos fue sometida a varias etapas de selección (muestra, sub-muestra,...), con el objetivo de enriquecer la muestra con los eventos objeto de nuestro estudio reduciendo el fondo (background).

Para realizar nuestro análisis precisamos, junto con la muestra final de datos, de una muestra de eventos de MC para determinar la eficiencia de las diferentes etapas envueltas en la selección de las muestras de datos.

Experiencia	Eventos recolectados (millones)	Eventos recolectados Terabytes
FNAL E791	20.000	50
FNAL E831	6.000	21
FNAL E781	1.000	6.5
FNAL E687	600	1.5
FNAL E769	400	1
FNAL CDF	95	10
FNAL D0	80	40
HERA H1	70	2,5
HERA ZEUS	50	5
LEP ALEPH	60	1,7
LEP DELPHI	~ 30	~ 5
LEP L3	83	3,4
LEP OPAL	102	1,5
CESR CLEO	600	5

Tabla 4.1: Estadística de datos procesados en la E791 y en otras experiencias diversas.

4.1 Reconstrucción de los Eventos

La reconstrucción se hizo en dos pasos principales. El primero fue la reconstrucción de las trayectorias y vértices, informaciones que serán usadas por el filtro para escoger los eventos que poseen ciertas características que vamos a requerir (ver sección 4.3.1). El segundo fue la reconstrucción total de los eventos que pasaron por el filtro. En esa parte se hizo la reconstrucción de las informaciones provenientes de los detectores de Čerenkov, calorímetros y paredes de muon.

A seguir haremos una breve descripción de las principales etapas involucradas.

4.1.1 Paso 0: Calibración y Alineamiento

Antes de la reconstrucción y filtro de cada run se crearon archivos conteniendo las constantes para calibración y alineamiento de los diferentes detectores del espectrometro.

4.1.2 Paso 1: Reconstrucción de las Trayectorias y Vértices

Trayectorias

Las trayectorias de partículas cargadas de un evento se buscan primeramente en los planos de SMD. El programa inicia una búsqueda de trayectorias 1-D en cada una de las vistas X, Y y V. Para que sean aceptadas las trayectorias, en las vistas X e Y tiene que haber, por lo menos, 4 planos sensibilizados (hits), y en la vista V por lo menos 3 planos. Finalmente, las trayectorias 1-D de las tres vistas son combinadas para formar trayectorias 3-D lo que es hecho ajustándose los puntos sensibilizados por una línea recta por el método de los mínimos cuadrados.

Después de la determinación de las trayectorias en los SMDs, ellas son prolongadas a través de los magnetos y cámaras de arrastre. En las cámaras se busca por tripletes (coincidencia de señal en las tres vistas de las cámaras de arrastre) para determinar el segmento de trayectoria en la región de las cámaras de arrastre.

En la región de los magnetos llevamos en cuenta que el campo magnético del espectrometro está orientado en la dirección Y y, por lo tanto las partículas cargadas no sufren desvío en esta coordenada. Usando la proyección del segmento de la trayectoria podemos calcular el valor de Y esperado después de atravesar el magneto. Entonces, en una faja de Y en torno de ese valor, en la salida del magneto buscamos otro triplete en la cámara de arrastre siguiente. Además de la reconstrucción total de la trayectoria, con la variación de la inclinación de la trayectoria en la dirección X, en la región del magneto, podemos calcular la carga y momento de la partícula. Cada trayectoria determinada por los procedimientos anteriores, sufre un nuevo ajuste para la determinación más precisa del

momento, que lleva en consideración la variación espacial de los campos magnéticos en el interior de los magnetos y en sus inmediaciones. Se usó una aproximación puntual (single bend point approximation) en el filtro versión 5 y un mapeamiento total del campo (full field) en el filtro versión 7. Obviamente el cálculo del momentum es más preciso cuando la trayectoria atraviesa los dos magnetos.

Para ser aceptada como trayectoria se requería de un valor de χ^2/DOF menor que un cierto valor máximo fijado¹. Las trayectorias obtenidas con informaciones de los SMDs y cámaras de arrastre son denominadas SESTR y las que no tienen información de los SMD, son llamadas de ESTR. Las informaciones de las trayectorias son puestas en una lista de trayectorias (TRACKS list).

Vértices

Después de la reconstrucción de las trayectorias del tipo SESTR buscamos los vértices de la región de los SMDs usando la rutina VTXSTR. Se comienza por la búsqueda del vértice primario. Para esto precisamos de la trayectoria del haz (pion incidente), que debe ser una trayectoria de buena calidad. El procedimiento es buscar por una trayectoria del tipo SESTR que haga un vértice con la trayectoria del haz. Un buen vértice es cuando se tiene un buen χ^2/DOF , donde χ^2 es la suma de los χ^2 de las trayectorias que componen el vértice y DOF son los grados de libertad del sistema, en este caso el número total de trayectorias en el vértice. Se adicionan todas las otras trayectorias que mantengan el vértice formado con un buen χ^2/DOF . Cuando no se tiene una buena trayectoria del haz se busca un “buen” vértice que esté localizado dentro del blanco.

¹DOF (número de grados de libertad) en este caso es el número de planos de SMD o cámaras de arrastre sensibilizados compartidos con otras trayectorias.

Trayectorias no utilizadas en el vértice primario se usan para buscar los vértices secundarios. El procedimiento es analogo con la diferencia que esos vértices pueden compartir trayectorias.

Las informaciones de los vértices son puestas en una lista de vértices (VERTEX list).

4.1.3 Paso 2: Reconstrucción de las Informaciones de los Calorímetros, Contadores Čerenkov y Paredes de muones

Después del Paso 1 los eventos pasan por el filtro (seccion 4.3.1) y, después de este continuamos con la reconstrucción de los eventos que no fueron rechazados por el filtro. Las informaciones de estos detectores son básicamente para la identificacion del tipo de partículas.

Calorímetros

El codigo reconstruye las "duchas" (showers) de partículas cargadas y neutras en los dos calorímetros y calcula la probabilidad de una trayectoria cargada ² ser identificada como un electron (positrón), foton o hadron, usando para esto las informaciones combinadas de los dos calorímetros, así como la de las trayectorias obtenidas en el Paso 1.

Las bajas resoluciones en energía y posición del calorímetro hadronico no permiten que estas informaciones sean muy útiles en la identificacion de hadrones pero es básico en la identificacion de electrones y positrones.

Contadores Čerenkov

La reconstruccion de las informaciones de los contadores Čerenkov es indispensable

²trayectoria de una partícula cargada

Tipo de partícula	probabilidad a priori
e	.02
μ	.01
π	.81
K	.12
p	.04

Tabla 4.2: Probabilidad a priori para cada tipo de partícula.

para la identificación de pions, kaons e protones. El código reconoce el número de fotones correspondientes para cada trayectoria y asigna una probabilidad de que esta trayectoria sea un pion, kaon o proton.

Primero fue atribuida a cada trayectoria una probabilidad a priori, basada en el número promedio de partículas de cada tipo producidas en experiencias anteriores (ver tabla 4.2). Las probabilidades para cada contador son calculadas comparando la cantidad de foto-electrones detectados por los fotomultiplicadores del Čerenkov con la cantidad prevista para una determinada hipótesis de masa (ver fig. 3.10). Para cada detector y cada hipótesis de masa fue definida una función de probabilidad en la forma poissoniana deformada [20] en función de los números de foto-electrones previstos y medidos respectivamente. La probabilidad final P_i ($i = 1, 5$ para las cinco hipótesis de masa: e, μ , π , K, p) atribuida a cada trayectoria es el producto de las probabilidades calculadas para los dos detectores Čerenkov y la probabilidad a priori. La normalización se obtiene con: $\prod_{i=1}^5 P_i = 1$.

Paredes de Muones

La reconstrucción de las informaciones de las paredes de muones es únicamente para a identificación de los muones.

El código usa los valores de tiempo de los TDC de cada placa para tener las posiciones de los hits correspondientes y después, usando la extrapolación de todas las trayectorias hasta las paredes de muones, se busca la asociación con alguna trayectoria.

4.2 Selección de los Eventos

La selección de los eventos pasó por varias etapas. Primero fue el filtro, hecho durante la reconstrucción, el cual tuvo dos versiones: 5 y 7. Después fue un código de selección (strip) del E791 que redujo lo reconstruido y lo separó en dos partes: Stream A, usando el VERTEX list, y el Stream B, de hiperones. En la versión 5 el Stream B solo fue para Λ s y K_s s y tuvo que pasar por una selección adicional para obtener los Ξ s e Ω s. Ya en la versión 7 el Stream B contenía Λ s, Ξ s e Ω s.

Reconstrucción

Los datos corresponden a la información de las incidencias o hits de las partículas en los detectores. Existen rutinas para la reconstrucción de los vértices primarios. Por ejemplo, en el decaimiento Hadrónico se tiene toda la información de las partículas hijas, el algoritmo crea una trayectoria virtual, lo que se utiliza es el momento de las partículas hijas, luego proyectando la trayectoria virtual se busca que esta se intercepte con lo que llamamos trayectoria nucleadas, aquellas que no provienen de un vértice de decaimiento o que son de una partícula que contiene charm.

En el proceso se puede encontrar varios vértices y se escoge el que tenga el nivel de confianza mayor y mayor multiplicidad. En otro caso se posee una lista de posibles vértices

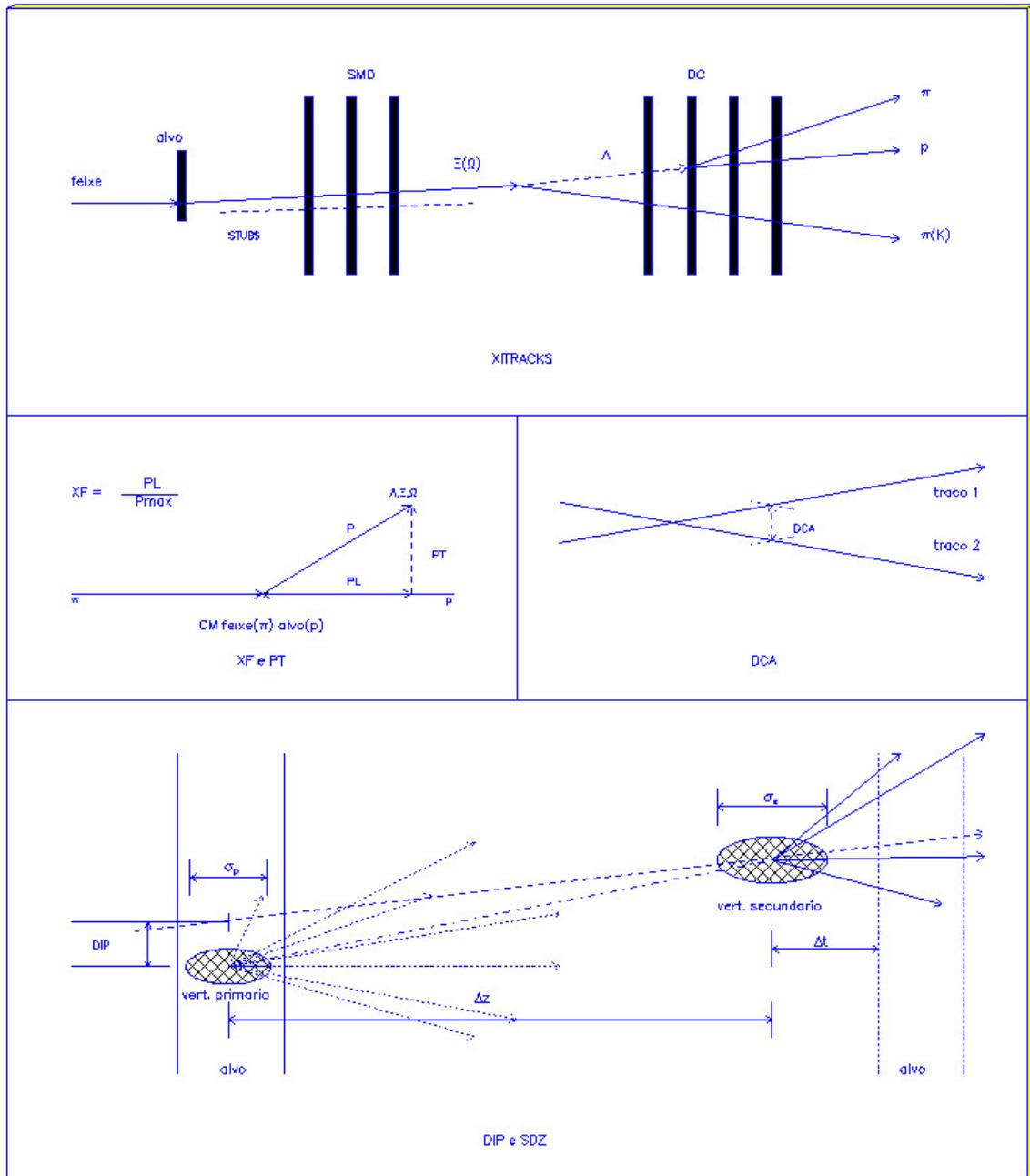


Figura 4.1: Disposición geométrica de un evento típico del E791 reconstruido en la región de los blancos y algunas de las variables que usaremos

primarios entonces se decide si va utilizar el vértice de mayor multiplicidad o el vértice que esta mas alejado del vértice secundario.

Un objetivo es aislar el vértice primario, para esto debemos eliminar los eventos reconstruidos los cuales provienen de eventos que no contiene charm o reflexiones. Se utiliza simulacion de Monte Carlo para desarrollar programas de seleccion de eventos, los programas de analisis y determinar eficiencias.

Background

Una señal viene asociado con un ruido como se muestra en la figura, este ruido o background se puede dar por una de estas razones:

Canales similares o reflexiones, canales de decaimiento que por las incertidumbres de los sistemas de identificación de las partículas podemos asumir que son el canal que deseamos estudiar.

Re dispersión, ocurre cuando partículas que salieron de la iteración original con el núcleo interactúan con el material del blanco.(se reduce al segmentar el blanco).

Por combinatoria, producto de la mala reconstrucciones de los vértices. Las dos ultimas son fáciles de parametrizar, porque se pueden describir por una línea recta o por una funcion exponencial y están gobernadas por un comportamiento aleatorio.

Usualmente se realizan cortes en las variables cinematicas para reducir el ruido, los cortes ayudan a eliminar el ruido, es importante decir que al hacer un corte también estamos perdiendo eventos buenos, pero al final se debe mejorar la relación entre la señal que deseamos estudiar y la señal de fondo o ruido dado por $\sqrt{\frac{S}{S+B}}$.

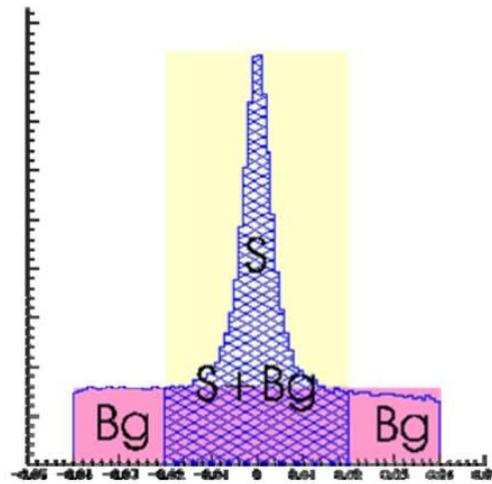


Figura 4.2: señal con background [6]

Fisica Charm

Altas estadística del mesón D pueden ser usados para:

Buscar la mixtura $D^0 - \bar{D}^0$.

Mejorar la medida del tiempo de vida del meson D.

Decaimiento Cabibbo suprimido como $D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ y $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

Violacion CP en decaimiento del meson D.

Alta sensibilidad para muchas canales raros de decaimiento barionico de encanto ente otros.

Decaimiento

Proceso mediante el cual una partícula pasa por un proceso de desintegración que esta regido por una fuerza fundamental que transforma en otras partículas. La probabilidad de decaer en los diversos canales del estado final estan dadas por la matriz CKM (Cabibbo-

Kobayashi-Maskawa). Existen tres categorías: Hadronico, semileptonicos, leptonicos.

El tipo de decaimiento que usamos en este trabajo es $D^0 \rightarrow k^- \pi^+$, hadrónico.

4.2.1 Variables cinemáticas

Algunas variables que usaremos en este trabajo:

- Para el estudio de la producción son a menudo caracterizados por 2 variables cinemáticas x_F y p_T (o p_T^2). Si consideramos al eje z como la dirección del haz, entonces la magnitud del momento longitudinal es $p_l = p_z$ y la magnitud del momento transversal es $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

La otra opción para el momento longitudinal de las partículas producidas es la variable de escalamiento de Feynman.

$$x_F = \frac{p_l}{P_{\max}} = \frac{p_l^{\text{cm}}}{P_{\max}^{\text{cm}}} \quad (4.1)$$

donde p_{\max} es el momento máximo que puede tener la partícula producida.

- SDZ. la separación entre el vértice primario y el vértice secundario en la dirección del haz (eje z) dividido por la incertidumbre en la separación.

$$SDZ = \frac{Z_{\text{sec}} - Z_{\text{pri}}}{\sqrt{\sigma_{\text{pri}}^2 + \sigma_{\text{sec}}^2}} = \frac{\Delta Z}{\sigma_Z} \quad (4.2)$$

- PTB. La componente del momentum de la partícula madre perpendicular a la línea de unión de los vértices primario y secundario, en GeV.

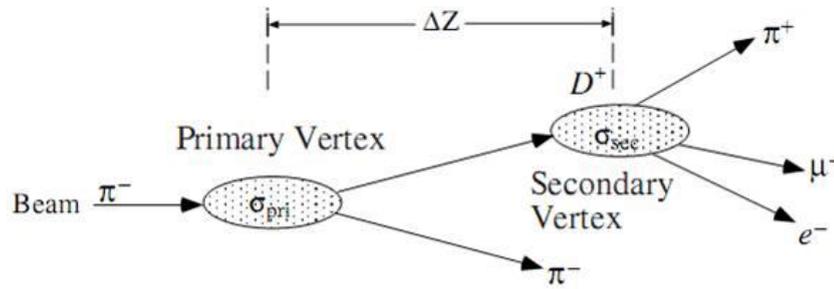


Figura 4.3: SDZ [49]

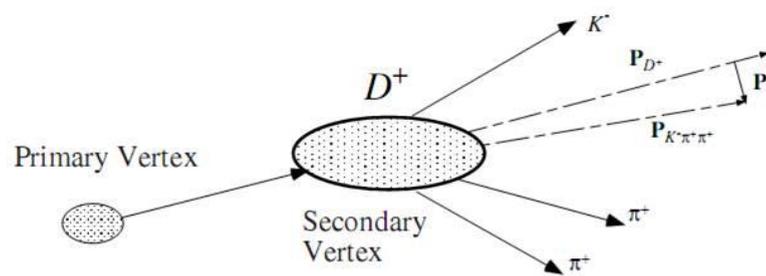


Figura 4.4: variable cinemática PTB [49]

- DIP. Parámetro de impacto, este se calcula cuando el vector resultante de la suma de las trayectorias de todas las partículas hijas son extrapoladas al plano z del vértice primario.

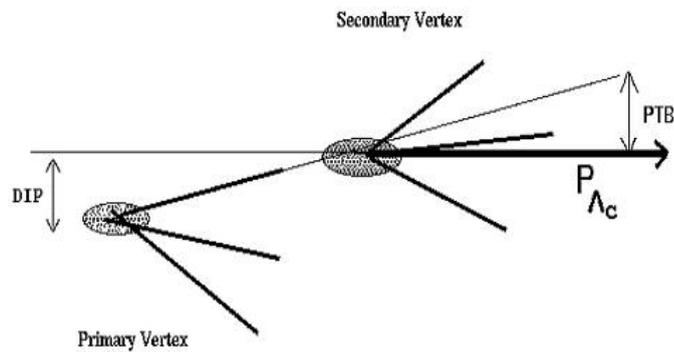


Figura 4.5: variable cinemática DPI [49]

- PISO. Mínima separación de todas las pistas de decaimiento desde el vértice primario para asegurar el producto de decaimiento no venga desde el primario.

- **TAU.** Tiempo de vida propia del candidato a D en picosegundos. Tiempos de vida largos pueden venir desde interacciones secundarias.
- **PT2 \mathbf{P}_T** de todas las pistas en el vértice secundario relativo al momento del candidato D in GeV^2/c^2 .
- **SIGMA** Mínima distancia entre el vértice secundario y cualquier material solido dividido por la incertidumbre en la distancia.
- **L/ σ** Corte de separación, donde L es la separacion entre el vértice primario y secundario, mientras que σ es el error para ambos vértices.

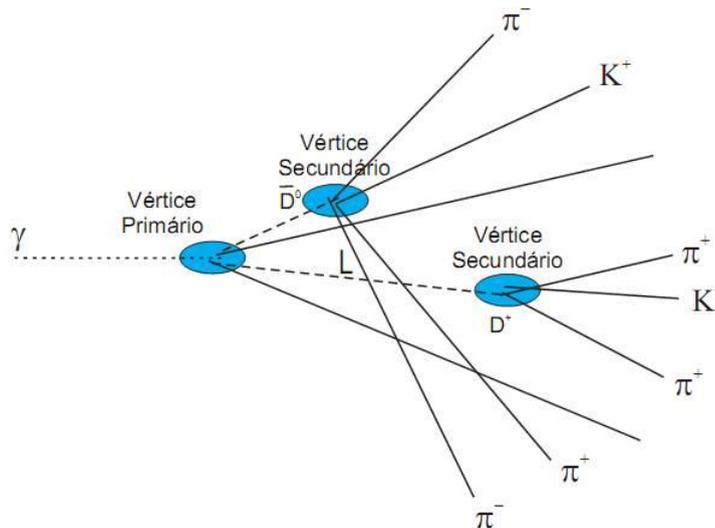


Figura 4.6: Corte de separación [49]

Las principales variables se muestran en la figura 4.7.

- **DCA** - La menor distancia entre el vértice secundario y las trayectoria lo conforman.

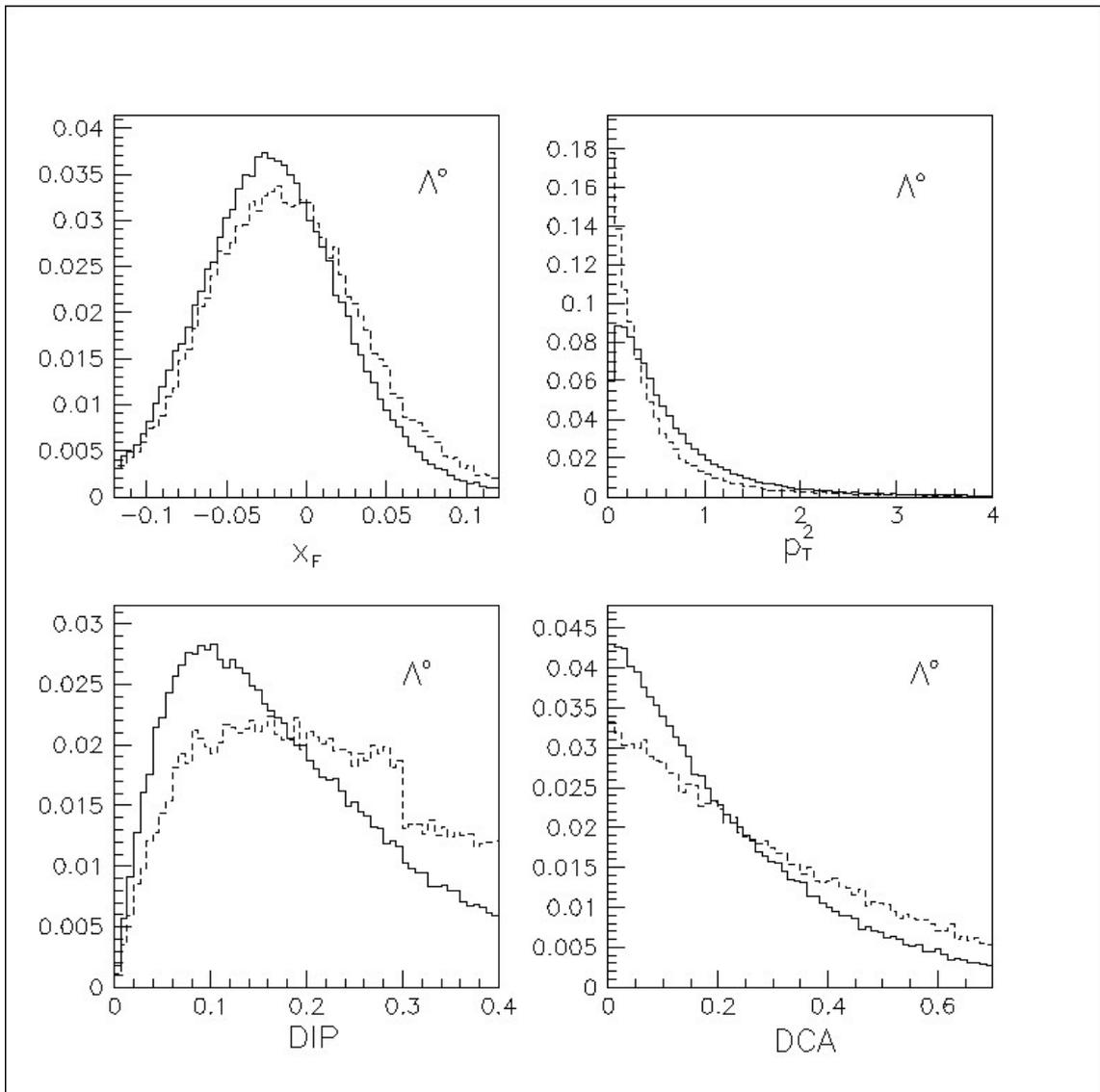


Figura 4.7: Comparación, para diferentes variables del Λ , entre la señal (línea sólida) y el background (línea traceada). La señal y el background están normalizados.

- JCATSG - Categoría de la trayectoria. Esta variable indica en que cámaras de arrastre las trayectorias fueron vistas, asociando a cada cámara un hit. Así, una trayectoria de categoría 15 ($2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3 = 15$) representa una trayectoria vista en todas las cámaras de arrastre, mientras que una trayectoria de categoría 3 ($2^0 + 2^1 = 3$) representa una partícula vista apenas en D1 e D2. Las trayectorias de categoría 7 y 15 pasaron por ambos magnetos, y por lo tanto tienen sus momentos mejor determinados que las trayectorias de categoría 3.
- XIS - Esta variable es el valor de χ^2 por grado de libertad del ajuste obtenido para cada trayectoria, y, por lo tanto representa la calidad del ajuste (fit) de la trayectoria.
- CHISEC - CHISEC es el valor de χ^2 por grado de libertad en el ajuste del vértice secundario.
- COSCM - Este corte es usado para decaimientos de dos cuerpos. En el sistema CM del hyperon producido es el coseno del ángulo entre el momentum del hyperon y el momentum de la trayectoria de una de las partículas en que decae, en el caso del Λ , el protón.
- CPRB2(i_{hip}, i_{tr}) - Esta variable es la medida de la probabilidad de Čerenkov de la trayectoria i_{tr} ser la partícula del tipo i_{hip} , donde i_{hip} asume valores enteros del 1 al 5, que son asociados respectivamente a las hipótesis de partículas (e antipartículas): e, μ , π , k, p, e i_{tr} es el número correspondiente en la lista de trayectorias. La suma sobre los índices es normalizada a uno.

Un ejemplo de distribución de la variable CPRB2 - frecuentemente llamada probabilidad Čerenkov - es mostrada en la figura 4.8 para la hipótesis de un káon y muestra claramente tres picos. El pico en 0,12 representa las trayectorias sobre las cuales los detectores Čerenkov no proporcionaron ninguna información relevante y a las cuales, por esta razón, fue asociada una probabilidad a priori. Los picos en cero y 0,75, son debidos, respectivamente, a las trayectorias identificadas inequívocamente como no siendo kaones y las trayectorias inequívocamente identificadas como no siendo piones.

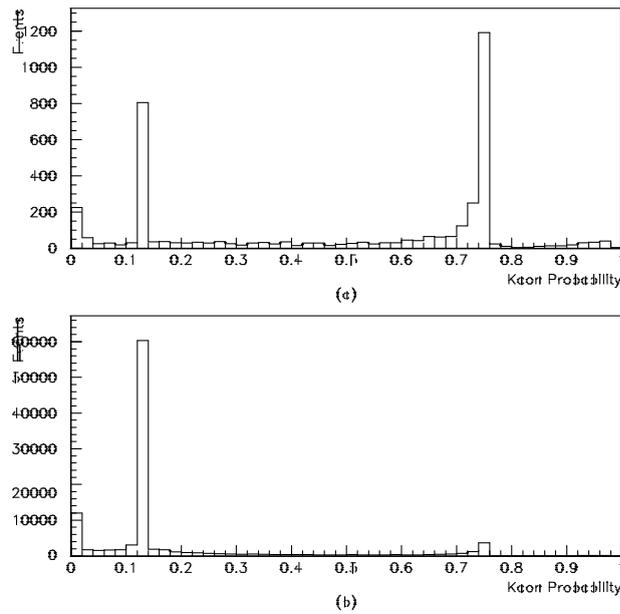


Figura 4.8: Distribucion de Probabilidad de Čerenkov para candidatos a kaon: (a) Señal de Ω ; (b) Eventos de Background.

- QUAL - Este corte es una comparación entre las inclinaciones del momentum del Ξ/Ω y de las trayectorias asociadas en los SMD, el XITRACK.

$$QUAL = \left(\frac{p_x}{p_z} - \frac{dx}{dz}(xitr) \right)^2 + \left(\frac{p_y}{p_z} - \frac{dy}{dz}(xitr) \right)^2 \quad (4.3)$$

donde p_x, p_y, p_z son las componentes del momentum del Ξ/Ω y $\frac{dx(y)}{dz}(xitr)$ son las inclinaciones del XITRACK en las SMD.

- SHX e SHY - Este corte es una comparacion entre las intercepciones de la proyección del momentum del Ξ/Ω y la trayectoria asociada en los SMD, el XITRACK, en el plano XY del blanco de interacción.

$SHX = X_{p\Xi(\Omega)} - X_{xitr}$ y $SHY = Y_{p\Xi(\Omega)} - Y_{xitr}$, donde $X(Y)_{p\Xi(\Omega)}$ son las coordenadas de la intercepción de la proyeccion del momentum del Ξ/Ω y $X(Y)_{xitr}$ son las coordenadas del intercepto del XITRACK.

- EFF - Es la razon entre el número de planos SMD que el XITRACK del Ξ/Ω sensibiliza (hits), y el número total de planos SMD que se encuentran después de los blancos (17). Cuando el XITRACK sensibiliza 17 planos, la eficiencia EFF es de 100%.

4.3 Masa invariante

Si tenemos una cierta partícula (por ejemplo D^0) que decae a algunas partículas hijas, el cuadrimomento al cuadrado de la partícula madre es:

$$p^2 = p^\mu p_\mu = E^2 - (c\mathbf{P})^2 = (Mc^2)^2 \quad (4.4)$$

En cualquier marco inercial de referencia M es la masa invariante de dicha partícula. Si la partícula "madre" decae en varias partículas entonces:

$$(Mc^2)^2 = (E_1 + \dots + E_n)^2 - c\mathbf{P}_1 + \dots + c\mathbf{P}_n^2 \quad (4.5)$$

Decaimiento en dos partículas

En el decaimiento a dos partículas el cuadrado de la masa (en unidades naturales) es un invariante.

$$M^2 = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2) \quad (4.6)$$

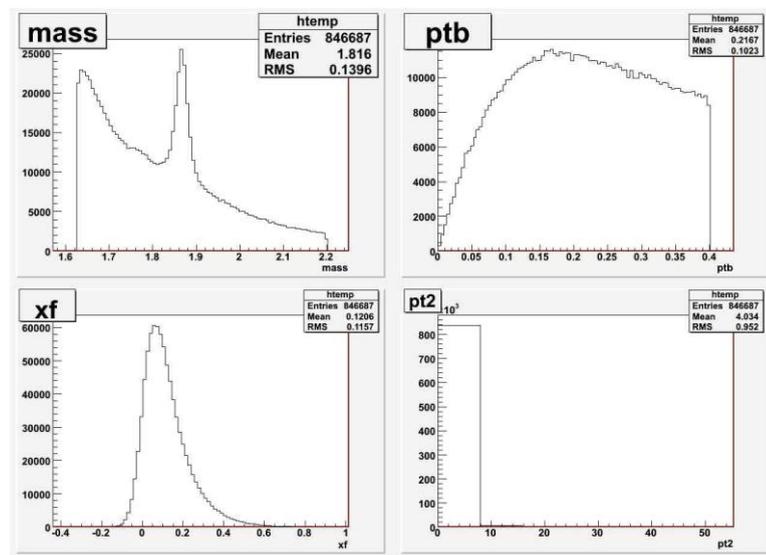


Figura 4.9: Masa invariante y momentos de datos reales.

Como se puede ver en la figuras 4.9, 4.10 la distribución de masa invariante (de la combinación de las dos partículas "hijas") tiene ruido (background) pero si se puede ver una señal clara, por lo que se supone que ya se realizaron algunos cortes físicos. La señal o background se calcula ajustando el histograma a una función de Gauss a la cual se le sumo una función exponencial (figs. 4.11, 4.12). Análogamente para los eventos Monte Carlo, una gaussiana mas una función constante.

La función esta dado por la ecuación:

$$f(x) = e^{-0.5\left(\frac{x-1.865}{0.017}\right)^2} \quad (4.7)$$

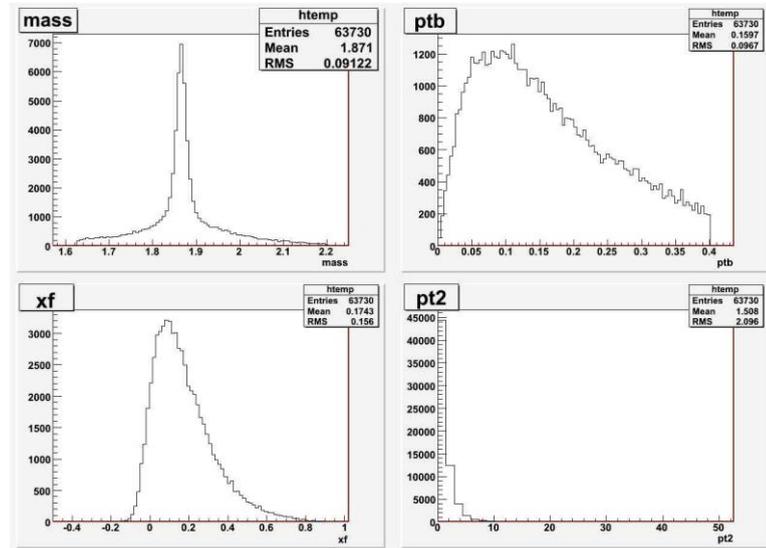


Figura 4.10: Masa invariante y momentos desde eventos Montecarlo.

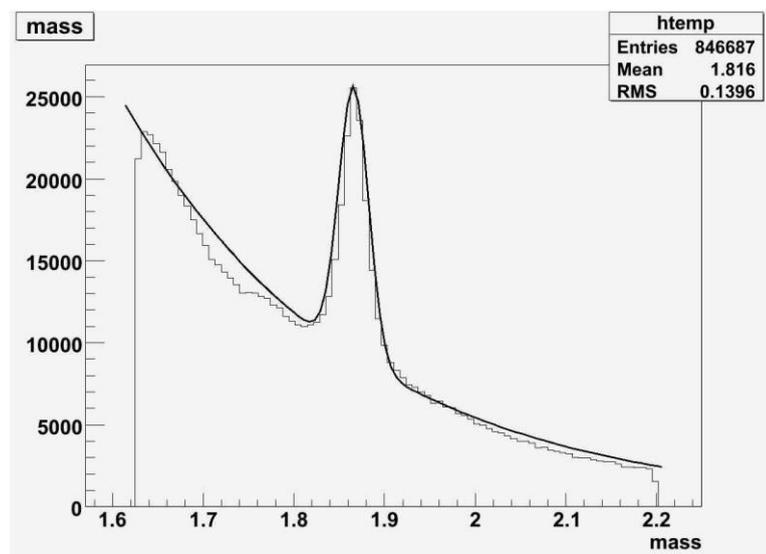


Figura 4.11: Masa invariante.

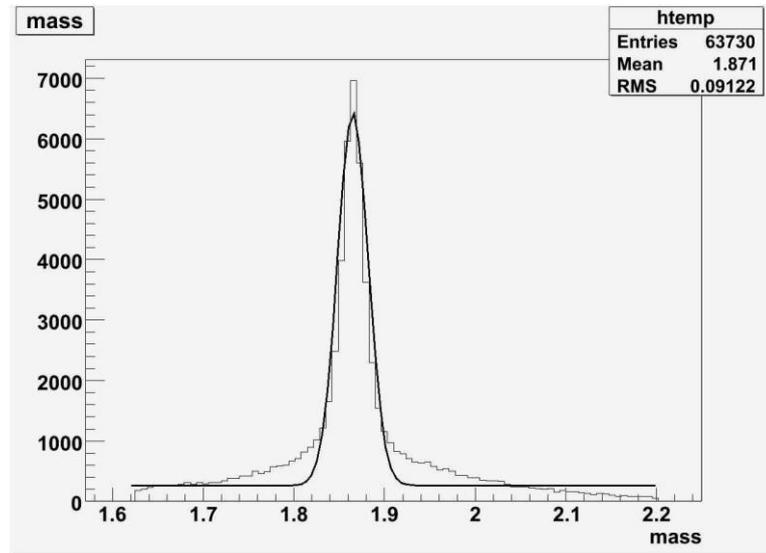


Figura 4.12: Masa invariante desde eventos Monte Carlo.

4.3.1 Filtros de reconstrucción

Filtro version 5

El filtro versión 5, realizado durante la reconstrucción de los primeros tres cuartos de los datos, seleccionaba diversos tipos de eventos. Estos eventos eran seleccionados, caso cualquiera de los siguientes criterios de selección fuesen satisfechos:

- La presencia de un vértice de dos trayectorias cuya distancia, en la dirección z , con relación al vértice primario fuese por lo menos seis veces mayor que el error asociado a esta medida;
- La presencia de un vértice de tres o más trayectorias cuya distancia, en la dirección z , con relación al vértice primario fuese por lo menos cuatro veces mayor que el error asociado a esta medida;
- La presencia de un K_s o un Λ que decae en la región posterior a la de los SMDs;

- La presencia de un ϕ asociado a trayectorias del tipo SESTR.

Una vez totalmente reconstruido el evento, todas las informaciones del evento consideradas necesarias para el análisis final son almacenadas, juntamente con la información digital de cada canal del espectrometro, en cintas magnéticas denominadas DST (Data Summary Tapes). El filtro redujo la muestra original cerca de 5,5 veces.

Filtro version 7

Durante la reconstrucción y filtrado se iban analizando los datos tanto para buscar las partículas que queríamos estudiar como para calibrar mejor las diferentes partes del espectrometro. Por ejemplo, en el filtro version 5 se usó el single bend point approximation para simular el efecto del campo magnético. Aquí se hizo un mapeamiento total del campo (full field) para simular con mayor precisión el campo. En la version 5 se vio que en las cámaras de arrastre había un hueco en las eficiencias de las cámaras. Esto es, en la región de las cámaras por las cuales pasaba el haz se producía una gran cantidad de partículas altamente energéticas y con ángulo bajo de inclinación con relación al haz. Esto originó, en el transcurso de la corrida (run) del experimento, un desgaste de los hilos en esa región, causando en las cámaras una reducción significativa de eficiencia en esa zona, no reconstruyendo la mayoría de las trayectorias que pasaban por la zona creando un efecto de hueco en las cámaras. La posición del hueco en las cámaras y las eficiencias de estas fue calculada con mayor precisión en el filtro version 7.

4.4 Muestra de candidatos a Hyperons

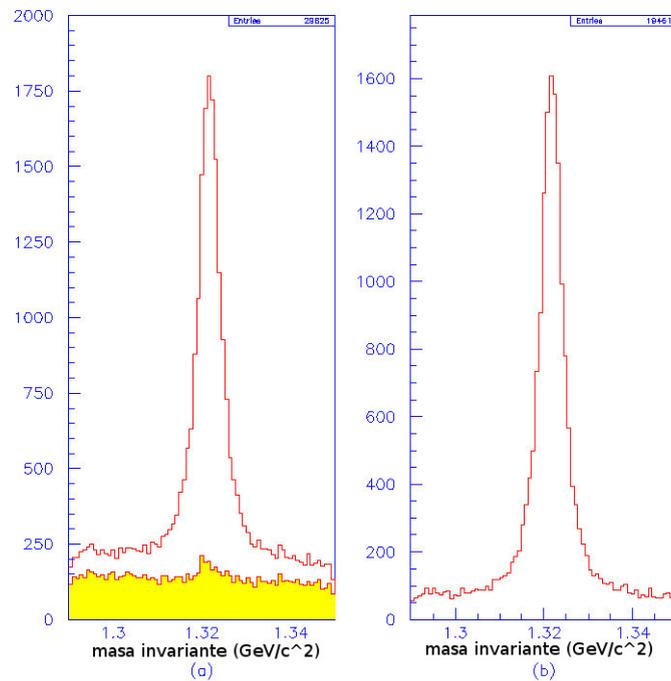


Figura 4.13: Espectro de Masa del Ξ (a) La parte blanca es sin cortes, en la parte oscura se exige que el π del Ξ sea una trayectoria (SESTR) de la región de los SMD (b) Exigencia que el π del Ξ sea una trayectoria (ESTR) de la region de las camaras de arrastre).

4.4.1 Muestra de (candidatos a) Ξ/Ω

Hicimos un Strip de Ξ/Ω para reducir la muestra a razon de una cinta por cada 5 runs. Aún con esa reduccion quedaron 120 cintas para trabajar conteniendo mucho background, lo que nos llev a aplicar algunos cortes adicionales, como por ejemplo exigir que la trayectoria $\pi(K)$ del $\Xi(\Omega)$ no fuese solo de la región de los SMD mas que pasase por la region de las cámaras de arrastre (ver fig. 4.13). Los cortes redujeron en 40% la muestra de Ξ y en 60% la de Ω , mejorando la relación S.

4.4.2 La N-tupla de Λ , Ξ y Ω

A partir de las cintas de sub-strips, creamos una base de datos denominada N-tupla donde quedan registrados, para cada evento seleccionado, los valores de las variables consideradas importantes. Los datos de la N-tupla pueden ser analizados con el uso del PAW, programa del CERN, que permite crear histogramas y gráficos de las variables presentes. También analizamos las N-tuplas con el programa ROOT, también del CERN, que es un ambiente de trabajo (framework) gráfico-estadístico mucho más versátil e intuitivo para trabajar. Los eventos, como antes, son seleccionados a través de programas de análisis escritos en FORTRAN (en el caso del PAW) y/o C++ (en el caso del ROOT), con la misma estructura básica de los códigos de strips. Los cortes utilizados para seleccionar los eventos de la N-tupla [28] fueron basados en los cortes de los sub-strips de Λ y de Ξ/Ω . En la figura 4.14, mostramos el espectro de Λ seleccionados con los cortes aplicados a nuestra N-tupla.

Similarmente para Ξ y Ω vemos en las figuras 4.15 y 4.16. Tanto para la sub-muestra de Ξ como la de Ω utilizamos 100% de la muestra total del E791.

Al final obtuvimos la mayor muestra de Λ , Ξ y Ω existente usada en estudios de asimetría, polarización o cualquier otro tipo de estudios hechos hasta el presente.

A seguir, describiremos los procedimientos empleados en el estudio de asimetrías de Λ , Ξ y Ω a partir de la muestra de eventos contenida en la N-tupla.

4.5 Muestra de candidatos a mesones D

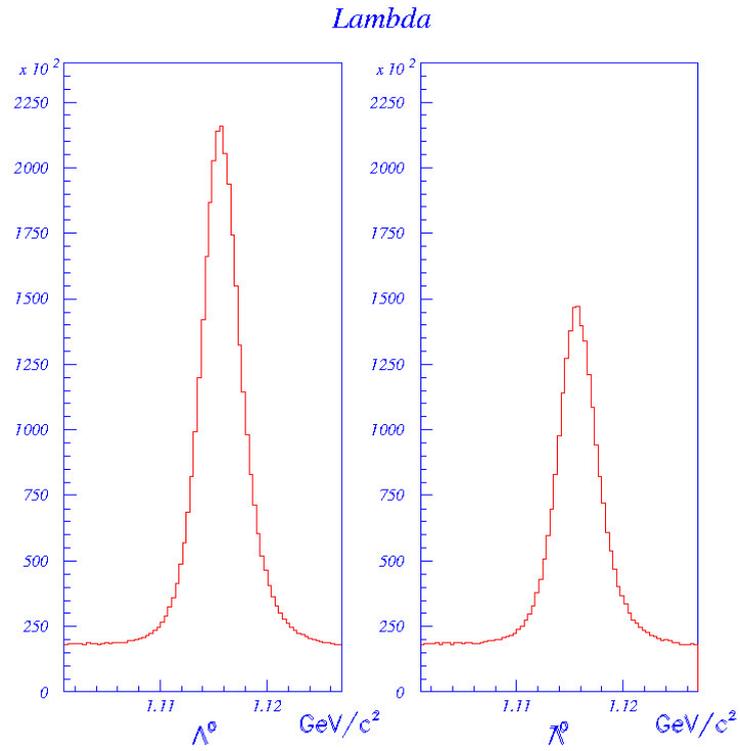


Figura 4.14: Espectro de masa de las combinaciones $p\pi$ del Λ^0 (izquierda) y $\bar{\Lambda}^0$ (derecha).

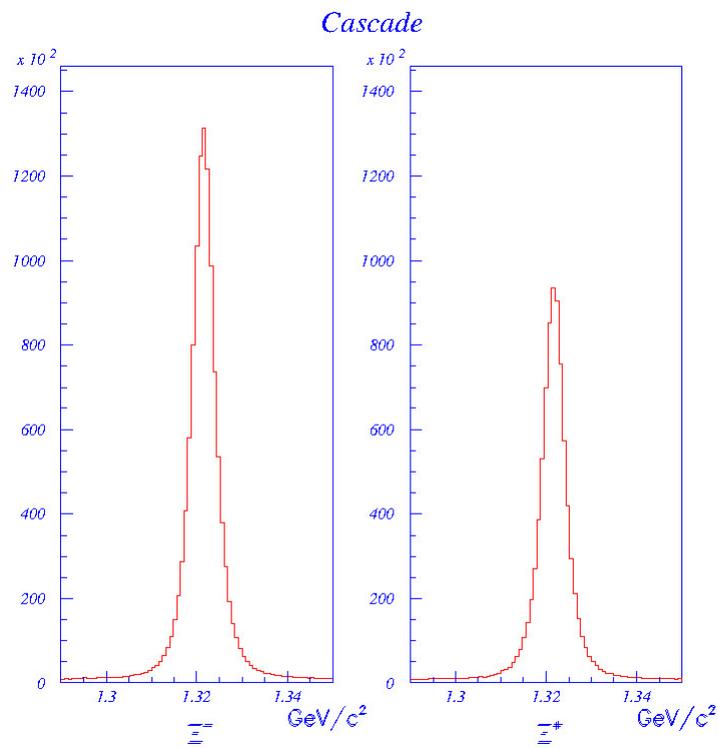


Figura 4.15: Espectro de masa del Ξ^- (izquierda) y de Ξ^+ (derecha).

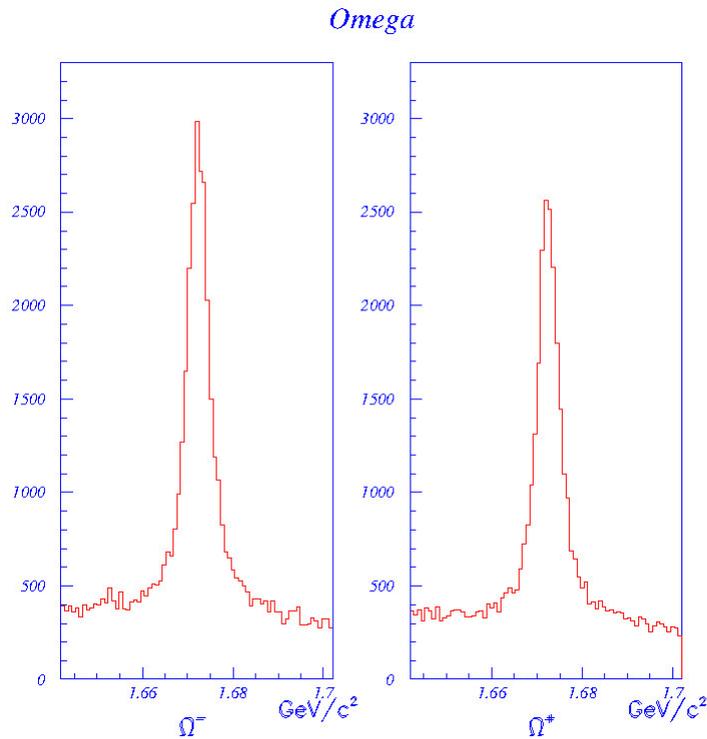


Figura 4.16: Espectro de masa del Ω^- (izquierda) e do Ω^+ (derecha).

4.5.1 Selección de Datos

Para esta muestra los cortes finales para el análisis de la sección transversal fueron optimizados para obtener la mejor significancia estadística (es decir, para maximizar $S/\sqrt{S+B}$), pero chequeando siempre los errores sistemáticos. Para la selección de esta muestra no usamos la información del Cerenkov porque las incertezas sistemáticas sobrepasan los beneficios de la mejora de la significancia estadística.

Los candidatos $D^0 \rightarrow K\pi$ fueron seleccionados de todos los decaimientos en dos trazos con masas (invariantes) entre $\pm 200 \text{MeV}/c^2$ de la masa nominal del D^0 . Los cortes finales se muestran en la tabla 4.3.

Los candidatos $D^0 \rightarrow K3\pi$ fueron seleccionados de todos los decaimientos en cuatro

Variable	Signo	Corte
Mass	>	1.7 GeV/c ²
SDZ	>	8
PTB	<	0.4 GeV/c
DIP	<	60 μm
PISO	>	40 μm
PISO/DIP	>	2.25
SIGMA	>	0
PT2DK	>	0.4 GeV ² /c ²
TAU	<	5 ps
COSCM	<	0.995
MXXIS	<	5
ZPRIM	<	-1.0 cm
P(K), P(π)	>	2 GeV/c

Tabla 4.3: Cortes finales para decaimientos $D^0 \rightarrow K\pi$ (y conjugada).

trazos con masas (invariantes) entre $\pm 200 \text{ MeV}/c^2$ de la masa nominal del D^0 . Ver tabla 4.4. No usamos otras combinaciones, usando vértices con dos y tres trazos, ya que vimos que contribuyen mucho mas al incremento del background y muy poco a la seal. Demostraremos aquí que la técnica de radio de BRs (Branching ratios o Razones de Ramificacion) funciona bien sin estas complicaciones adicionales.

4.5.2 Técnica de Análisis

Los cortes finales anteriores los aplicamos tanto en la muestra de datos experimentales como en la de MC. El conocimiento imperfecto del campo magnético del Espectrometro E791 y de su geometría (cambios en las eficiencias de algunas zonas de las camaras de arrastre (drift chambers) con el tiempo de uso intensivo) produce un "corrimiento" de la masa (mass shift) relacionado con el x_F . Figuras 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, muestran la dependencia con respecto al x_F de la masa invariante y su resolucion (ancho) para los modos de decaimiento analizados. Un resultado similar se obtuvo para los datos MC.

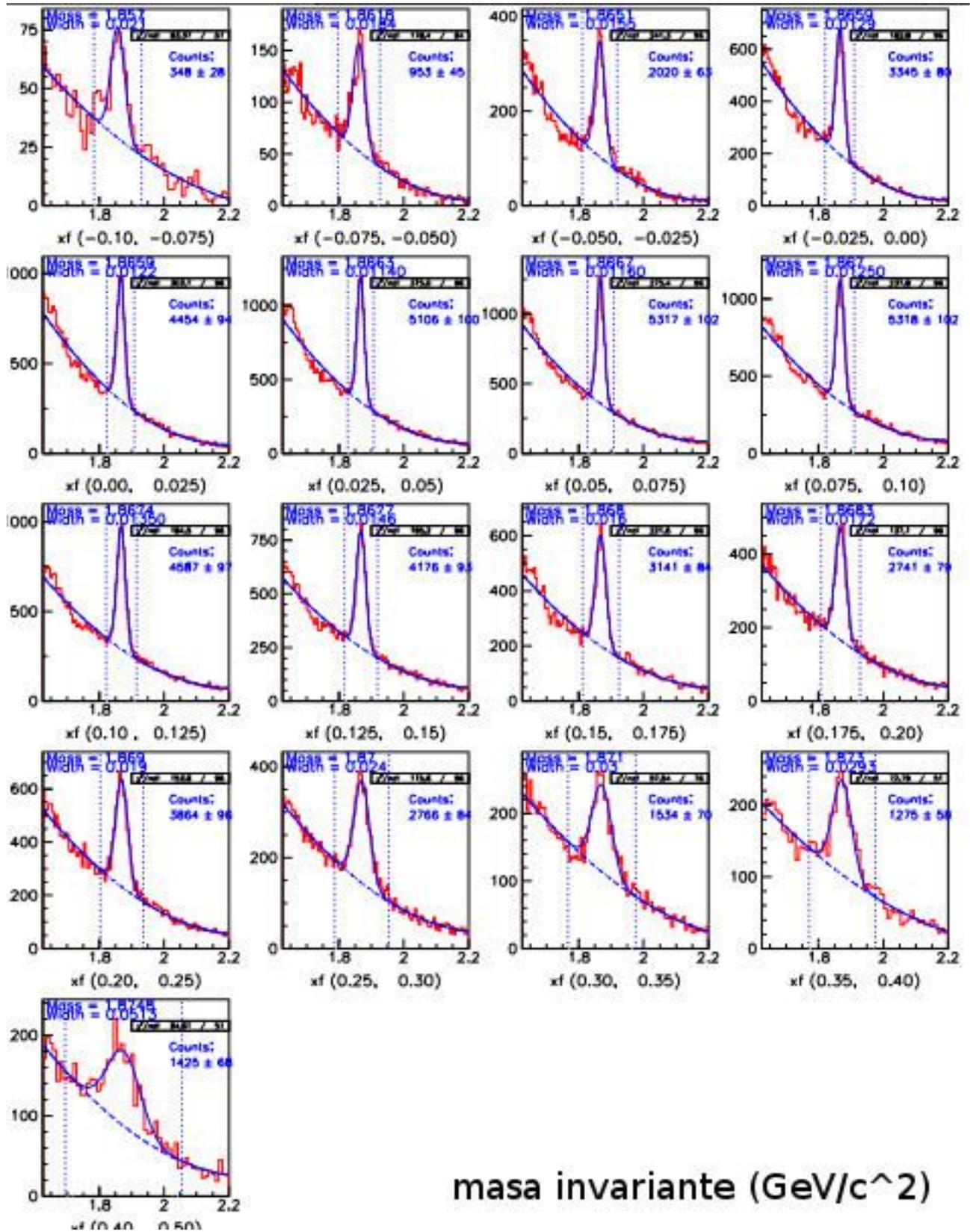


Figura 4.17: Muestra $K\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 5" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbon (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).

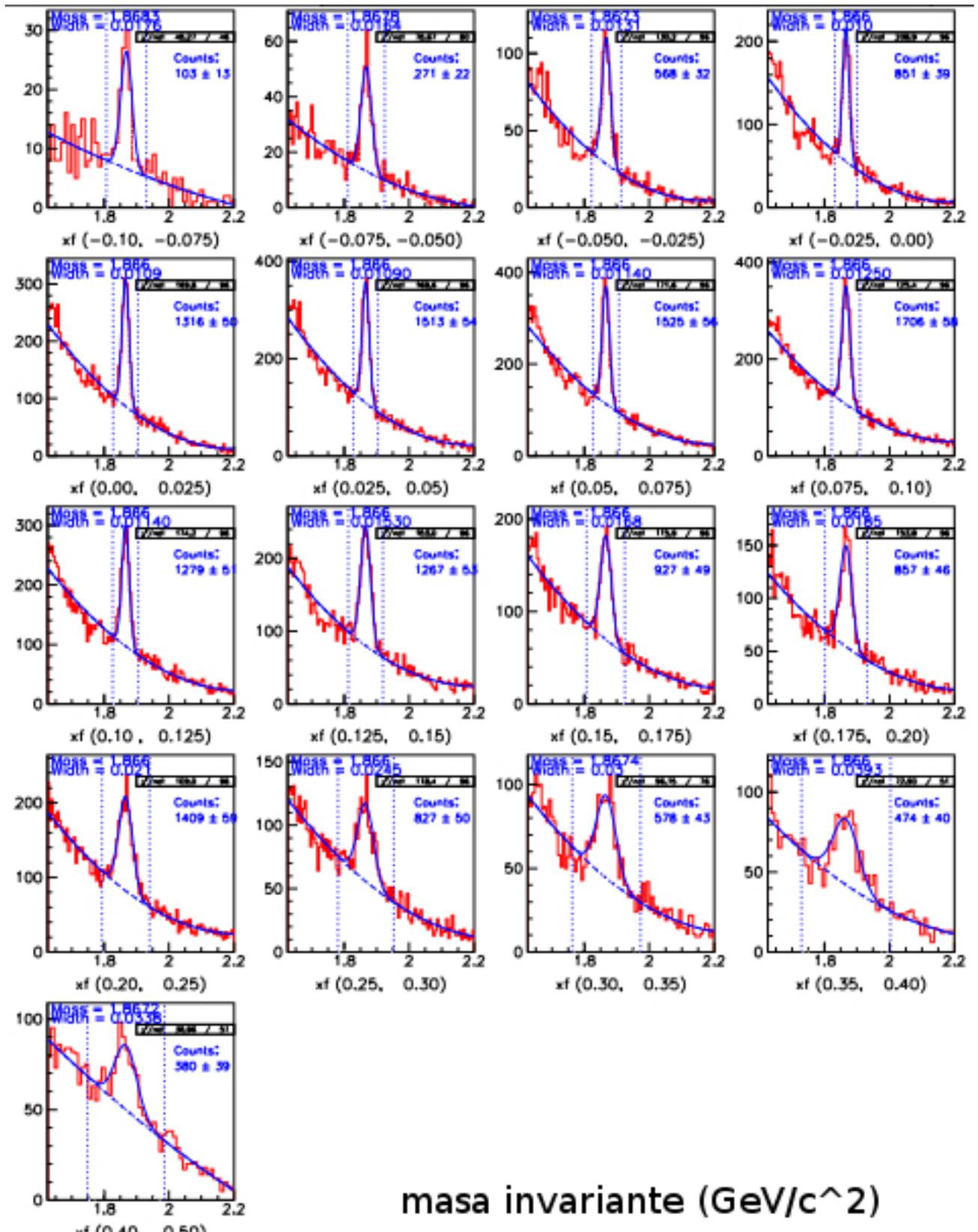


Figura 4.18: Muestra $K\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 7" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbon (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).

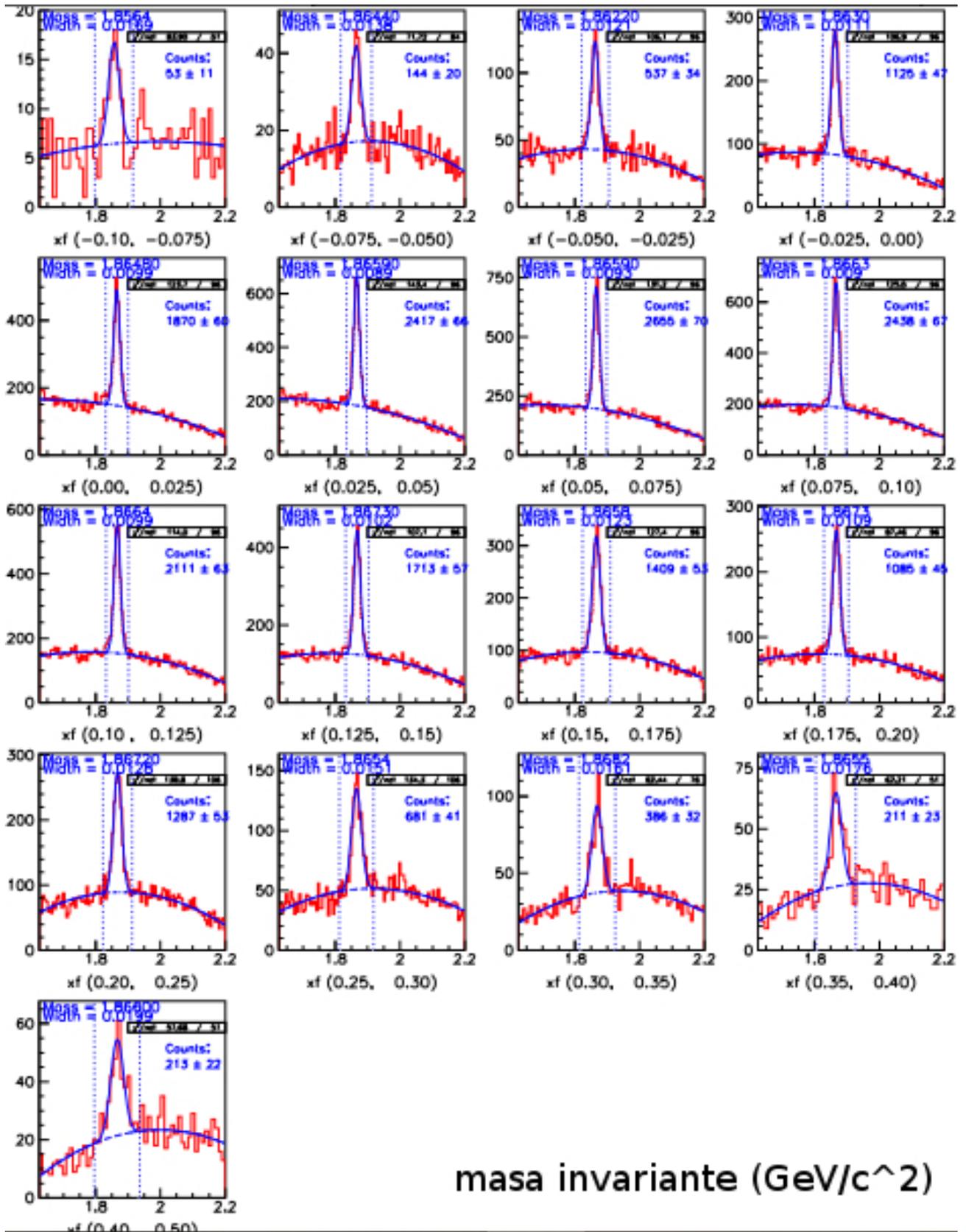


Figura 4.19: Muestra $K3\pi$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 5" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbon (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).

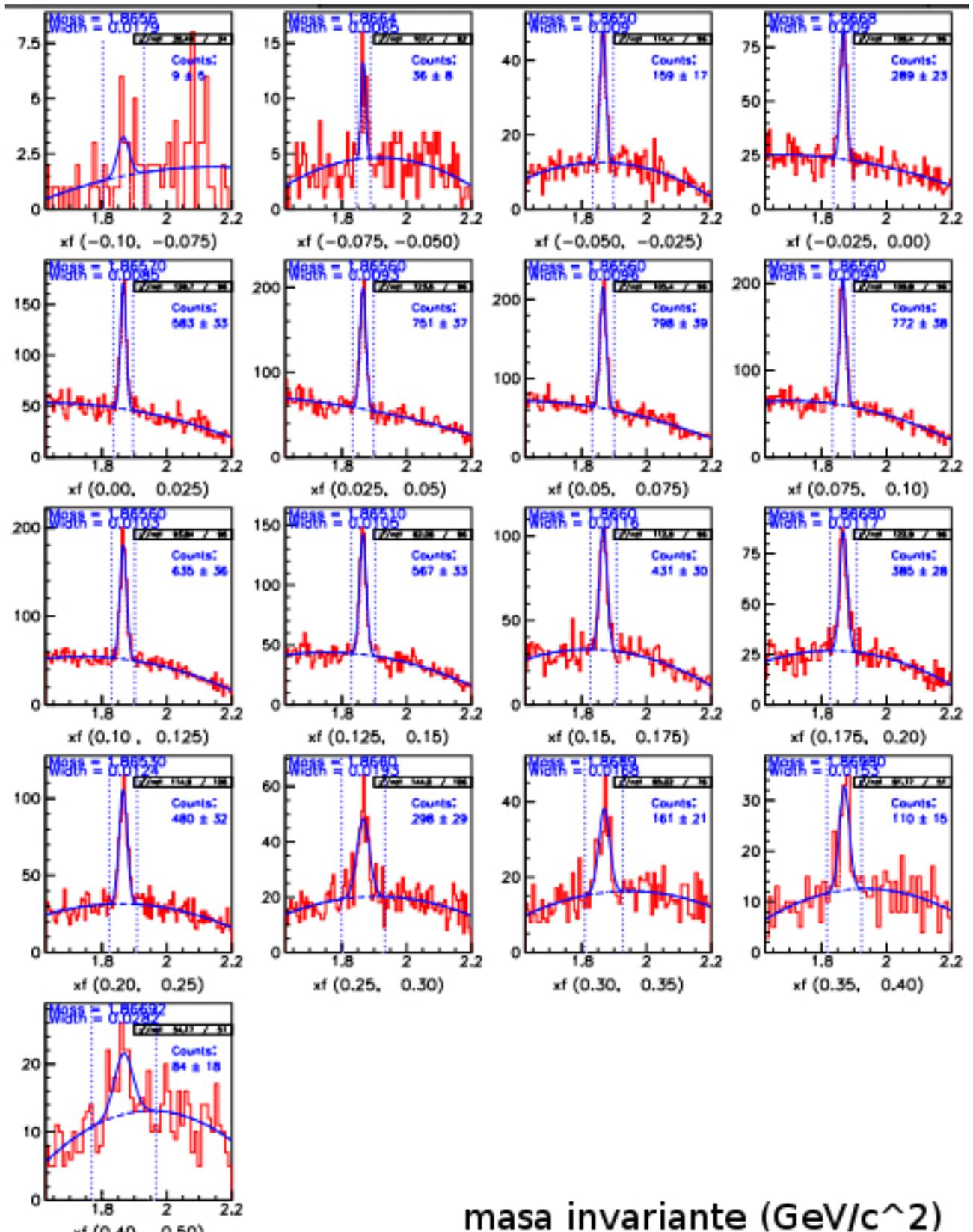


Figura 4.20: Muestra $K\pi^0$ de plots de masa invariante para 17 bins de x_F de datos del "Release 7" E791 con los cortes finales. Se usaron datos de interacciones en los blancos de Carbon (Diamante), y no del blanco de Platino (mayor background).

Variable	Signo	Corte
Mass	>	1.7 GeV/c ²
SDZ	>	8
PTB	<	0.4 GeV/c
DIP	<	60 μm
PISO	>	40 μm
PISO/DIP	>	2.25
SIGMA	>	0
PT2DK	>	0.4 GeV ² /c ²
TAU	<	5 ps
COSCM	<	0.995
MXXIS	<	5
CHIVTX	<	12
ZPRIM	<	-1.0 cm
P(K), P(π)	>	2 GeV/c

Tabla 4.4: Cortes finales para decaimientos $D^0 \rightarrow K 3\pi$ (y conjugada).

Para corregir el efecto de variación de la masa y su resolución en las diferentes regiones cinemáticas, convertimos todos los plots de masa invariante usados en este análisis en "masa normalizada". Por ejemplo, la masa normalizada de un candidato a $D^0 \rightarrow K\pi$ en bin x_F es definido como:

$$m_n = \frac{m_{K\pi} - m_{D^0}}{\sigma_{D^0}} \quad (4.8)$$

donde $m_{K\pi}$ es la masa medida del candidato, y m_{D^0} y σ_{D^0} son la masa promedio y su resolución (ancho) de los candidatos a D^0 en bin x_F , obtenidos mediante el ajuste de una función gaussiana al pico de la señal para los plots de masa invariante en cada bin de x_F mostrados en las figs. 4.17, 4.18, 4.19, 4.20. Las figuras 4.21 y 4.22 son las distribuciones de masa normalizada para las muestras totales de $K\pi$ y $K\pi\pi\pi$ usadas aquí. Los valores de señal de las figuras son obtenidos haciendo un ajuste a la distribución de masa normalizada con una función gaussiana, tomando el valor medio de masa normalizada

equivalente a 0 y su ancho equivalente a 1. El background se ajusta con una función cuadrática.

Esta técnica usada para contar eventos en los plots de masa normalizada difiere solo en un 10% con respecto a la técnica tradicional (integrar la curva gaussiana y sustraer el background) pero reduce la incerteza en el ajuste para obtención del valor de la señal. También el background se ajusta mejor. Esta técnica tiene una ventaja especial cuando ajustamos plots de masa con relativamente pocos eventos, por ejemplo para x_F grandes.

4.5.3 Eficiencia de reconstrucción

Definimos la eficiencia de reconstrucción como el número de eventos MC reconstruidos dividido por el número de eventos MC generados en cada bin de una variable.

$$\epsilon(x) = \frac{MC_{\text{reconstruido}}(x)}{MC_{\text{generado}}(x)} \quad (4.9)$$

Para cada modo de decaimiento de D^0 reconstruimos eventos MC para ambos Release 5 y Release 7, aplicando los cortes finales correspondientes. También exigimos un reconocimiento ("match") entre el kaon reconstruido y el generado (usando la información de la tabla de verdad (Truth Table) de MC). Usamos dos conjuntos de datos MC, correspondientes a dos versiones de MC E791, uno el MC PYTHIA/JETSET "default", o MC1, y una versión más nueva, o MC2, que tomó en cuenta dos efectos: i) E791 tiene mayor distribución con p_T grande que el MC "default" del E791, ii) una parametrización mejorada del "hoyo" en la cámara de arrastre.

Una comparación entre eficiencias de reconstrucción de MC1 y MC2 se muestra en la

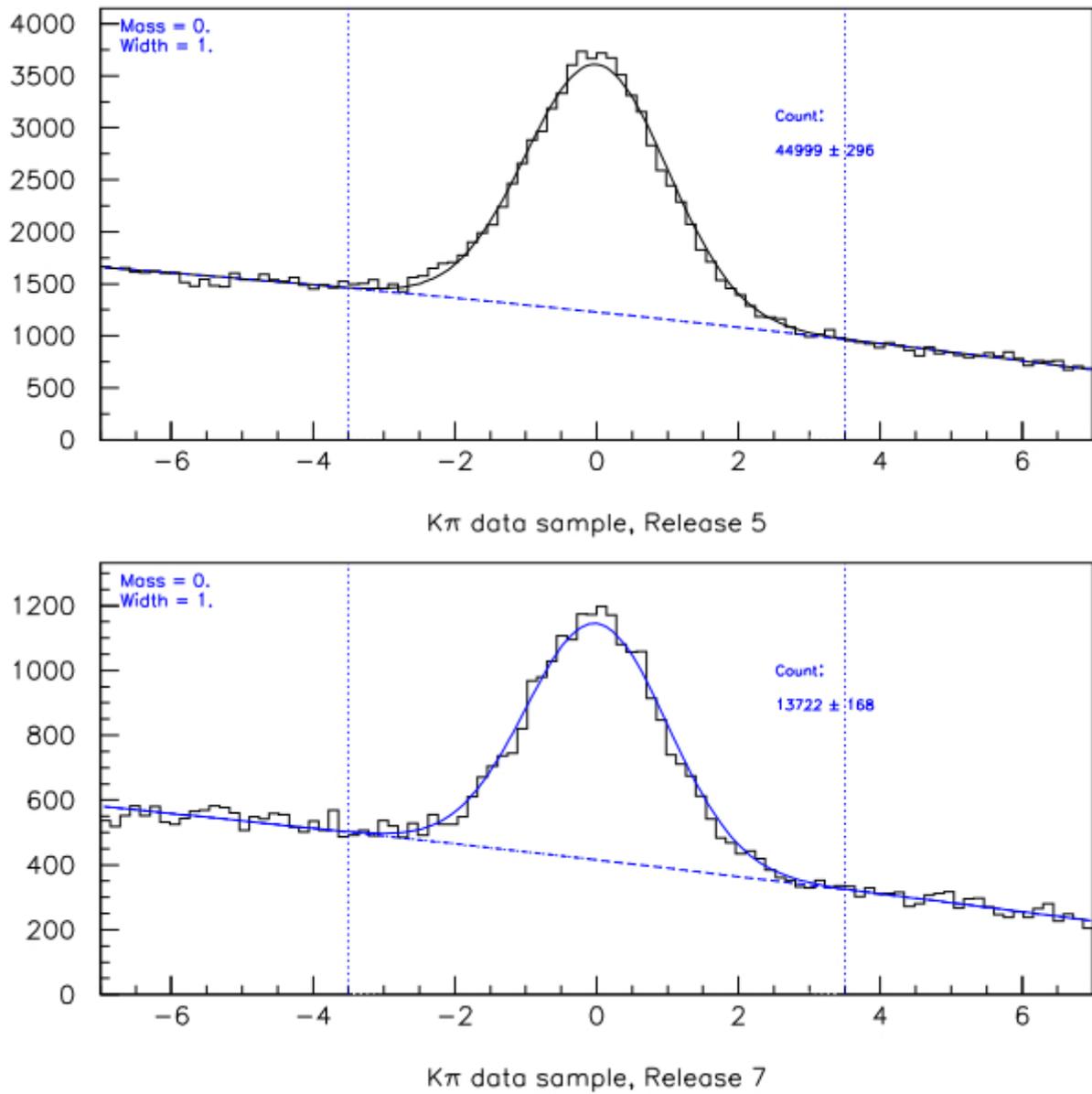


Figura 4.21: Muestras de "Release 5" (superior) y "Release 7" (inferior) E791 de $K\pi$, plots masa normalizada, con los cortes finales.

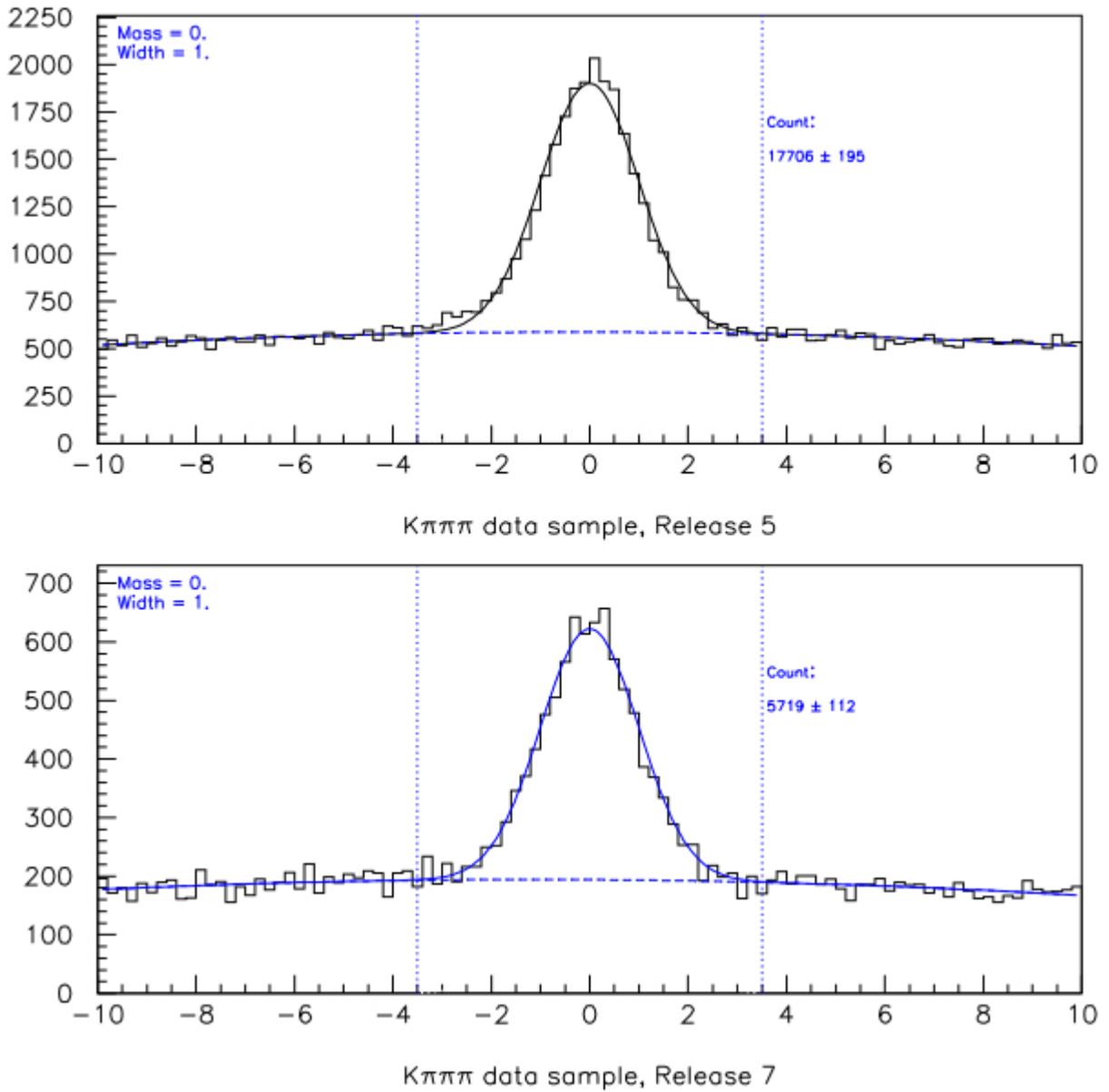


Figura 4.22: Muestras de "Release 5" (superior) y "Release 7" (inferior) E791 de $K\pi\pi$, plots masa normalizada, con los cortes finales.

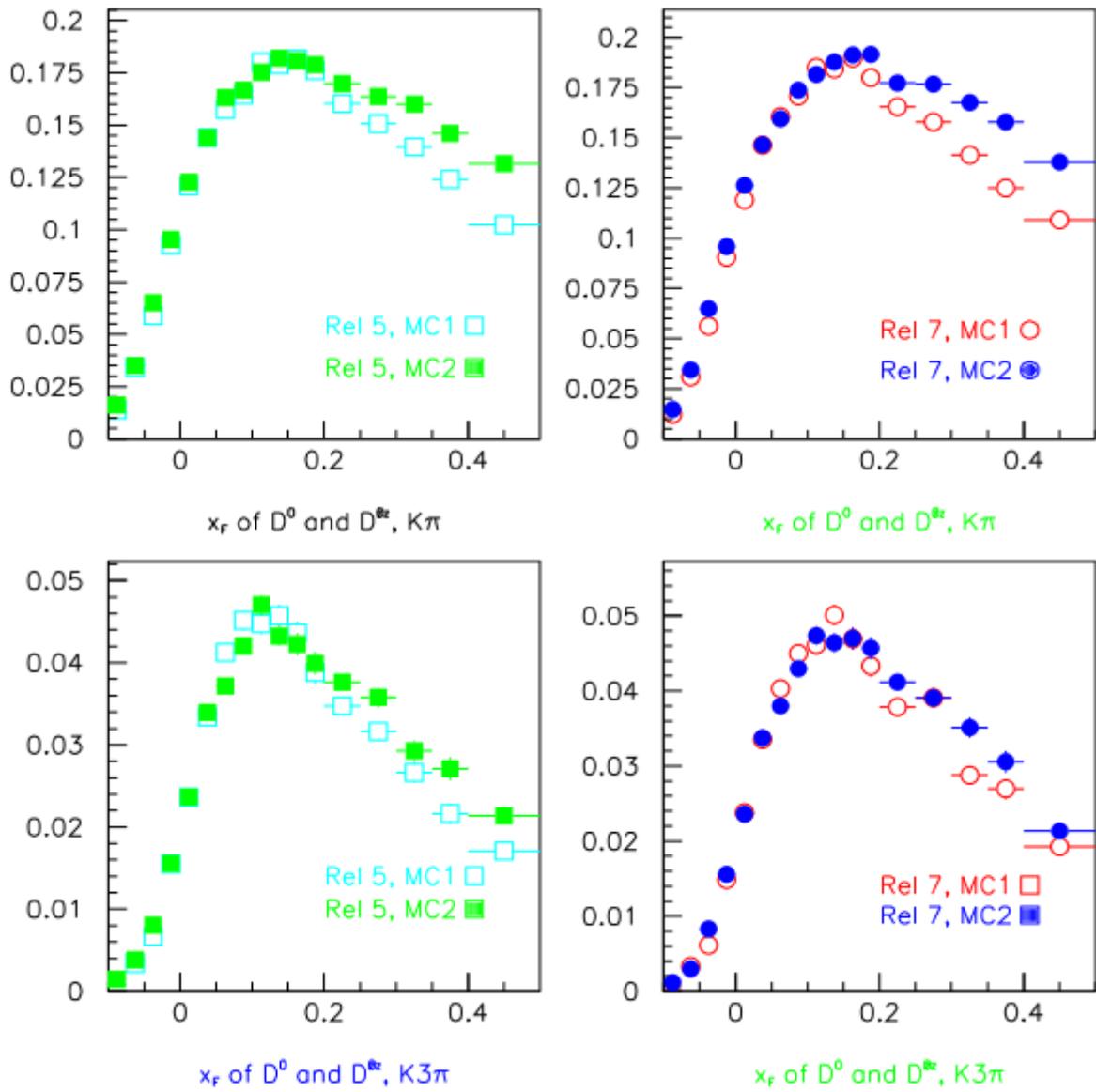


Figura 4.23: Comparación de eficiencias de reconstrucción MC1 y MC2 para conjuntos de $K\pi$ (arriba) y $K3\pi$ (abajo).[11]

fig. 4.23. Se puede observar que MC2 da una mayor eficiencia para x_F grandes. Debido a los cinco periodos de reconstrucción y dos "Releases" trabajamos con diez funciones de reconstrucción. Figura 4.24 muestra la dependencia, con respecto a x_F (y se hizo un estudio similar con p_T^2), de las eficiencias de reconstrucción para $K\pi$ ($K\pi\pi$).

Dadas las eficiencias de reconstrucción podemos obtener las distribuciones x_F y p_T^2 de los eventos reconstruidos $K\pi$ y $K\pi\pi$, corregidos por sus eficiencias correspondientes.

4.6 Generación de eventos Monte Carlo

Una etapa muy importante en nuestro análisis fue la producción de una gran cantidad de eventos de MC. En este proceso tenemos dos partes importantes. Primero el desarrollo y mejora del código de simulación y digitalización de MC comparándolo con datos reales (por ejemplo la simulación completa del campo magnético así como la eficiencia de las cámaras de arraste) y segundo las farms de producción así como el script para la ejecución de los programas.

4.6.1 El código de MC

El programa de simulación de Monte Carlo consiste básicamente de tres partes: 1) Generación del evento $q\bar{q}$ en interacción pión-nucleón a 500 GeV via los mecanismos de fusión de gluones y aniquilación de quarks; 2) Hadronización de los quarks y gluones producidos en partículas observables y posteriores decaimientos; 3) La digitalización del evento, que es la simulación detallada del paso, por el espectrómetro, de las partículas ionizantes producidas en la interacción pión-nucleón.

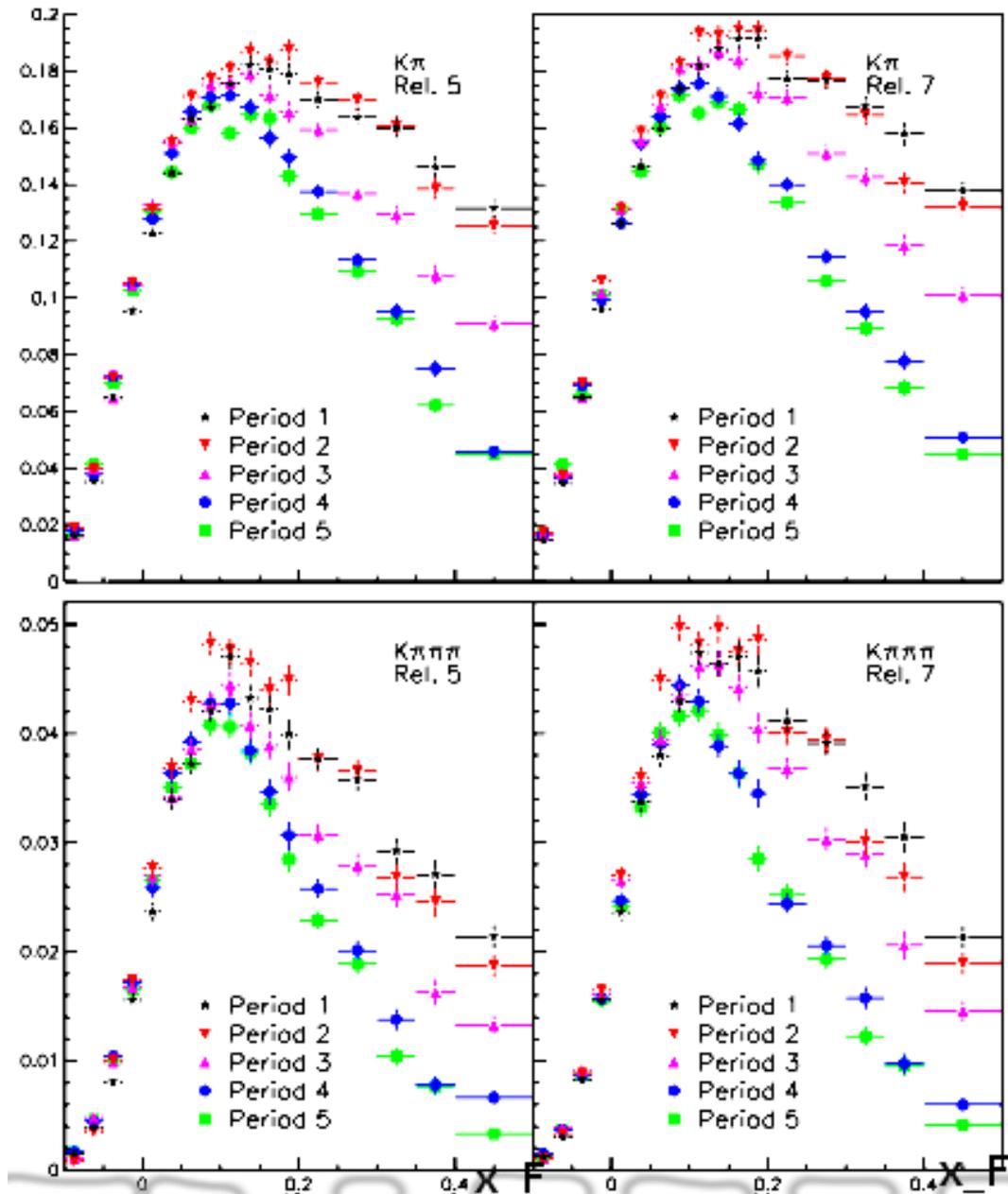


Figura 4.24: Eficiencias de reconstrucción $K\pi$ (arriba) y $K\pi\pi\pi$ (abajo). Release 5 (izquierda) y Release 7 (derecha). También se muestra la eficiencia para los cinco periodos de toma de datos como una función de x_F . [11]

Para la generación y hadronización de los eventos Monte Carlo, el E791, utilizamos los códigos PYTHIA e JETSET [26], desarrollados en el CERN. El programa PYTHIA crea un par $q\bar{q}$ a través de mecanismos de producción de la QCD en orden α^2 . El JETSET simula el proceso de hadronización, basado en el modelo LUND [27] de fragmentación de cuerdas.

Para la digitalización del evento un conjunto de rutinas es utilizado para simular el paso, a través de todo el espectrómetro, de las partículas producidas.

En la simulación primero son llevados en cuenta los conocimientos teóricos al respecto de los fenómenos físicos involucrados en el paso de las partículas a través del detector. Para simular la geometría y composición física del detector usamos el código GEANT. Después que los eventos eran generados, estas rutinas extrapolan las trayectorias de las partículas producidas a través del espectrómetro, al mismo tiempo en que simulan el scattering múltiple, interacciones secundarias, decaimientos de partículas inestables, acción de los magnetos, etc.

Después es hecha la digitalización de los eventos, esto es, las informaciones de los diversos detectores pasan a representarse en la forma de señales electrónicas. Es en esta etapa, que son incluidas las eficiencias para cada detector, ruidos, etc. Aún en esta etapa, se ajustan las distribuciones de los valores de TDC y ADC del MC con las distribuciones de los datos reales modelando así el MC. Aquí se realizó un trabajo muy grande. Primero con el mapeamiento total del campo magnético, después con la simulación de las eficiencias de las cámaras de arrastre, en especial la zona del “hueco” y, en general, la mejora en el modelado del MC en el espectrómetro entero, hasta llegar a la versión 10 del código de la

E791.

En el final de ese proceso, los datos obtenidos eran grabados en un formato idéntico al de los datos reales. Todas las informaciones relevantes sobre el evento generado, tales como, posición y momentum de las partículas, son compilados en una "Tabla de Verdad" (truth table), que es también almacenada. El siguiente paso consiste en pasar las muestras de MC por los mismos procesos que una muestra de datos reales, o sea, reconstrucción, filtrado, muestra, sub-muestra.

El trabajo hecho para ejecutar el programa en la nueva versión, y optimizar al máximo la infraestructura computacional fue enorme.

Capítulo 5

Análisis de Hyperons

Usando cortes optimizados y discutidos en el capítulo anterior obtuvimos nuestra muestra final de Λ , Ξ y Ω y procedemos a realizar los calculos de asimetrías para $\Lambda^{\circ}/\bar{\Lambda}^{\circ}$, $\Xi^{-}/\bar{\Xi}^{+}$ y $\Omega^{-}/\bar{\Omega}^{+}$ en funcion de x_F y p_T^2 . Este capítulo está basado en mis trabajos a través de memorandum y draft internos de la colaboración E791 [28].

Para el analisis de las ntuplas de datos usamos los paquetes gráfico-estadísticos PAW (Physics Analysis Workstation), primero, y después con el ROOT, que son utilitarios para la construcción y visualización de gráficos resultado del análisis estadístico de datos.

Definiremos para nuestros estudios el parámetro de asimetría A como:

$$A = \frac{N(\text{H iperon}) - \bar{N}(\text{Anti - H iperon})}{N(\text{H iperon}) + \bar{N}(\text{Anti - H iperon})} \quad (5.1)$$

Definimos este parametro como una funcion de x_F e p_T^2 . La mencion de asimetría en funcion de una sola variable indica integración en la otra variable.

5.1 Estudios de asimetría en la producción de Hyperons

Los cortes finales de la ntupla de Λ se muestran en el resultado final en la fig. 4.14.

Hacemos un ajuste (fit) en los histogramas de masa en intervalos (bins) de x_F y p_T^2 , usando el método de Maximum Likelihood, con una gaussiana y una parametrización lineal para el background. Para calcular la asimetría usamos la señal que nos da el ajuste de Maximum Likelihood (correspondientes al valor promedio de masa $\pm 2.5\sigma$) para los histogramas de masa. Hallamos $2\,571\,662 \pm 3\,057 \Lambda^0$ y $1\,668\,950 \pm 2\,627 \bar{\Lambda}^0$, $996\,180 \pm 1\,200 \Xi^-$, $706\,620 \pm 1\,020 \Xi^+$, $8\,750 \pm 110 \Omega^-$, and $7\,460 \pm 100 \Omega^+$. En la figura 5.1 podemos ver las respectivas distribuciones de masa invariante.

La fig. 5.1 muestra las distribuciones de Λ , Ξ y Ω con background substraído y da para notar la asimetría partícula con anti-partícula.

Las reglas y cortes de selección fueron los mismos para partícula y anti-partícula, pero las eficiencias en la reconstrucción no necesariamente fueron las mismas. Sobre esto hicimos un estudio bastante detallado de las eficiencias y su correlación de dependencia entre x_F y p_T^2 , por lo que calculamos las eficiencias en bins de los dos parámetros (fig. 5.2). Las eficiencias pueden variar en hasta un 30% para los hyperons (por la geometría y sus diferentes tiempos de vida media), pero el ratio entre eficiencias partícula y anti-partícula es cercano a uno. Las asimetrías obtenidas se ven en las figuras 5.3 y 5.4. Los resultados finales integrados sobre tres regiones de x_F se ven en la tabla 5.1. Los resultados de asimetría para $x_F > 0$ son compatibles con los del experimento ACCMOR [1, 2] y con mejor precisión.

	$-0.12 \leq x_F \leq$	$-0.12 \leq x_F \leq$	$0 \leq x_F \leq 0.12$
$A_{\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0}$	0.207 ± 0.001	0.242 ± 0.002	0.124 ± 0.002
$A_{\Xi^- - \Xi^+}$	0.176 ± 0.004	0.186 ± 0.004	0.150 ± 0.007
$A_{\Omega^- - \Omega^+}$	0.099 ± 0.013	0.098 ± 0.018	0.100 ± 0.021

Tabla 5.1: Asimetrías totales para los tres hyperons, integradas sobre tres regiones de x_F .

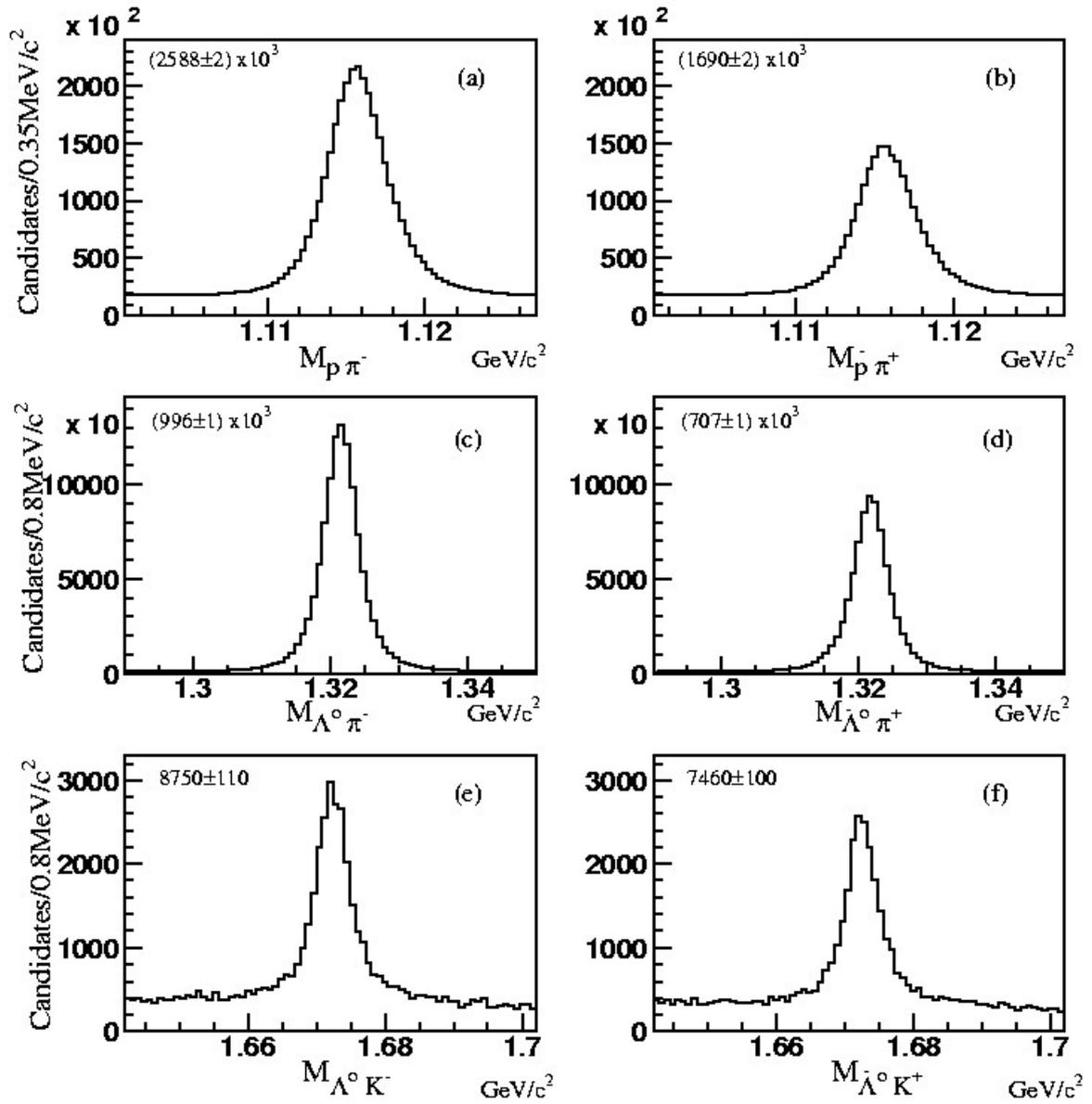


Figura 5.1: Distribuciones de masa efectiva para productos de decaimiento de hyperons en eventos seleccionados para este estudio y las correspondientes señales con background sustraido. Los plots corresponden a (a) $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$; (b) $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$; (c) $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$; (d) $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$; (e) $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$; (f) $\Omega^+ \rightarrow \Lambda^0 K^+$. [29]

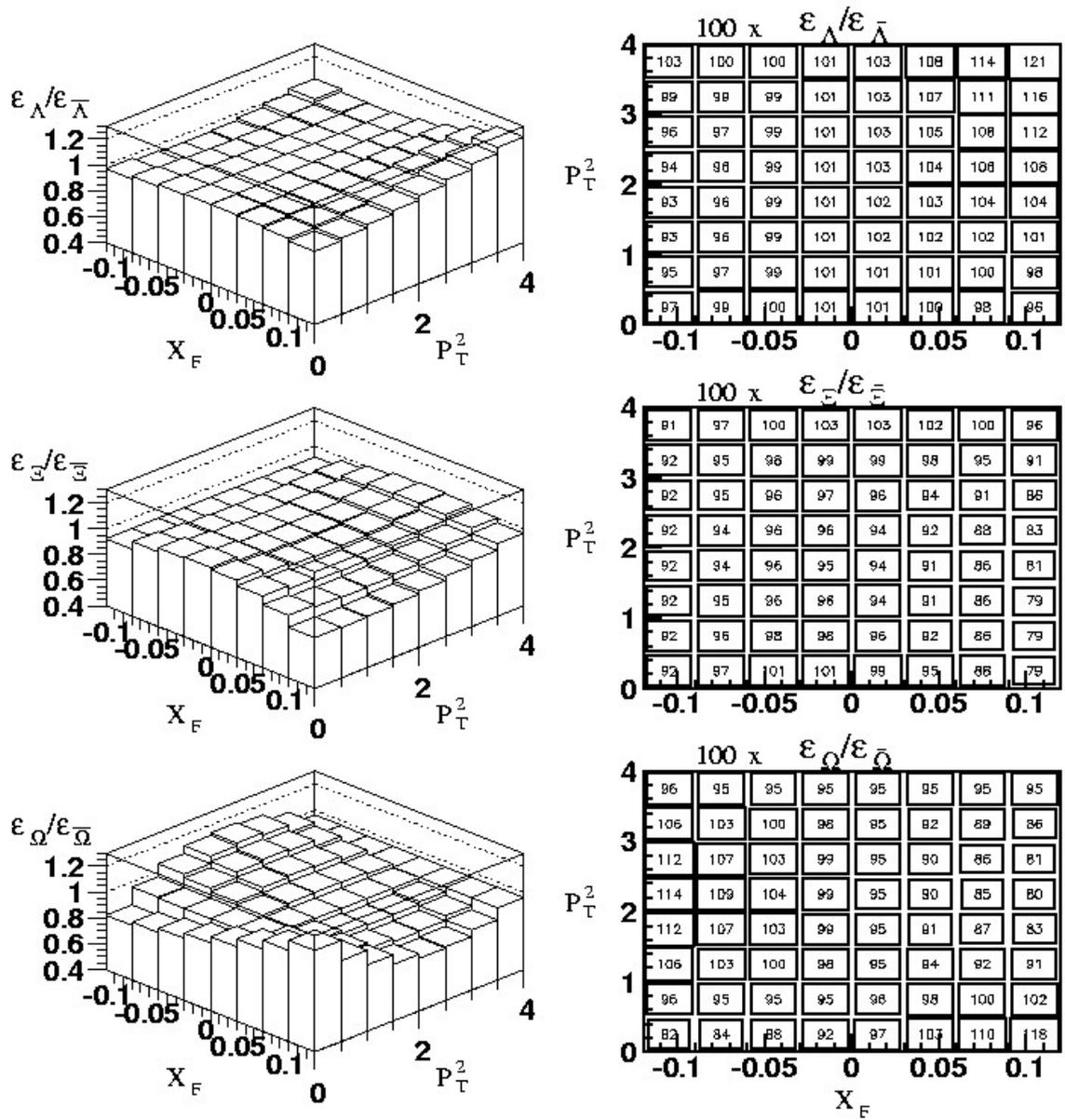


Figura 5.2: Radio de eficiencias como funcion de x_F y p_T^2 ($(\text{GeV}/c)^2$) para los tres hyperons. [29]

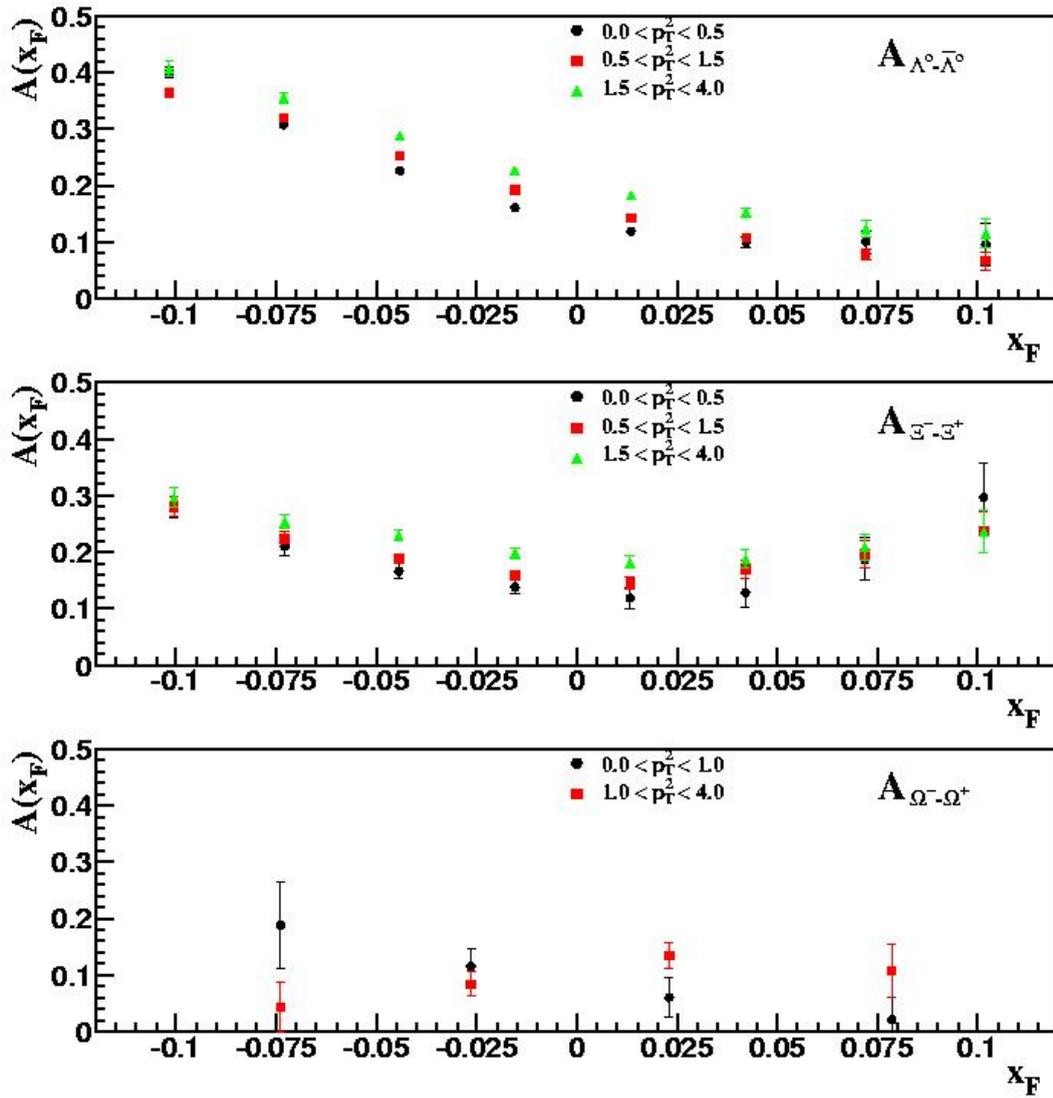


Figura 5.3: Asimetrías en la producción de hyperons como función de x_F en diferentes regiones de p_T^2 [29].

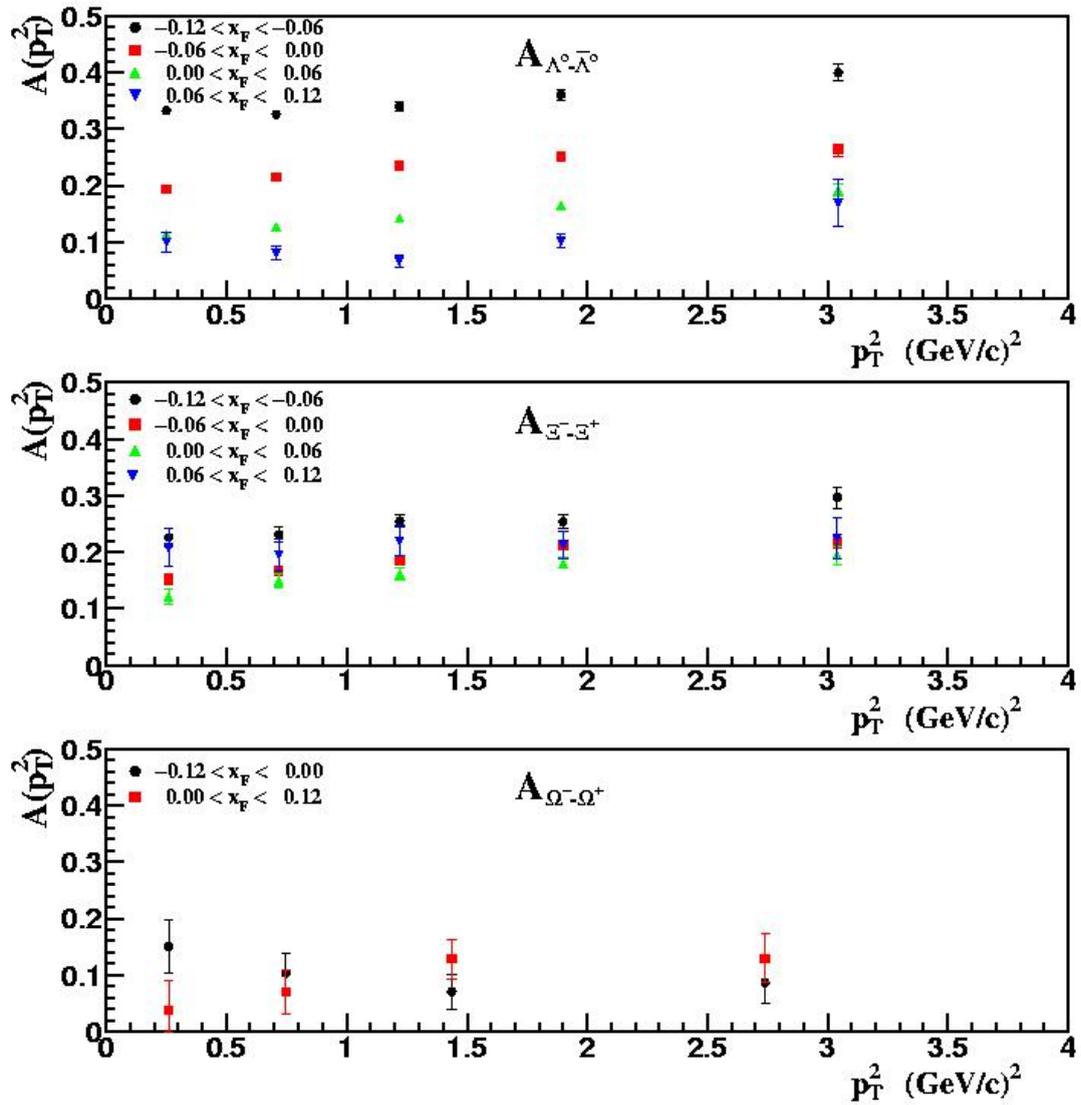


Figura 5.4: Asimetrías en la producción de hyperons como función de p_T^2 en diferentes regiones de x_F . [29]

5.2 Estudios de polarización en la producción de Ξ

Desde la medida inesperada de una polarización sustancial para producción inclusiva de Λ por protones de 300 GeV/c en Berilio [30], se ha determinado que hyperons producidos en altas energías tienen polarización diferente de cero. Las medidas son consistentes con una polarización dada por:

$$\mathbf{P}_{a+A \rightarrow b+X} = \mathbf{f}_{a,b}(x_F, p_T^2, A)\mathbf{n} \quad (5.2)$$

donde A es el peso/masa atómico del blanco nuclear y \mathbf{n} la normal al plano de producción. Hay muy pocos resultados sobre polarización de hyperons, y con muy poca estadística.

Para estudiar la polarización de los Ξ uno mira la distribución angular del Λ en el decaimiento $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ con $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ (y el decaimiento conjugado correspondiente), con respecto a la normal al plano de producción. Este plano es definido como formado por la dirección del haz y el momento del Ξ .

La distribución angular (ver figura 5.5) no es isotrópica sino que depende del coseno del ángulo entre el momento del Λ (en el sistema CM del Ξ) y la dirección de cuantización del spin ($\alpha_{\Xi^-} = -\alpha_{\Xi^+} = -0.456$).

$$\frac{1}{N_0} \frac{dN_{\Xi}}{d\cos\theta_{\Lambda\mathbf{n}}} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \cos\theta_{\Lambda\mathbf{n}}) \quad (5.3)$$

con

$$\cos\theta_{\Lambda\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{p}_{\Lambda\text{CM}\Xi} \cdot \mathbf{n}}{p_{\Lambda\text{CM}\Xi}} \quad (5.4)$$

Para el estado actual de nuestro análisis, en polarización de hyperons, corregimos los datos por eficiencia MC. Luego hicimos un ajuste (fit) a la distribución angular de

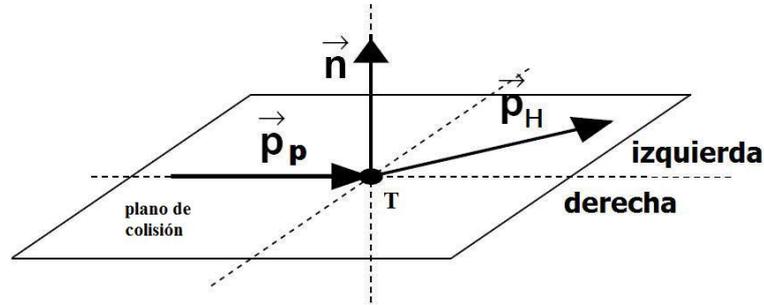


Figura 5.5: Plano de colisión y vector normal, con respecto al cual se define la polarización transversal polarización de Ξ^- y Ξ^+ y los resultados se ven en tablas 5.2 y 5.3, así como un ejemplo de estos "fits"/ajustes en la figura 5.6.

x_F	p_T^2 0 a 1	p_T^2 1 a 2	p_T^2 2 a 3	p_T^2 3 a 4
-0.12 a -0.06	0.058 ± 0.048	0.008 ± 0.136	0.472 ± 0.206	0.382 ± 0.284
-0.06 a 0.00	0.120 ± 0.032	0.026 ± 0.090	0.350 ± 0.150	0.176 ± 0.198
0.00 a 0.06	0.008 ± 0.048	0.180 ± 0.126	0.248 ± 0.204	0.144 ± 0.282
0.06 a 0.12	0.068 ± 0.160	-0.174 ± 0.312	-0.436 ± 0.518	0.598 ± 0.606

Tabla 5.2: Resultados (preliminares) de polarización de Ξ^- .

x_F	p_T^2 0 a 1	p_T^2 1 a 2	p_T^2 2 a 3	p_T^2 3 a 4
-0.12 a -0.06	-0.106 ± 0.056	-0.236 ± 0.138	-0.148 ± 0.222	-0.170 ± 0.310
-0.06 a 0.00	-0.096 ± 0.034	-0.128 ± 0.092	-0.294 ± 0.158	-0.224 ± 0.238
0.00 a 0.06	-0.082 ± 0.048	-0.148 ± 0.122	-0.198 ± 0.218	0.168 ± 0.290
0.06 a 0.12	0.058 ± 0.160	-0.524 ± 0.326	0.062 ± 0.360	-0.786 ± 0.784

Tabla 5.3: Resultados (preliminares) de polarización de Ξ^+ .

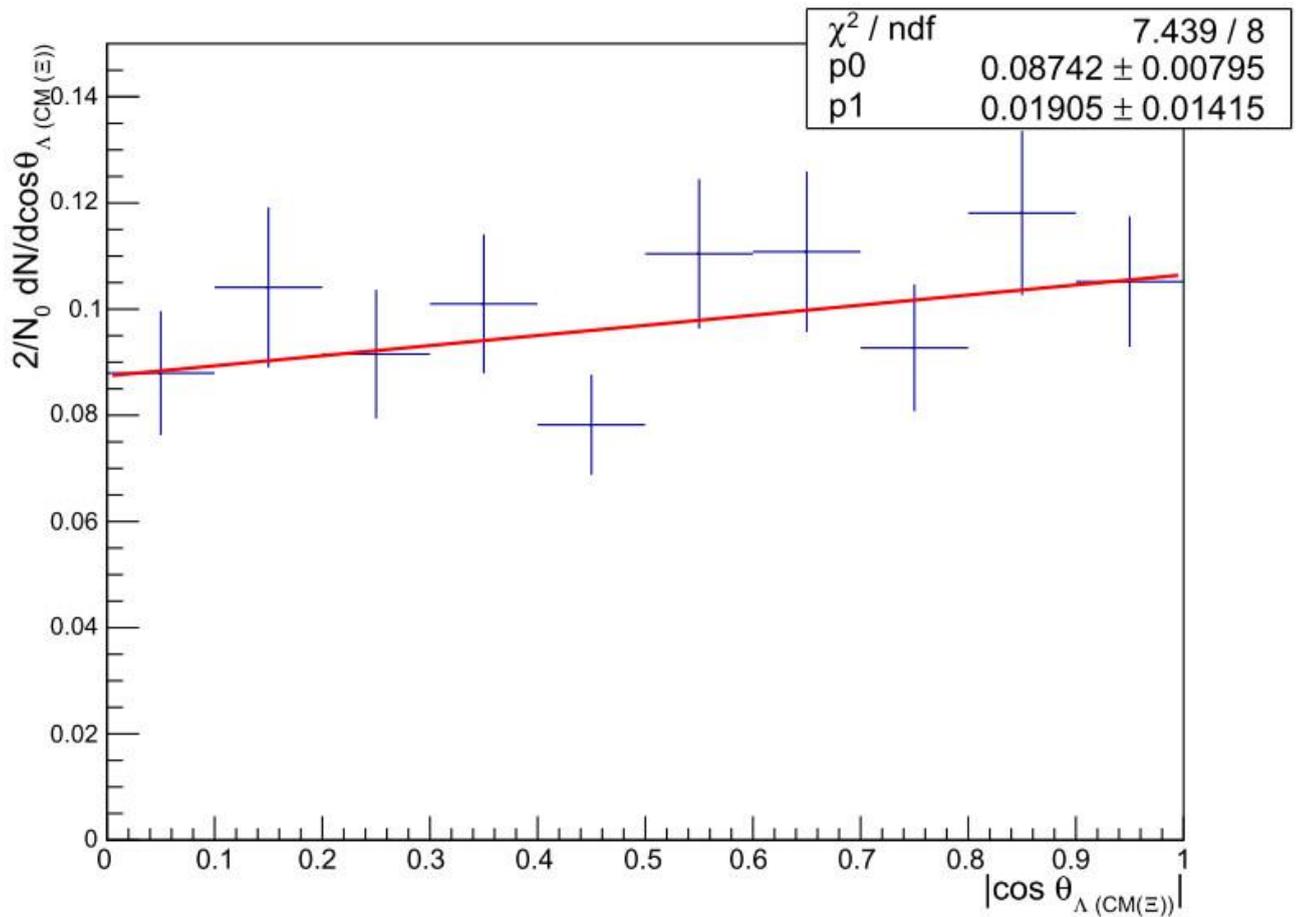


Figura 5.6: Resultado "preliminar" de polarización de $P_{\Xi^-} = 0.382 \pm 0.284$ para $-0.12 \leq x_F \leq -0.06$ y $3 \leq p_T^2 \leq 4$. Calculamos la polarización usando el parametro p1 del ajuste dividido por el bin $d\cos\theta$ (0.1) y por α .

Capítulo 6

Análisis de mesón D^0

6.1 Antecedentes

Este análisis fue iniciado como parte de un plan para medir la sección transversal diferencial para los modos "golden" y "silver" (los principales o mas frecuentes) de decaimiento del meson D^0 . La idea no es medir la sección transversal absoluta directamente, sino medirla con respecto a la secciones transversales de este meson ya medidas en este experimento [31]. Este análisis demostrar la técnica de radios y su uso en futuros trabajos de secciones transversales relativas. Las secciones transversales de D^0 fueron medidas usando una muestra combinada de decaimientos (candidatos a decaimientos de este meson) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Desde que algunos modos de decaimiento interesantes para estudiar son de tres trazos (tracks), como $\Lambda^+ \rightarrow p K^- \pi^-$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, $D^{*+} \rightarrow$
 $D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, mientras que las secciones transversales de nuestro estudio fueron aproximadamente dos tercios de dos trazos y un tercio de cuatro trazos, decidimos primero chequear la sistemática que puede devenir de las diferencias en el número de trazos de

decaimiento.

La fracción relativa de razones de ramificación de esos dos modos ($k\pi$ y $k\pi\pi\pi$) nos da un método ideal para estudiar esos decaimientos desde que es solo un número que debe ser el mismo cuando estudiado como una función de cualquier variable cinemática, o como una función en el cambio en las condiciones experimentales, etc. Cuando los resultados de uno de estos estudios en particular difiere más allá de las fluctuaciones estadísticas entonces nos da una medida del error sistemático debido a la fuente bajo estudio.

6.2 Mejora de la Señal con Redes Neuronales

6.2.1 Introducción

Normalmente en Física de altas energías los cortes son usados para seleccionar eventos de interés. Supongamos una distribución de una variable X para dos clases de eventos, la clase A y la clase B, por ejemplo eventos "buenos" (señal) y eventos "malos" (background). Podemos usar esta variable X para clasificar eventos seleccionados aleatoriamente pertenecientes a una de estas clases. Una forma para hacer esto es realizando cortes en la variable X . Los cortes pueden ser interpretados como una función de paso $U(X - X^0)$ que tiene valor 0 para $X < X^0$ y 1 para $X > X^0$. En nuestro caso los eventos son caracterizados por más de una variable y la opción óptima de corte es menos obvia. Sean los cortes 1 y 2 en las variables X , Y respectivamente, y que estos son ineficientes para clasificar eventos de clase A, sin embargo un corte 3 como una combinación lineal de X y Y puede ser más eficiente.

Imaginemos el caso de un evento mas complicado, donde los límites entre las dos clases es altamente no lineal. En este caso los cortes no lineales pueden separar eficientemente la clase A de la clase B.

La idea del corte podría ser, por ejemplo, un corte con arista curvada.

Una forma para hacer tal corte es construirlo a partir de una combinacion lineal de cortes, por ejemplo, una función hecha por la suma de tres funciones de pasos que aproximan la arista que se desea. En el frame 5 simplemente sustraemos 2 unidades a cualquier region del plano, y el frame final aplicamos una funcion de paso al resultado anterior. La funcion que construimos es asi:

$$D = U(U(a_1 x + b_1 y + c_1) + U(a_2 x + b_2 y + c_2) + U(a_3 x + b_3 y + c_3) - 2)$$

Esta funcion tiene valor 1 en la región conteniendo los eventos B y valor cero en otro caso, así ello aproxima bien nuestra funcion discriminante no lineal deseada.

Nosotros podemos representar esta funcion diagramáticamente también. Las variables de entrada X y Y, son multiplicadas por los coeficientes a_1 , b_1 , etc. y almacenados en las lineas que conectan unidades. La sumatoria ocurre en las entradas de cada unidad, la salida de estas unidades son también multiplicadas por coeficientes, en este caso por 1 antes de la sumatoria final.

Nuestro razonamiento se asemeja a una red neuronal feed-forward de 3 capas. En el lenguaje de las redes neuronales, tendríamos dos unidades en la capa de entrada, una para cada variable X y Y, tres unidades en la capa oculta (representado por las unidades de funcion de paso), una unidad en la capa de salida que produce la funcion discriminante final, y una unidad de bias, etiquetada por 'thresh' para producir desplazamientos. Las

unidades son llamadas neuronas. los coeficientes $a_1, a_2, \text{etc.}$ forman la matriz de pesos de la red neuronal, cada neurona realiza la función $t_j = \sigma(\sum_i w(i, j)t_i)$ donde t es la salida de una neurona, $w(j, i)$ es el peso de la neurona i a la neurona j , y σ es la función de transferencia de la neurona. Aquí sería la función de paso U . La diferencia entre este método y la red neuronal estándar está en la función de transferencia U , donde para una red neuronal esta función es más suave, como la función sigmoidea.

La razón para usar la función de transferencia sigmoidea es primero el procedimiento de entrenamiento estándar para redes neuronales (backpropagación) requiere que la derivada de la función de transferencia de la neurona exista. Las redes neuronales son entrenadas, es decir, un conjunto de datos que ha sido ya clasificado, datos MC por ejemplo, puede ser usado para derivar los mejores valores para $w(j, i)$. Si los valores iniciales de los coeficientes a_1, b_1 no están del todo bien, backpropagación nos permite hacer correcciones variando los pesos ligeramente y viendo el efecto en el error que hace la red. La función sigmoidea asegura que la función de error (definida abajo) varía suavemente en vez de que salte desde un valor a otro como podría suceder con la función de transferencia de un paso.

La función de error, E , es la suma sobre las unidades de salidas de la red y sobre una muestra de entrenamiento, de la desviación de los valores de salida desde sus valores deseados. El gradiente descendiente (un procedimiento de minimización) es realizado en esta función con respecto a los pesos con el fin de minimizar la desviación de la respuesta de la red desde la respuesta deseada, tenemos:

$$E = \sum_p E(p) = \sum_{j,p} [d(p,j) - t(p,j)]$$

donde p es el índice de un patrón de entrada (un evento en el conjunto de entrenamiento), j es el índice de una neurona de salida, $d(p, j)$ es la salida deseada de la salida j en el patrón p , y $t(p, j)$ es su salida verdadera. El gradiente con respecto a un peso $w(j, i)$ desde la neurona oculta i a la neurona de salida j es entonces

$$E^0(p, i, j) = [d(p, j) - t(p, j)]\sigma^0(j)t(p, i)$$

donde $\sigma^0(j)$ es la derivada de la función sigmoidea de la neurona j . Si $w(j, i)$ corresponde desde una neurona de entrada i a una unidad oculta j , tenemos:

$$E^0(p, i, j) = \left[\sum_k [d(p, j) - t(p, j)]\sigma^0(k)w(k, j) \right] \sigma^0(j)t(p, i)$$

donde k varía sobre todas las unidades de salida. La prescripción del backpropagation entonces es tal, que en cada iteración:

$$\Delta_p w(j, i) = - E^0(p, i, j) + \alpha * \text{previo} \Delta_p w(j, i)$$

donde $\Delta_p w(j, i)$ es el cambio en $w(j, i)$ para esta iteración, α es la distancia a mover a lo largo del gradiente, también llamado el coeficiente de aprendizaje, y el término contenido α es un término de suavizado. Note que esta expresión explícita contiene la derivada de la función de transferencia $\sigma^0(j)$.

El cambio del peso total es solo la suma de los cambios de los pesos para los patrones presentados. En la práctica los pesos son actualizados después de un número pequeño de presentaciones de patrones de entrenamiento, generalmente todo el conjunto. Este no es el verdadero gradiente descendiente pero resulta sencilla su implementación y funciona bien. Típicamente varios pasos son necesarios a través del conjunto de entrenamiento antes que E sea minimizada y un buen conjunto de pesos $w(j, i)$ sean obtenidos. El

mínimo de E es solo un mínimo local. Resultados diferentes pueden ser obtenidos si un conjunto diferente de pesos iniciales son usados. Sin embargo el rendimiento general es razonablemente independiente de los pesos iniciales.

La calidad del entrenamiento se juzga basado en el rendimiento de la red con un conjunto de datos que es independiente del conjunto de entrenamiento. De lo contrario puede existir el peligro de un sobre-entrenamiento, en donde la red inicia ajustando ruido en el conjunto de entrenamiento. La segunda razón para usar la función sigmoidea es por el solapamiento de la clase, las sigmoideas pueden ser usadas para aproximar la probabilidad de un evento que pertenece a una clase u otra. El clasificador óptimo que toma en cuenta las probabilidades de que cierto evento se encuentra en una clase, es el clasificador bayesiano. En tal clasificador los rangos de las variables de entrada son finamente divididos en particiones, y la probabilidad de que un evento pertenezca digamos a la clase A es igual al número de eventos en la clase A en tal bin dividido por el número total de eventos en el bin. Como se relaciona esto con la salida de la red? Digamos que durante el entrenamiento una función de error es minimizada.

$$E = \sum (t(i) - d(i))^2$$

$$E = \sum (\alpha_a P_a(i)(t(i) - 1)^2 + \alpha_b P_b(i)(t(i))^2)$$

Para dos clases A y B donde la salida deseada es 1 para la clase A y 0 para la clase B y donde α_a y α_b son las fracciones de clases A y B en la muestra, P_a y P_b son las probabilidades de que un evento i pertenezca a la clase A o B. la segunda línea es una aproximación válida para un conjunto de entrenamiento muy grande. Si derivamos con

respecto a $t(i)$ e igualamos a cero cada término, obtenemos:

$$\alpha_a P_a(i)(t(i) - 1) + \alpha_b P_b(i)t(i) = 0$$

$$t(i) = \alpha_a P_a(i) / (\alpha_a P_a(i) + \alpha_b P_b(i))$$

$$t(i) = n_a / (n_a + n_b)$$

Esto es, la función $t(i)$ que minimiza la función de error es tal que mapea cada evento en su probabilidad bayesiana para la clase A. Debido que generalmente un gran número de bins es requerido, un verdadero clasificador bayesiano puede ser difícil para construir y usar. Una red neuronal dar buenos resultados si la salida de la red puede ser tan cercana posible a la probabilidad bayesiana. Se puede probar que una red feed-forward de tres capas entrenada con backpropagación aproxima un clasificador bayesiano; la exactitud de la aproximación depende del número de unidades ocultas, pero normalmente un número relativamente pequeño es suficiente. Podemos extender las ideas de neuronas sigmoideas con valores continuos, en vez de simplemente seleccionar una región particular de un espacio de variable de salida. Para esto, la salida de la red neuronal feed-forward construida a partir de la suma de sigmoideas, aproxima, sobre el volumen del espacio de entrada, la probabilidad de que un evento pertenezca ó no a una clase dada.

Procesamiento de datos

Nosotros usamos 63730 eventos MC y 846697 eventos reales, para el tipo de decaimiento $D^0 \rightarrow k^- \pi^+$.

Estructura de la red

Una red neuronal perceptron multicapa es construida con una capa de entrada, una capa oculta y una capa de salida.

La salida tiene solamente una neurona, la cual es diseñada para tener valores de 0 a 1.

La capa oculta tiene 10 neuronas, sin embargo el resultado no es sensible a un número exacto.

La red neuronal es entrenada con eventos Monte Carlo (MC), como datos "buenos" (señal), y eventos reales, en las "alas" (los extremos alejados de la señal), como datos "malos" (background).

6.2.2 Resultados

Usamos la red neuronal para todos los eventos reales (846687), nosotros obtenemos la distribución de salida nn como se muestra en la figura 6.1. Los eventos que permiten estudiar mejor las propiedades del meson D son aquellos con $nn > nn_{cut}$, donde el corte nn_{cut} es determinado por maximizar la relación entre señal y ruido dado por $\frac{\sqrt{S}}{S+B}$. La figura 6.2 muestra que el $nn_{cut} = 0.4$.

Nosotros graficamos la distribución de masa invariante para los distintos valores de nn_{cut} en la serie de figuras 6.3.

6.2.3 Conclusiones

Se determinó los cortes que permiten estudiar mejor las propiedades del meson D , esto es, los límites superior e inferior para la region señal y background están localizados en $\pm 3.5\sigma$ en torno al pico gaussiano, y eventos con $nn \geq 0.4$, donde nn es la salida de la red

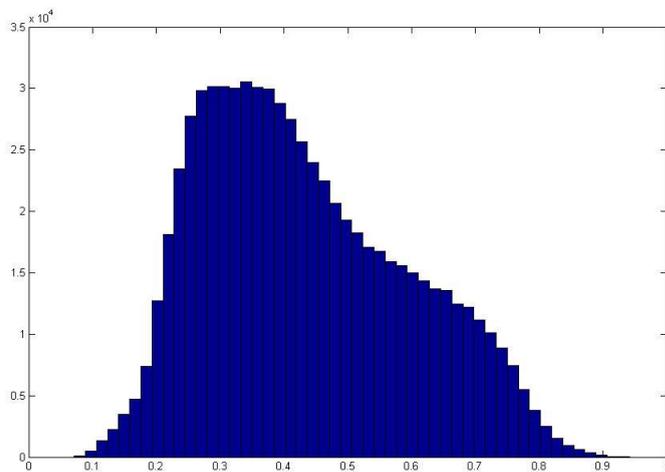


Figura 6.1: Distribucion de salida nn para los eventos reales (sin cortes)

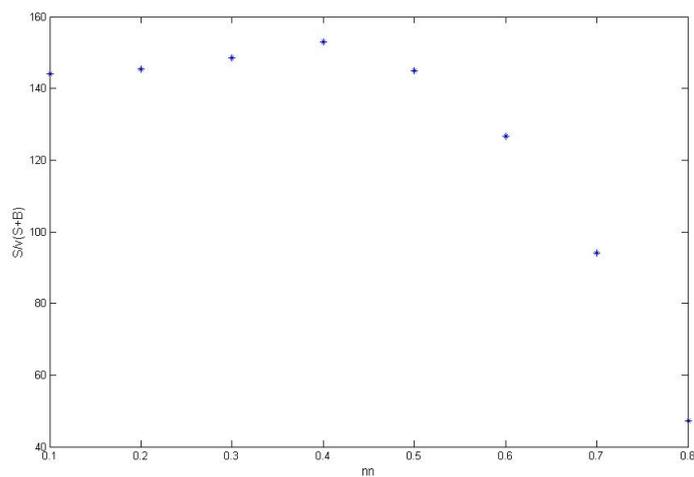


Figura 6.2: $\frac{S}{S+B}$ en funcion de diferentes valores de nn_{cut}

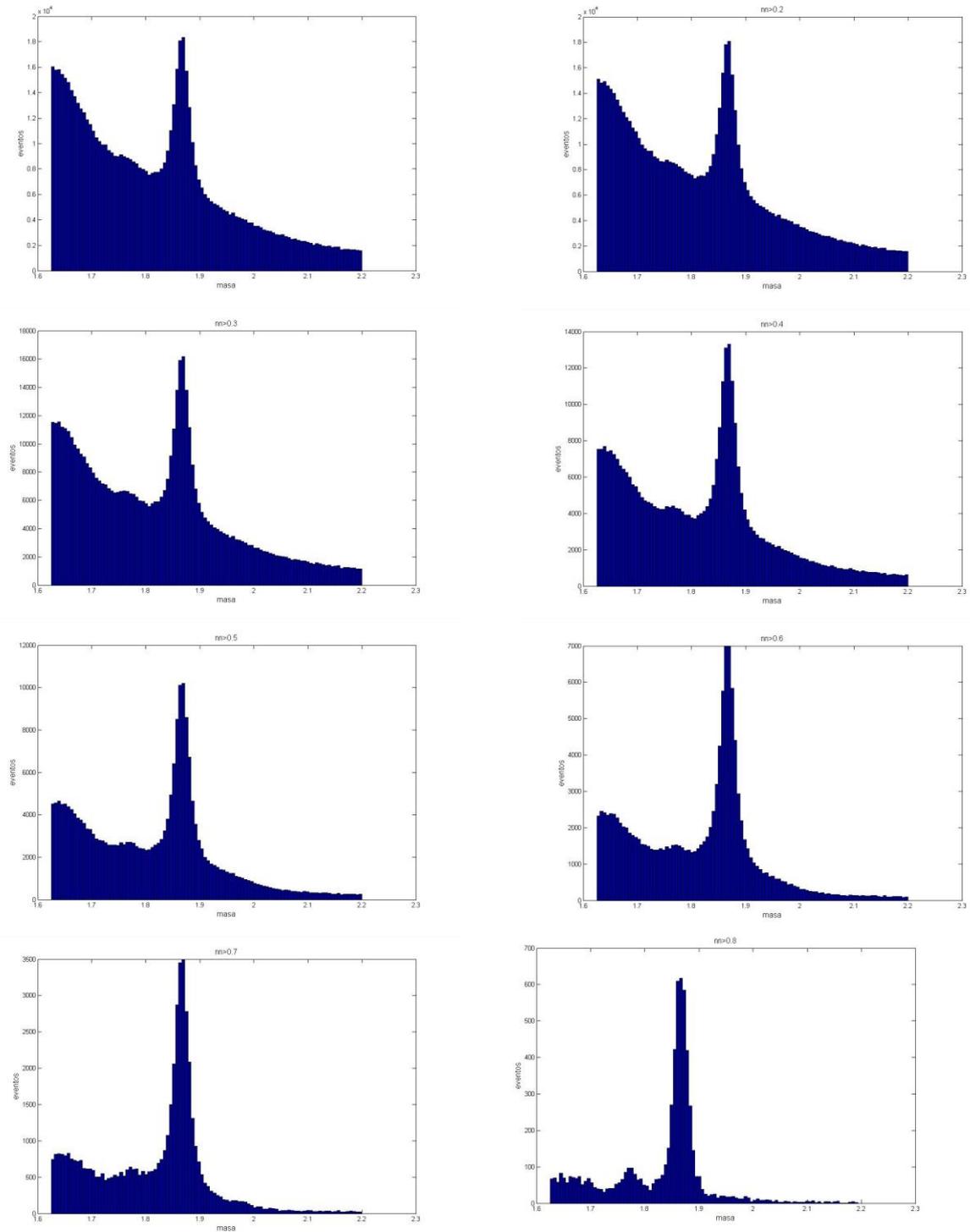


Figura 6.3: Distribucion de masa invariante para diferentes cortes de la red neuronal nn

neuronal que define que tan bien se aproximan los datos analizados con los ideales en que fue entrenada.

6.3 Estudios de eficiencia de reconstrucción

6.3.1 El radio $\frac{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)}{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi)}$

Dadas las eficiencias de reconstrucción para los modos de decaimiento $D^0 \rightarrow K \pi$ y $D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi$, podemos calcular los radios siguientes:

$$R(x) = \frac{\frac{\text{Datos.Reconst.}(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)(x)}{K \pi \pi \pi(x)}}{\frac{\text{Datos.Reconst.}(D^0 \rightarrow K \pi)(x)}{K \pi(x)}} = \frac{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)(x)}{\text{BR}(D^0 \rightarrow K \pi)(x)} \quad (6.1)$$

donde

$$K \pi \pi \pi(x) = \frac{\text{MC.Reconst.}(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)(x)}{\text{MC.Generado}(D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi)(x)} \quad (6.2)$$

$K \pi(x)$ es definido de forma similar, y donde: $x = x_F, p_T^2$, número de blanco, multiplicidad de trazos del vértice primario, tiempo de vida media τ , etc.

Como dijimos antes, para cada modo de decaimiento y en cada bin de una variable dada, tenemos diez eficiencias de reconstrucción debido a los dos "Releases" y a los cinco periodos de toma de datos.

Como podemos combinar esas diez eficiencias en eficiencias que podamos usar para calcular los radios $R(x)$ del conjunto total de datos? En el experimento definimos los radios:

- **Radio Promedio Global $R_G(x)$:** En este caso seleccionamos un periodo(run) promedio para obtener la eficiencia del Release y sumamos los datos y las eficiencias (en este caso dándole un peso de 77(23)% por Release 5(7).
- **Radio Promedio Simple $R_S(x)$:** En este caso, para cada uno de los cinco periodos por dos Releases, corregimos los datos con sus respectivas eficiencias y los sumamos para cada modo de decaimiento. El radio será la suma resultante para el modo $K\pi\pi\pi$ sobre la del modo $K\pi$.
- **Radio Promedio Total $R_T(x)$:** Teniendo aquí la eficiencia de reconstrucción $\frac{K\pi, K\pi\pi\pi}{i(\text{Rel5,7})}(x)$ por run (periodo de toma de datos), por Release, y por bin de una variable, y además el porcentaje de datos reconstruidos en cada Release, para cada uno de los cinco periodos, $d_{i(\text{Rel5,7})}$, podemos definir una eficiencia de reconstrucción total por bin por Release.

$$\frac{K\pi, K\pi\pi\pi}{T(\text{Rel5,7})}(x) = \sum_i d_{i(\text{Rel5,7})} * \frac{K\pi, K\pi\pi\pi}{i(\text{Rel5,7})}(x) \quad (6.3)$$

Entonces el número corregido de eventos para cada tipo de decaimiento, por cada Release es:

$$\text{Datos.Corr.}_{T(\text{Rel5,7})}(D^0 \rightarrow K\pi, K\pi\pi\pi)(x) = \frac{\text{Datos}_{\text{Rel5,7}}(D^0 \rightarrow K\pi, K\pi\pi\pi)(x)}{\frac{K\pi, K\pi\pi\pi}{T(\text{Rel5,7})}(x)} \quad (6.4)$$

y

$$R_T(x) = \frac{\text{Datos.Corr.}_{T(\text{Rel5})}(D^0 \rightarrow K\pi\pi\pi)(x) + \text{Datos.Corr.}_{T(\text{Rel7})}(D^0 \rightarrow K\pi\pi\pi)(x)}{\text{Datos.Corr.}_{T(\text{Rel5})}(D^0 \rightarrow K\pi)(x) + \text{Datos.Corr.}_{T(\text{Rel7})}(D^0 \rightarrow K\pi)(x)} \quad (6.5)$$

6.3.2 Resultados de radios R

Al final decidimos usar la definicion de R_T , aunque hicimos comparaciones con R_G y R_S . Hicimos varios estudios sobre la dependencia del radio R como funcion de las siguientes variables:

- x_F
- p_T^2
- tiempo de vida media del D^0
- número de blanco en produccion del D^0
- bins x_F , tomando solo partículas $\overline{D^0}$
- bins x_F , tomando solo anti-partículas D^0
- multiplicidad de trazos del vértice primario

Las figuras 6.4, 6.5, 6.6, 6.7, 6.8, 6.9, muestran el radio R_T como funcion de las mismas variables. Para comparar resultados de este radio para diferentes estudios, mostramos los resultados de R_T junto con los de R_G y R_S en figura 6.10.

Al final, usando datos del experimento E791 para la medida del radio de R , para dos decaimientos del meson D^0 , $R = \frac{BR(D^0 \rightarrow K \frac{3\pi}{2})}{BR(D^0 \rightarrow K \pi)}$. Hallamos $R = 1.96 \pm 0.0286(\text{stad}) \pm 0.06(\text{sist})$. Este resultado est de acuerdo y con similar precision al valor medio del PDG: 1.97 ± 0.09 .

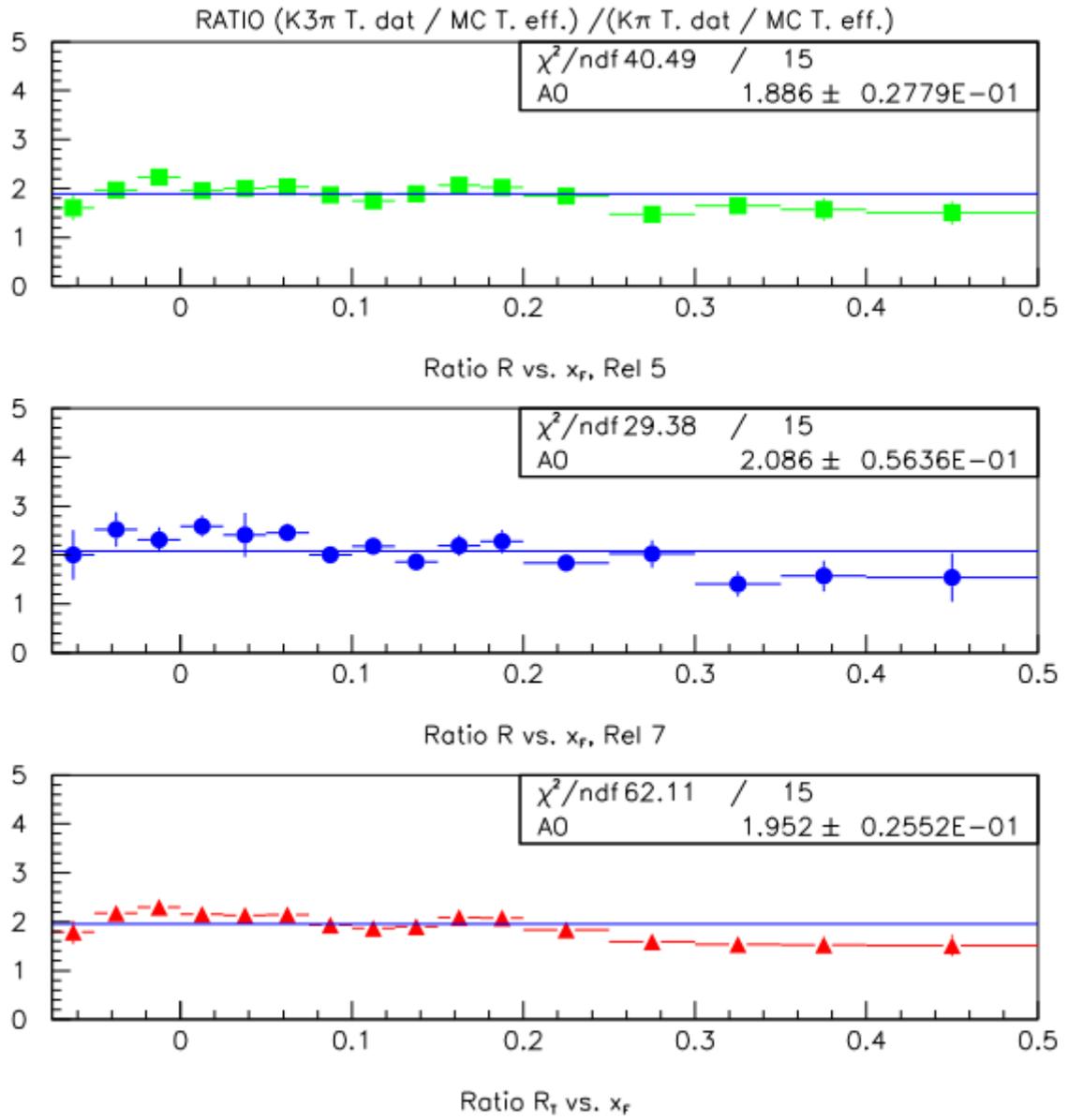


Figura 6.4: Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Las barras de errores son solo estadísticas.

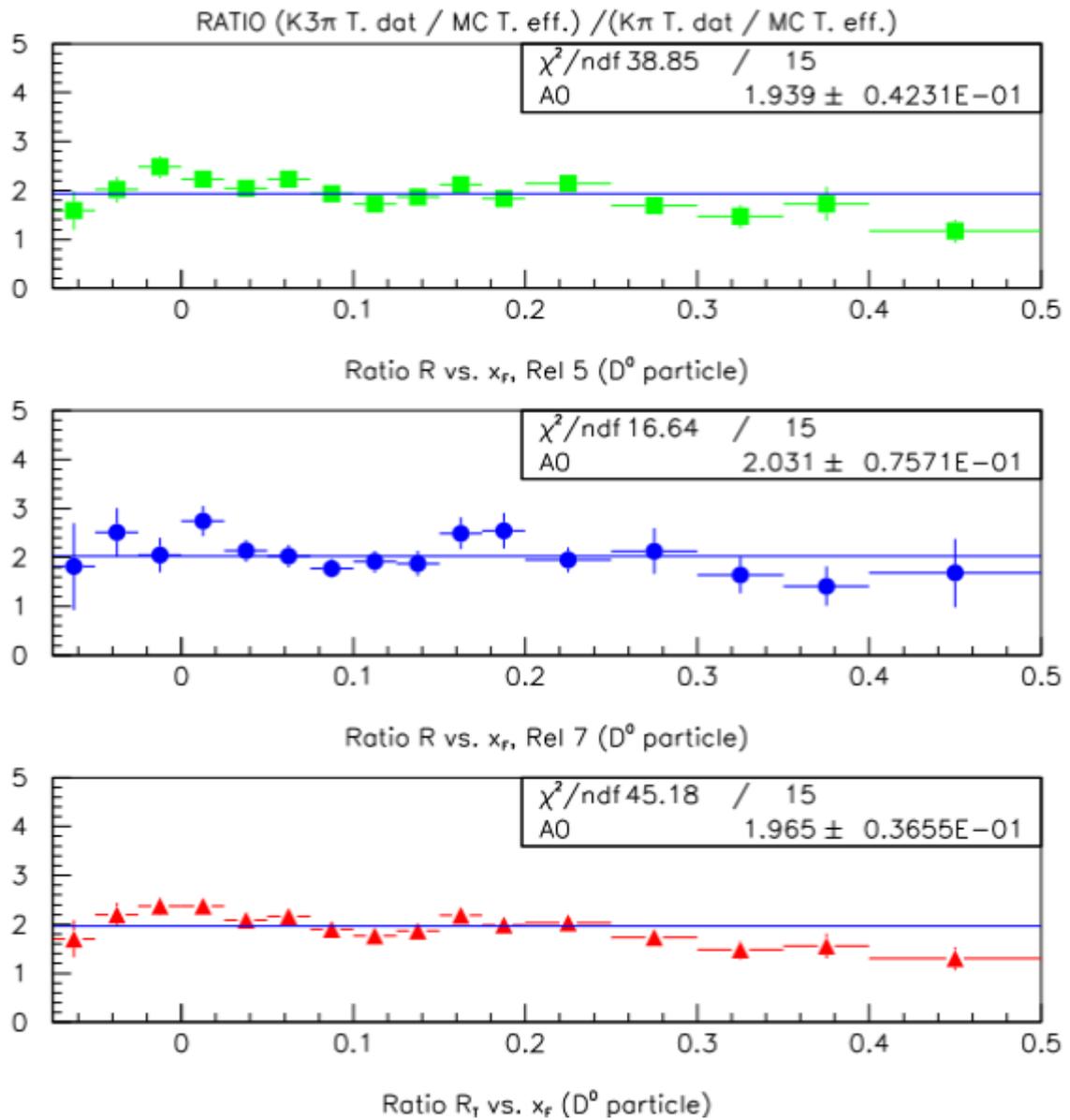


Figura 6.5: Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Solo partículas D^0 . Las barras de errores son solo estadísticas.

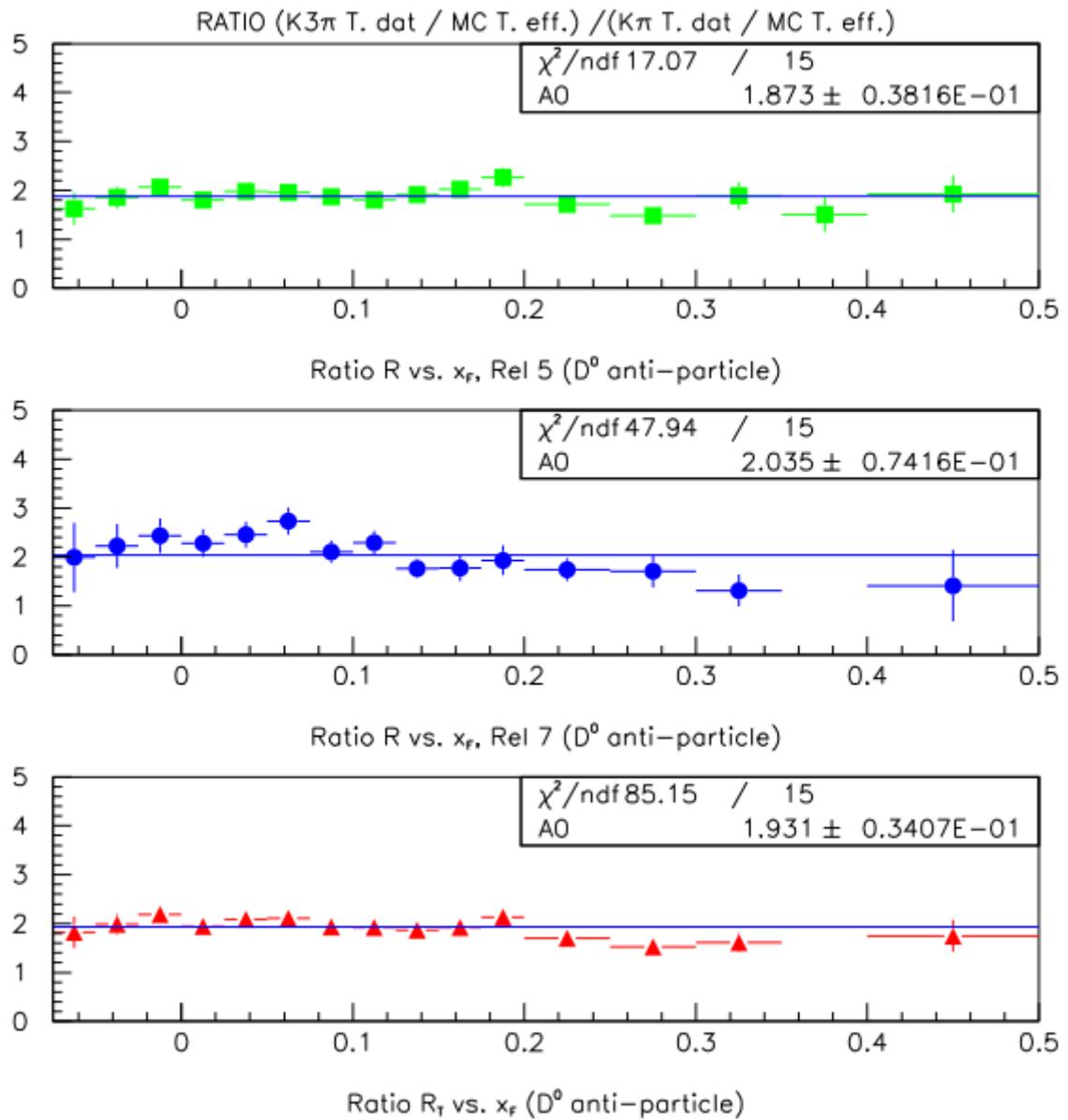


Figura 6.6: Ratio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. x_F . Solo anti-partículas D^0 . Las barras de errores son solo estadísticas.

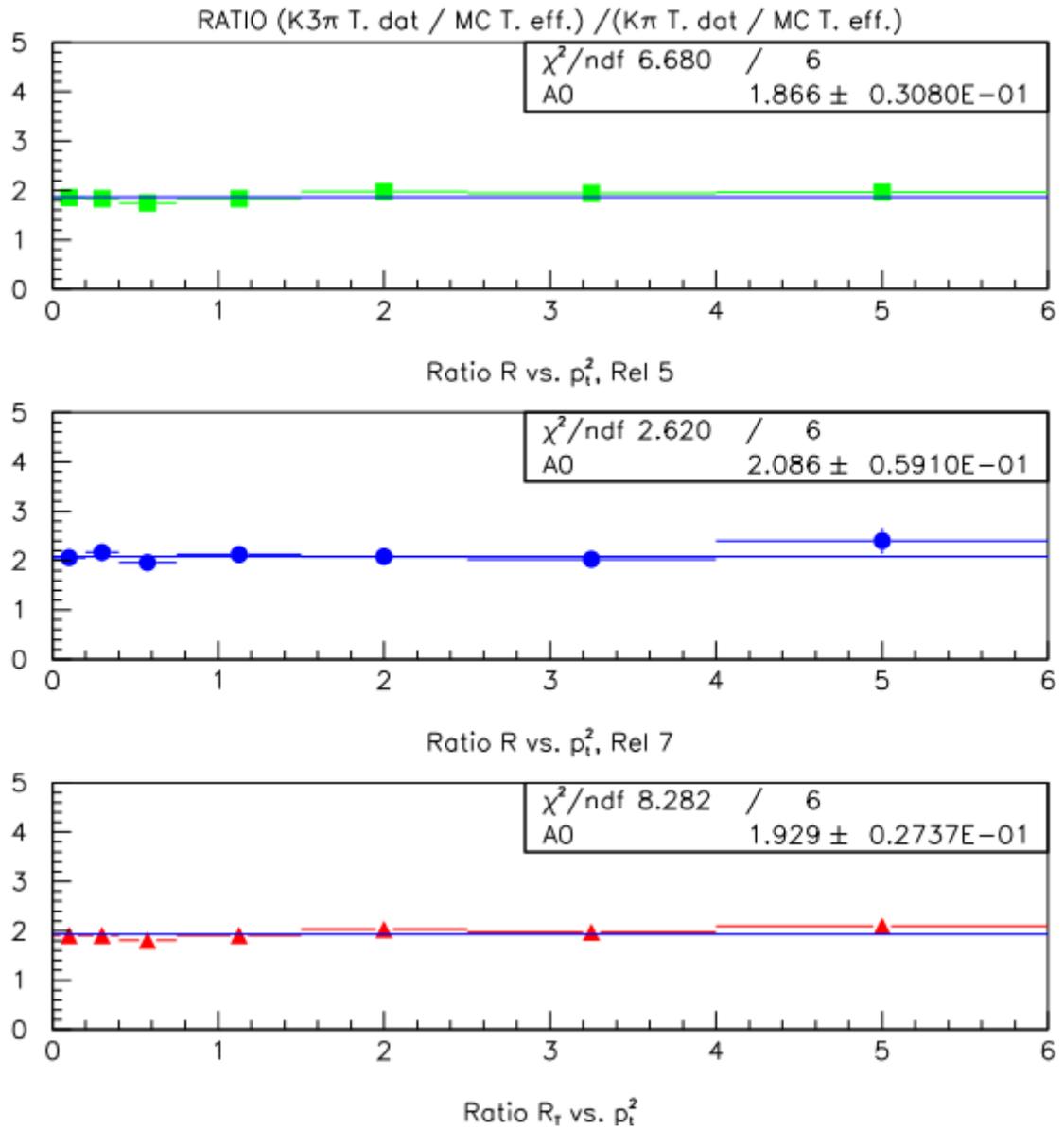


Figura 6.7: Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. p_T^2 . Las barras de errores son solo estadísticas.

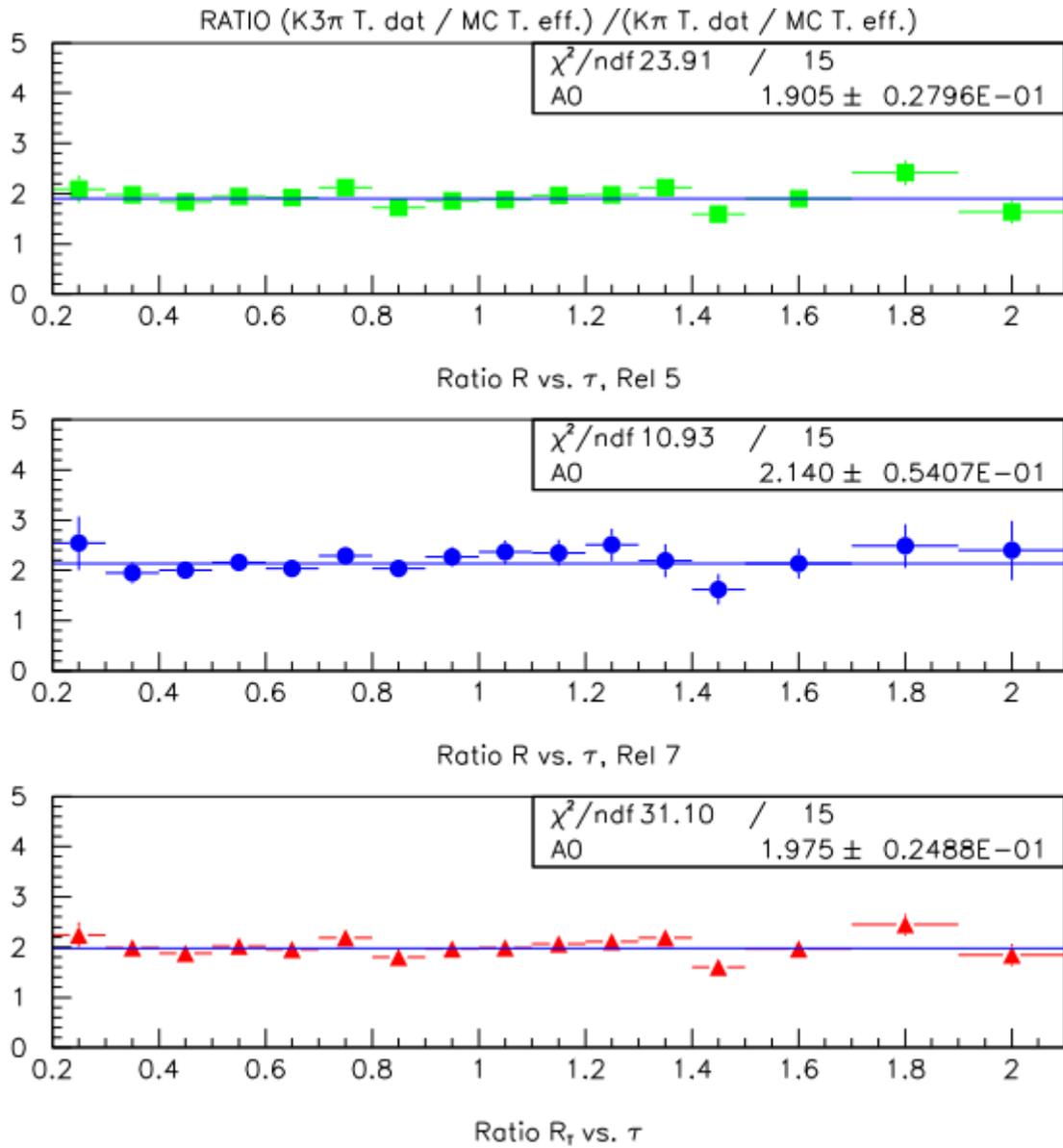


Figura 6.8: Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. τ . Las barras de errores son solo estadísticas.

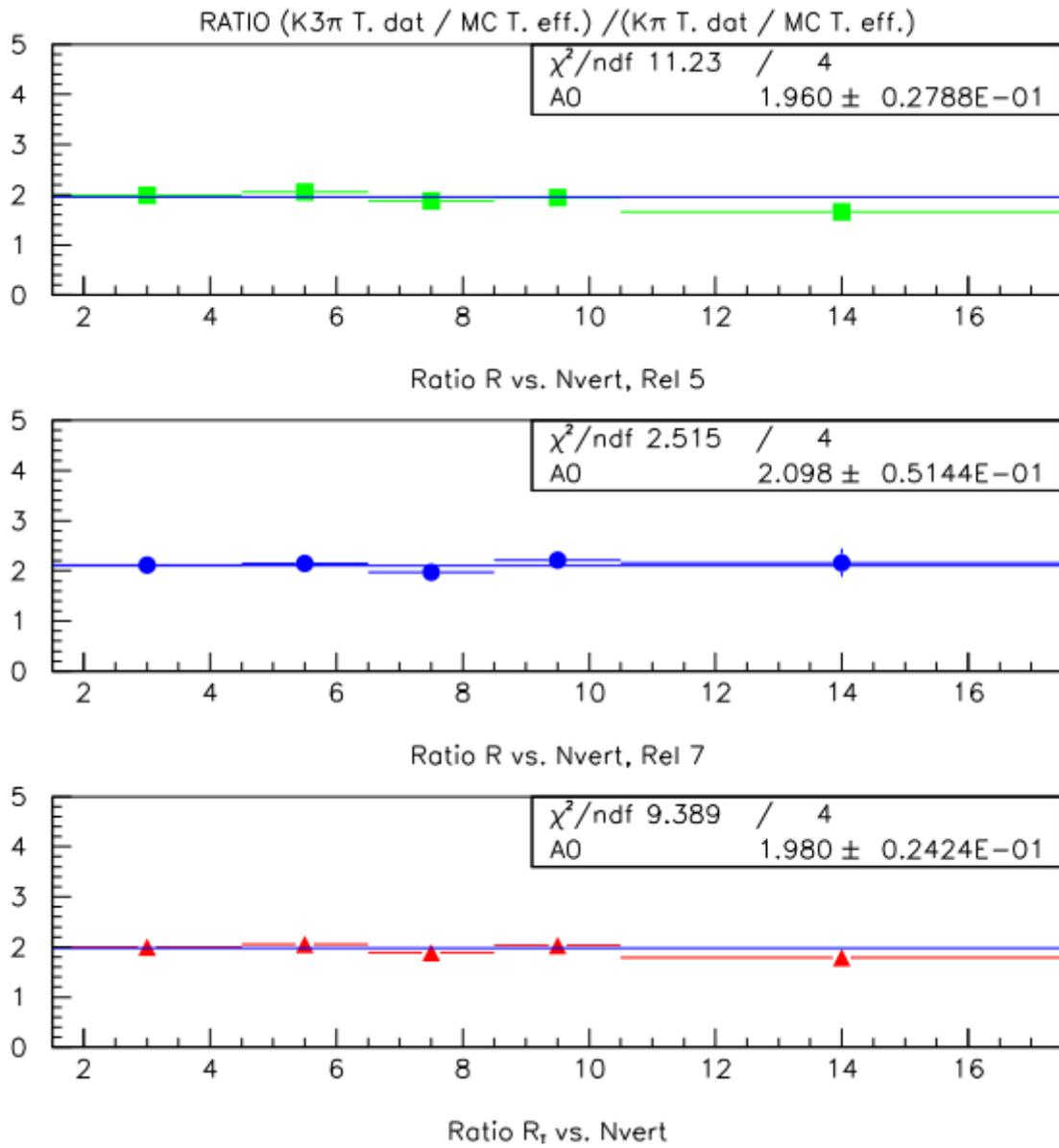


Figura 6.9: Radio R para release 5 (arriba), release 7 (en medio), y total (abajo), R_T vs. (multiplicidad trazos vértice primario). Las barras de errores son solo estadísticas.

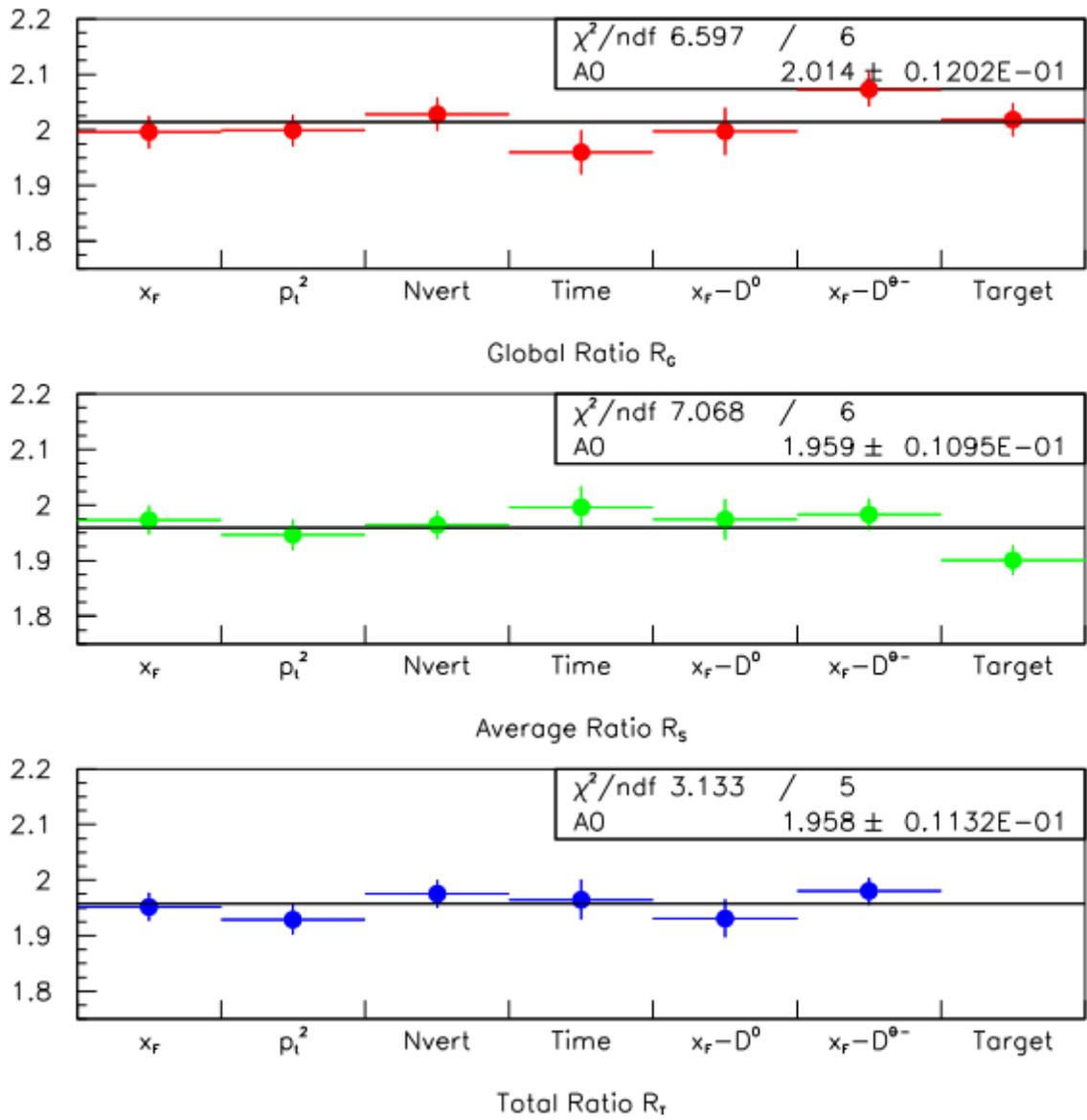


Figura 6.10: Valores de R_G (arriba), R_S (en medio), y R_T (abajo) para la dependencia de cada variable.

Capítulo 7

Resultados y Conclusiones

En esta tesis revisamos los métodos novedosos usados en el estudio de asimetrías en la producción de partícula y antipartícula para los hyperons Λ , Ξ y Ω , como función de x_F y de p_T^2 . También mostramos resultados preliminares pero novedosos en el estudio de la polarización del Ξ^- y Ξ^+ . Por último hemos mostrado el desarrollo de la técnica de ratios de razones de ramificación para modos de decaimientos del meson D^0 , así como resultados importantes de esta medida. Aquí mencionaremos algunos puntos importantes de nuestro estudio y las conclusiones obtenidas.

- El experimento E791 ha sido el experimento de blanco fijo de mayor estadística en toda la historia, debido a su filosofía de trigger abierto. El E791 fue el primero a estudiar sistemáticamente las asimetrías en la producción de los hyperons Λ , Ξ e Ω .

El intervalo cubierto en x_F de $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ estudiar las asimetrías permiti

de los hyperons en las regiones de fragmentación en torno de $x_F = 0$, por primera vez en experimentos de blanco fijo. Fueron halladas evidencias de correlación entre x_F y p_T^2 (ver figuras 5.3 y 5.4). Resultados consistentes con ACCMOR [1, 2] pero con incertezas experimentales menores.

- El comportamiento de las asimetrías de los tres hyperons, es compatible con efectos tipo leading-particle-effect. El leading-particle-effect implica un crecimiento en la asimetría a medida que $|x_F|$ aumenta. Otro factor que puede contribuir para las asimetrías observadas es la producción asociada de kaons en la producción de hyperons (no anti-hyperons).
- Otro resultado importante, aunque preliminar, fue el estudio de polarización de Ξ^- y de Ξ^+ que, aunque las medidas resultantes aun son poco precisas, si se puede deducir que tanto el Ξ^- como el Ξ^+ tienen una polarización diferente de cero y, en general, opuestas entre si (Ξ^- con respecto al Ξ^+).
- Un resultado novedoso, talvez el mas importante de mi trabajo fue la demostración de la utilidad de técnica del cociente entre razones de ramificación para modos de decaimientos, en este caso del mesón D^0 . Los resultados obtenidos son compatibles con el promedio del PDG, aunque con incertezas menores y mejor trabajadas. Nuestro resultado final fue de $R = 1.96 \pm 0.0286(\text{estadístico}) \pm 0.06(\text{sistemático})$, que est de acuerdo con el valor promedio del PDG de 1.97 ± 0.09 , aunque con mejor precision.

Referencias

- [1] S. Barlag et al., Phys. Lett. B 325, (1994) 531.
- [2] S. Barlag et al., Phys. Lett. B 233, (1989) 522.
- [3] D. Bogert et al., Phys. Rev. D 16, (1977) 2098.
- [4] S. Mikocki et al., Phys. Rev. D 34, (1986) 42, R.T. Edwards et al., Phys. Rev. D 18, (1978) 76, and N.N. Biswas, Nucl. Phys. B 167, (1980) 41.
- [5] E.M. Aitala et al., E791 Collaboration, Phys. Lett. B 371 (1996) 157; G.A. Alves et al., E769 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 812; G.A. Alves et al., E769 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1946; M. Adamovich et al., WA92 Collaboration, Nucl. Phys. B 495 (1997) 3.
- [6] E.M. Aitala et al., E791 Collaboration, Phys. Lett. B 411 (1997) 230.
- [7] V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded, S.R. Slobospitskii, Sov. J. Nucl. Phys. 33 (1981) 434; R.C. Hwa, Phys. Rev. D 51 (1995) 85; R. Vogt, S.J. Brodsky, Nucl. Phys. B 478 (1996) 311; B.W. Harris, J. Smith, R. Vogt, Nucl. Phys. B 461 (1996) 181; G. Herrera, J. Magnin, Eur. Phys. J. C 2 (1998) 477.
- [8] L.G. Pondrom, Phys. Rep. 122(2,3) (1985) 57172.
- [9] J.C. Anjos, J. Magnin, F.R.A. Simo, J. Solano, Proc. II Silafae, AIP Conf. Proc. 444 (1998) 540, hep-ph/9806396; W.G.D. Dharmaratna, G.R. Goldstein, Phys. Rev. D 41 (1990) 1731.
- [10] A. Capella, U. Sukhatme, C.I. Tan, J. Tran Thanh Van, Phys. Rev. D 36 (1987) 109.
- [11] E791 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 73, 364 (1996).
- [12] Raab, J.R. et al., Phys. Rev. D37 (1988) 2391.
- [13] Lima, J.G.R., Analise Experimental do Decaimento Fraco $D^+ \rightarrow \phi K^+$, Duplamente Suprimido por Cabibbo, Tese de Mestrado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1991).
- [14] Alves, G.A. et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3147

- [15] Miranda, J. M., Características da Producao Hadrônica de Mésons $D^{*\pm}$, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).
- [16] Reis, A. C., Medida da Secao de Choque da Producao de Barion Charmoso Λ_c em Interacoes Píon-Nucleon a 250 GeV/c, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).
- [17] Amato, S. F., Producao do Méson $D^{*\pm}$ em Seu Modo de Decaimento $D^0\pi^\pm, D^0 \rightarrow K^\pm\pi^\pm\pi^0$, via Feixe de Hádrõns, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).
- [18] <http://www.fnal.gov/>
- [19] Ferbel, T., Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison-Wesley (1987) 371.
- [20] Bartlett, D. et al., Nucl. Inst. Meth A260 (1987) 55.
- [21] Fernow, R., Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge University Press (1986).
- [22] Alves, G.A., Dependência em A para a Producao de Mésons Charmosos, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).
- [23] Bharadwaj, V. et al., Nucl. Inst. Meth 228 (1985) 283.
- [24] Appel, J. et al., Nucl. Inst. Meth A243 (1986) 361.
- [25] Amato, S. et al., Nucl. Inst. Meth A324 (1992) 535.
- [26] Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual, publicação interna do CERN (1993).
- [27] Andersson, B. et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [28] Solano, J., A Study of Hyperon Production Asymmetries in E791, Memorando interno da E791 (1998). Solano, J., Asymmetries in the productions of $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0, \Xi^-/\bar{\Xi}^+$ and $\Omega^-/\bar{\Omega}^+$ for 500 GeV/c π^- Nucleon Interactions, Draft interno da E791 (1998).
- [29] E791 Collaboration, C.J. Solano Salinas. Phys.Lett.B 496:9-18, 2000
- [30] G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1113.
- [31] Total Forward and Differential Cross-Sections of Neutral D-Mesons Produced in 500 GeV/c Nucleon Interactions. Phys.Lett.B 462:225-236, 1999
- [32] Aitala, E. M. et al., Asymmetries between the production of D^+ and D^- , Phys. Lett.B371, 157 (1996).
- [33] Anjos, J. C. et al. (colaboração E691), Phys. Lett. 69 (1992) 2892.

- [34] Adomovich, M. et al. (colaboração WA82), Phys. Lett. B 305 (1993) 177.
- [35] Frabetti, P.L. et al. (colaboração E687), Phys. Lett. B 363 (1995) 259.
- [36] Aitala, E. M. et al. (colaboração E791), The doubly Cabibbo-suppressed decay $D^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+$, Trabalho aceito para publicação na Phys. Lett. B (1997).
- [37] Frabetti, P.L. et al. (colaboração E687), Phys. Lett. B 359 (1995) 403.
- [38] Gourdin, M., Keum, Y. Y. and Pham, X. Y., Phys. Review D53 (1996) 3687.
- [39] Kühn, J. H. and Mirkes, E., Phys. Lett. B286 1992; Z. PHYS. C56 (1992) 661
- [40] Bevington, P. and Robinson, K., Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, Inc. (1992).
- [41] Cremaldi, L., A first study of the poor id in the Čerenkov midplane region, Memorando interno da E791 (1996).
- [42] Bracker, S. et al., Nucl. Sci. NS-43 (1996) 2457.
- [43] Purohit, M., E791 Čerenkov Identification and Mis-identification Probabilities, Memorando interno da E791 (1995).
- [44] Carvalho, H. S., E791 Čerenkov Kaon ID Efficiency Study, Memorando interno da E791 (1995).
- [45] G.A. Alves, et al., Forward Cross Section for production of D^+ , D^0 , D_s , D^{*+} , and Λ_c in 250 GeV π^\pm , K^\pm , and p Interactions with Nuclei, Phys. Rev. Lett. 77, 2388 (1996).
- [46] Aitala, E. M. et al., Asymmetries between the production of D_s^+ and D_s^- , Phys. Lett. B411, 230 (1997).
- [47] Sjöstrand, T., **Pythia 5.6 and Jetset 7.3** - Physics and Manual, publicação interna do CERN (1992).
- [48] CLEO II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 72, 2328 (1994).
- [49] E791 Collaboration. David A. Sanders, Search for rare and forbidden decays of D^+ , D^+ s and D^0 charmed mesons. 1999