

IDENTIFICACIÓN DE PARTICULAS  
PRODUCIDAS EN INTERACCIÓN p-N  
MEDIANTE EL E781 RICH

Tesis para obtener el grado de maestría en ciencias

Ricardo López Fernández

Posgrado en Física  
Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Enero de 1997



UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI  
POSGRADO EN FISICA

TESIS DE MAESTRIA

TITULO: *Identificación de Partículas producidas en  
Interacción p-N mediante el E781 RICH*

NOMBRE DEL ESTUDIANTE: *Ing. Ricardo López Fernández*

JURADO QUE ACEPTA LA TESIS:

N O M B R E

F I R M A

Dr. Antonio Morelos Pineda (Asesor)

Dr. Jesús G. Dorantes Dávila

Dr. José Luis Arauz Lara

Dr. Adan R. Rodríguez Domínguez

Dr. Gerardo Moreno López (IFUG).  
Examinador Externo.

Coordinador del Posgrado en Física

FECHA: 22 de enero de 1997.

# Agradecimientos

Al Dr. Antonio Morelos Pineda por la sugerencia y dirección de esta tesis. Los estudiantes de la colaboración SELEX me recordaban que era afortunado en tener un asesor que además de trabajar intensamente, se daba tiempo para asegurarse que comprendiera conceptos como disciplina, precisión, repetibilidad, estadística, etc., que en una ciencia factual como la física deberían ser comunes y que sin embargo nadie que no haya trabajado directamente en el área experimental es capaz de reconocer y practicar. En verdad me siento afortunado por ello y por además poseer su amistad.

A la colaboración del Experimento E781 FNAL (SELEX) por toda la ayuda y asesoría prestada durante la realización del análisis para este trabajo, en especial al Proffesor Jim Russ ya que sin su apoyo mi estancia en FNAL hubiera sido imposible.

Al grupo del RICH de E781, especialmente a Linda Stutte, Jorgen Engelfried, Erik Ramberg, V. Molchanov, V. Rud, Jim Kilmer y Amanda Beardsley, con quien tuve la fortuna de trabajar y aprender en torno a este singular detector.

Al personal académico y compañeros del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí por el agradable ambiente de amistad que disfruté durante la realización de la maestría .

Al personal de la Escuela de Matemáticas de la UAdeC por su comprensión e interés.

A mis familiares y amigos por su constante apoyo.

A Bertha con quien llevo una amistad tan piola que...

Agradezco el apoyo económico otorgado por las siguientes instituciones:

Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

Fondo de Apoyo a la Investigación de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí.

Universidad Carnegie-Mellon.

Universidad Autónoma de Coahuila.

# Índice General

<b>1</b>	<b>Identificación de Partículas Cargadas</b>	<b>4</b>
1.1	Introducción . . . . .	4
1.2	Teoría . . . . .	6
1.2.1	Discusión General . . . . .	6
1.2.2	Radiación Cherenkov y $dE/dx$ . . . . .	8
<b>2</b>	<b>El Experimento E781 de Fermilab (SELEX)</b>	<b>11</b>
2.1	Introducción . . . . .	11
2.2	El Detector . . . . .	12
2.3	Espectativas . . . . .	14
<b>3</b>	<b>El RICH del Experimento E781 de Fermilab</b>	<b>17</b>
3.1	Fotocátodo . . . . .	17
3.1.1	Fototubos Multiplicadores . . . . .	17
3.1.2	Electrónica . . . . .	18
3.2	Sistema de Gases . . . . .	19
3.3	Espejos . . . . .	19
3.4	Sistema de Lectura CROS (Chamber Read-Out System) . . . . .	19
3.5	Algoritmo de Máxima Verosimilitud . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Análisis</b>	<b>26</b>
4.1	Condiciones para la Toma de Datos . . . . .	26
4.2	Selección de Eventos . . . . .	31
4.3	Identificación de Partículas y Corte en Verosimilitud . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Resultados y Conclusiones</b>	<b>49</b>

# Introducción

El experimento E781 de Fermilab constituye un esfuerzo multinacional con el propósito de hacer un estudio sistemático y exhaustivo de sistemas compuestos por al menos un quark charm, en especial los bariónicos. En este sector del modelo estándar muchas de las preguntas fundamentales así como las planteadas por nuevos modelos permanecen sin respuesta completa a pesar de su avance inesperado en los años recientes. Bajo este marco E781 llamado también SELEX (Segmented Large-X Baryon Spectrometer) aprovecha el sorprendente avance en las capacidades de resolución de los detectores y las tecnologías de cómputo

El propósito del experimento es muy específico y las características de los eventos buscados también lo son, lo novedoso consiste en que basados en el conjunto de datos hasta ahora obtenidos en anteriores experimentos, se optimizarán las condiciones; y no sólo eso, sino que, basados en un eficiente trigger de charm y un muy restrictivo filtro on-line, se simplificará en forma contundente el análisis de datos escritos en cinta, situación radicalmente opuesta a cualquier experimento de charm anterior.

Dentro del diseño del experimento, la identificación de partículas representa uno de sus mayores retos y los detectores de E781 destinados a cumplir esta función están probando ser de los más eficientes de los construidos a la fecha. Entre ellos, el que mejor ejemplifica las ventajas de la tecnología actual en su desempeño es el RICH (Ring Imaging Cherenkov).

En los inicios de la física de altas energías la identificación de partículas estaba restringida a la calorimetría, pero a partir del descubrimiento de los fenómenos de radiación Cherenkov y la radiación de transición, los esfuerzos se han concentrado en este tipo de identificación no destructiva. En el caso de la radiación Cherenkov, la transición de detectores de umbral a detectores que directamente identifican el ángulo Cherenkov mediante la proyección del anillo del cono de radiación, ha estado plagada de dificultades técnicas.

El rayo secundario del experimento tiene la peculiaridad de ser el haz de hiperones de mayor energía disponible a la fecha. La identificación de la fracción de partículas contenidas en él resulta de gran importancia para el experimento y de forma particular se posee un detector que cumple esa función, el BTRD (Beam Transition Radiation Detector). De forma alternativa, usamos el RICH para determinar esta fracción. Además, el presente análisis contribuye a la verificación de la resolución y la eficiencia del propio RICH.

En el presente trabajo de tesis los primeros tres capítulos constituyen el marco teórico de referencia y los últimos dos describen el análisis y los resultados. En el primer capítulo se hace una revisión de los procesos físicos de la identificación de partículas cargadas. En

el capítulo dos se hace una brevísima descripción del experimento E781(SELEX) en lo que toca al detector y la física a su alcance. El capítulo tres es otra descripción pero ahora del detector RICH usado en este análisis en particular y sus sistemas básicos. El capítulo cuatro expone las condiciones y la metodología usada para encontrar la composición del haz de hiperones y finalmente el capítulo cinco resume y evalúa los resultados.

# Capítulo 1

## Identificación de Partículas Cargadas

### 1.1 Introducción

El análisis de la mayoría de los experimentos de Física de Altas Energías requiere del conocimiento del 4-momento,  $(\mathbf{p}, E)$  de las partículas secundarias. El momento  $\mathbf{p}$  es usualmente obtenido por medio de la medición de la deflexión de la trayectoria de cada una de las partículas dentro de un campo magnético. Una medición adicional; ya sea de masa, energía o velocidad, es necesaria para determinar la cuarta componente del 4-momento,  $E$ , y ajustar un valor para la masa  $m$ . Ya que  $m$  determina de forma única los números cuánticos internos, esta medición es generalmente mencionada como “identificación de la partícula” [1].

A bajas energías la identificación de partículas ha sido tradicionalmente realizada por medio de calorimetría de absorción total, por medición del tiempo de vuelo o por simples mediciones de  $dE/dx$ . La calorimetría se vuelve más complicada a altas energías, ya que el número de “longitudes de interacción” del material absorbente que se necesitan para contener las “lluvias” se hace grande. Peor aún la resolución en la energía  $\delta E/E$ , que se requiere para distinguir diferentes masas varía como  $E^{-2}$ , mientras que la mejor resolución que se puede alcanzar varía como  $E^{-1/2}$ . Las mediciones del tiempo de vuelo obtienen la velocidad de las partículas sobre una distancia dada. La diferencia en tiempo,  $\Delta t$ , para dos partículas de masas  $m_1$  y  $m_2$ , con el mismo momento,  $\mathbf{p}$ , sobre una distancia  $L$  esta dada por

$$\Delta t = 1/2(m_1^2 - m_2^2)Lc/p. \quad (1.1)$$

La resolución actual se aproxima a los 250 ps y para un valor razonable para  $L$  de unos cuantos metros,  $\delta t$  es demasiado pequeña para  $p > 1$  GeV/c. En el rango no relativista, la pérdida de energía  $dE/dx$  es proporcional a  $1/\beta^2$ . Esta nos da una gran diferencia en amplitudes de señal para diferentes masas. Pero conforme  $\beta$  se aproxima a 1 esta simple discriminación ya no es posible.

Por estas razones se han desarrollado otros métodos de indentificación de partículas para el rango relativista. Estos estan basados en los siguientes efectos físicos [1]:

1. Radiación Cherenkov:

Si una partícula cargada se mueve a través de un medio más rápido que la velocidad de fase de la luz en ese medio, esta emitirá radiación a un ángulo determinado por su velocidad y el índice de refracción del medio. Ya sea la presencia o ausencia de esta radiación (en contadores de umbral) ó la medición directa del ángulo Cherenkov (Ring-Image Cherenkov) pueden ser usados para dar información acerca de la velocidad de la partícula.

## 2. Pérdida de energía (dE/dx):

La razón de pérdida de energía para una partícula relativista es una función débil de el producto  $\beta\gamma$  de la partícula:

$$\beta\gamma = p/mc = \frac{v}{c}(1 - v^2/c^2)^{-1/2}. \quad (1.2)$$

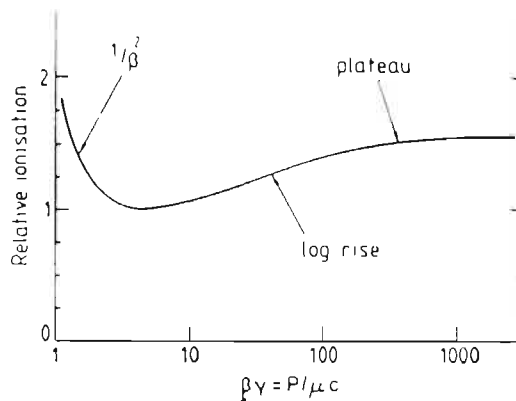


Figura 1.1: Dependencia de ionización en un gas en  $\beta\gamma$ .

Esta dependencia es mostrada en la fig. 1.1. En la región no-relativista ( $\beta\gamma < 4$ ) la razón de pérdida de energía se reduce a un mínimo como  $1/\beta^2$ . Para  $\beta\gamma \approx 4$  la razón de pérdida de energía se incrementa de nuevo como  $\log \beta\gamma$ ; este es el llamado incremento relativista. Para valores de  $\beta\gamma$  de unas centenas la razón de pérdida de energía se satura ( el llamado "plateau de Fermi"). En sólidos y líquidos el plateau es sólo un pequeño porcentaje arriba del mínimo; en gases nobles de número atómico grande a presión atmosférica alcanza de un 50% a un 70%. Una medición precisa de la pérdida de energía en la región de incremento relativista provee una medición de  $\beta\gamma$ , y por lo tanto de la masa.

## 3. Radiación de Transición.

Cuando una partícula altamente relativista ( $\beta\gamma > 500$ ) cruza una frontera entre dos medios dieléctricos se emiten fotones en la región de rayos x. La energía de estos fotones es una función de  $\beta\gamma$ . Por lo tanto midiendo la radiación de transición se puede obtener la masa de la partícula.



Los fenómenos anteriormente mencionados están íntimamente relacionados. Todos dependen de las propiedades dieléctricas del medio y la velocidad de la partícula cargada.

## 1.2 Teoría

### 1.2.1 Discusión General

Cualquier dispositivo que detecta una partícula tiene que interactuar con ella de alguna manera. Si la partícula cruza el detector sin una desviación considerable, esta interacción debe ser electromagnética suave. Consideremos una partícula de masa  $m$  y velocidad  $\mathbf{v}$  la cual interactúa con el medio del detector vía un fotón de energía  $\hbar\omega$  y momento  $\hbar\mathbf{k}$ , como se muestra en la fig. 1.2. Por conservación de energía y momento:

$$\hbar\omega(1 - \hbar\omega/2\gamma mc^2) = \hbar\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \hbar k^2/2\gamma m \quad (1.3)$$

Con la restricción de colisiones suaves  $\hbar\omega \ll \gamma mc^2$  y  $\hbar k \ll v\gamma m$ , esta se reduce a

$$\omega = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}. \quad (1.4)$$

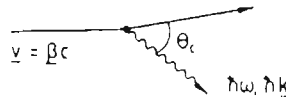


Figura 1.2: Emisión de fotones en un medio.

El comportamiento de un fotón en un medio es descrito por la relación de dispersión

$$\omega^2 - k^2 c^2 / \epsilon = 0 \quad (1.5)$$

donde  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica relativa o la constante dieléctrica.

Eliminando  $\omega$  y  $k$  entre las ecs. 1.4 y 1.5 tenemos:

$$v/c\sqrt{\epsilon}\cos(\theta_c) = 1 \quad (1.6)$$

donde  $\theta_c$  es el ángulo entre  $\mathbf{v}$  y  $\mathbf{k}$ . Esto muestra que, si  $v/c\sqrt{\epsilon}$  es mayor que la unidad existe un ángulo real  $\theta_c$  en el cual se pueden emitir (o absorber) fotones libres. Este es conocido como el ángulo Cherenkov y el flujo de fotones libres como radiación Cherenkov. La velocidad a la cual  $v$  es igual a  $c\sqrt{\epsilon}$  es llamado el umbral. A velocidades menores,  $\cos(\theta_c)$  es mayor que la unidad y no se emiten fotones libres en el medio continuo. En medios discontinuos la difracción causa emisión de fotones libres inclusive debajo del umbral Cherenkov.

De hecho, hasta aquí hemos asumido que  $\epsilon$  es real. En práctica esto sólo es verdad abajo del umbral de ionización del medio. La fig. 1.3 muestra a  $\epsilon$  como función de la frecuencia para gas de argón como ejemplo. Hay tres rangos importantes de frecuencia:

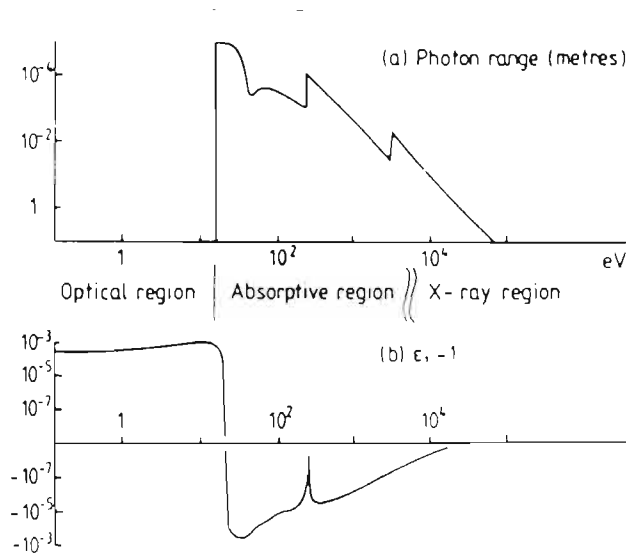


Figura 1.3: Dependencia de  $\epsilon$  para argón a densidad normal en energía del fotón, a) parte imaginaria expresada como el rango y b) parte real  $- 1$  en escala logarítmica.

### 1. La región óptica.

Para frecuencias debajo de la región de absorción, el medio es transparente,  $\epsilon$  es real y mayor que uno y la radiación Cherenkov es emitida por partículas con velocidad por arriba del umbral (la cual siempre es menor que  $c$ ). La emisión de radiación Cherenkov debajo del umbral por discontinuidades en el medio es llamada Radiación de Transición Óptica la cual no es importante para la identificación de partículas.

### 2. La región de absorción.

Aquí  $\epsilon$  es complejo y el rango de fotones es corto. La absorción de fotones virtuales que constituyen el campo de una partícula cargada resulta en un incremento de la ionización del material que es medida en detectores  $dE/dx$ .

### 3. La región de rayos x.

La parte residual absorbora de  $\epsilon$  produce una pequeña contribución al extremo de la distribución  $dE/dx$ , pero a frecuencias de 30% por arriba de la última frecuencia de absorción, el medio puede ser tratado como transparente. Aquí  $\epsilon$  es menor que uno y el umbral es mayor que  $c$ . Sin embargo, la emisión de radiación por debajo del umbral de Cherenkov puede ocurrir; esto es conocido como radiación de transición de rayos x, y es explotado por los detectores de Radiación de Transición.

## 1.2.2 Radiación Cherenkov y $dE/dx$

### Modelo simple

Para discutir la relación entre la radiación Cherenkov y  $dE/dx$  consideremos el campo visto por un observador ubicado en el punto  $(x, y)$ , provocado por una partícula moviéndose a lo largo de eje  $x$ . Para simplificar vamos a ignorar la dimensión  $z$  (el efecto de esta simplificación es obtener exponenciales en lugar de funciones de Bessel, lo cual, facilita la manipulación sin alterar ningún principio físico). Tal observador ve un pulso electromagnético conforme la partícula avanza. Este pulso está compuesto de un amplio espectro de componentes de frecuencia y viaja en la dirección  $x$  con velocidad  $v$  sin dispersión. Estas condiciones requieren que la velocidad de fase en la dirección  $x$  por cada componente de Fourier satisfaga la ecuación 1.4.

Esto significa que las componentes del campo son las componentes de un campo estático como si fueran vistas por un observador que se va moviendo con la partícula. Por lo tanto tenemos

$$k_x = \omega/v$$

y

$$k_x^2 + k_y^2 = \omega^2 \epsilon / c^2$$

de lo cual podemos obtener

$$k_y = \omega/v \sqrt{v^2 \epsilon / c^2 - 1}.$$

Llamemos a la velocidad de fase en el medio  $u(\omega) = c/\sqrt{\epsilon}$ . Entonces tenemos

$$k_y = \omega/v \sqrt{v^2/u^2 - 1}.$$

Existen dos situaciones en las cuales esta fórmula puede ser aplicada:

1.  $v$  mayor que  $u$

Entonces  $k_y$  es real y el componente de frecuencia  $\omega$  representa una onda real a un ángulo  $\arccos(u/v)$ . Este es el caso de la radiación Cherenkov.

2.  $v$  menor que  $u$

$k_y$  es ahora puramente imaginaria y la componente de frecuencia  $\omega$  se propaga como una onda evanescente en dirección transversal (igual que la onda evanescente del fenómeno de reflexión total interna):

$$e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = e^{i \frac{\omega}{v}(x - vt)} e^{-y/y_0}$$

donde el rango de  $y_0$  esta dado por

$$y_0 = v/\omega \sqrt{1 - v^2/u^2}.$$

Reexpresada en términos de variables adimensionales,  $\beta = v/u$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  y  $\lambda = u/\omega$  la longitud de onda libre sobre  $2\pi$  y el rango nos da

$$y_0 = \lambda\beta\gamma.$$

Esto muestra que el rango del campo se expande linealmente con las variables escaladas adimensionales  $\beta\gamma$  conforme se acerca al umbral Cherenkov.

Esta expansión, frecuentemente llamada "la expansión relativista", depende sólo de la naturaleza ondulatoria del campo y es la responsable del "incremento relativista" de la sección eficaz de ionización.

La velocidad de la luz en el vacío,  $c$ , sólo entra al problema a través de la cinemática de la partícula misma; la cual es estrictamente irrelevante para el campo electromagnético suave de la partícula en el medio. Sin embargo, en la práctica estamos interesados en la dependencia del campo con las apropiadas variables adimensionales escaladas para el vacío,  $\beta = v/c$  y  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Entonces la fórmula aparece más complicada:

$$y_0 = \lambda\beta(1/\gamma^2 + (1 - \epsilon)\beta^2)^{-1/2}$$

La complejidad, sin embargo, viene solo del cambio de variables.

Considerando la ecuación distinguimos dos casos de interés dependiendo de si  $\epsilon$  es mayor o no que la unidad:

1.  $\epsilon > 1$

Como se muestra en la fig. 1.3 esto implica que la frecuencia esta dentro de la región óptica debajo del umbral de ionización. A mayores valores de velocidad el rango se incrementa hasta  $\beta = 1$  y ( $\gamma = \infty$ ), el rango se vuelve infinito y tenemos campo Cherenkov.

2.  $\epsilon < 1$

Aquí  $\omega$  está arriba del umbral de ionización (regiones de absorción y rayos-x) El rango se incrementa también aumentando los valores de la velocidad pero tiene un límite superior cuando  $\beta = c/u$ . Este "plateau" esta dado por la ecuacion (5) para ( $\beta = 1, \gamma = \infty$ ) por

$$y_0 = \lambda(1 - \epsilon)^{-1/2}.$$

Para diferentes frecuencias el plateau se vuelve más importante para diferentes valores de  $\beta\gamma$  dependientes de  $\epsilon(\omega)$ . Sin embargo, en cualquier tipo de suma sobre frecuencias aparece el mismo efecto general. La dependencia de  $dE/dx$  mostrada en la figura 1.1 es un ejemplo. En los valores más grandes de  $\beta\gamma$  la pérdida de energía se satura ("efecto densidad"). Este plateau impone un límite superior al rango de  $\beta\gamma$  sobre el cual  $dE/dx$  puede ser usado para medir la velocidad en forma efectiva. Ya que  $(1 - \epsilon)$  escala con la densidad, la saturación varía como  $\rho^{-1/2}$ . Para discriminar velocidades a valores grandes de  $\beta\gamma$ ,  $\epsilon$  debe ser casi 1 y para esto se usan comunmente gases.

Existe un límite correspondiente mas allá del cual el campo Cherenkov se convierte en una función asintótica de  $\beta\gamma$ . El ángulo Cherenkov está dentro de un valor  $\delta\theta$  de su valor asintótico para valores de  $\beta\gamma$  dados por

$$\beta\gamma \approx (\epsilon - 1)^{-1/4} (\delta\theta)^{-1/2}$$

y el flujo esta dentro del 90% de su valor asintótico para  $\beta\gamma$  mayores que

$$\beta\gamma \approx 3(\epsilon - 1)^{-1/2}.$$

Tomando al nitrógeno a densidad normal como ejemplo ( $\epsilon-1= 594 \times 10^{-6}$ ) y  $\delta\theta= 10$  mrad, los valores para  $\beta\gamma$  son 64 y 123. La señal  $dE/dx$  también satura alrededor de  $\beta\gamma = 100$ . La necesidad de trabajar con gases de baja densidad es por tanto evidente tanto en Cherenkov como en las técnicas de  $dE/dx$  y la razón es esencialmente la misma.

## Capítulo 2

# El Experimento E781 de Fermilab (SELEX)

### 2.1 Introducción

El experimento E781, llamado también SELEX (Segmented Large-x Baryon Spectrometer), está diseñado para realizar un estudio sistemático de producción y la física de decaimientos de bariones charm [2, 3]. La física de bariones charm se ha convertido en una significativa fuente de nueva información acerca de los decaimientos débiles de hadrones que contienen un quark charm. Además, observaciones recientes de estados excitados de la  $\Lambda_c^+$  abren las puertas a una rica espectroscopía de bariones charm, probando importantes aspectos de la Teoría Efectiva de Quark Pesado (HQET) y otros modelos de confinamiento. La totalidad de los datos recientes para bariones charm provienen de fotoproducción ya sea de fotones reales (E687) o virtuales (Argus, CLEO II). En ambas situaciones las muestras de bariones charm son dominadas por estados de  $\Lambda_c^+$ . La supresión de bariones charm-strange ( $\Xi_c, \Omega_c$ ) en la fotoproducción puede no deberse a causas físicas; sino puramente instrumentales. Sin embargo, la información de bariones charm-strange es marginal.

Los bariones charm, especialmente bariones con charm-strange son producidos copiosamente en rayos de  $\Sigma^-$  a  $x_F > 0.2$ . El experimento de CERN WA89 posee una muestra de bariones charm reconstruidos que es la mejor en el mundo, a pesar de que tienen una muestra relativamente pequeña de mesones charm. El experimento E781 usará la misma técnica para el estudio de bariones charm con mayores flujos en el rayo, mayor aceptación y un mejor detector de vértices. Esto hará de E781 un experimento de bariones charm de segunda generación, permitiendo un sistemático y profundo estudio de la física de la producción y los decaimientos de los bariones charm.

Hay una gran variedad de metas en los estudios de los bariones charm. La primera es una completa comprensión de los decaimientos débiles. Los bariones charm, al igual que los mesones con este mismo quark tienen grandes efectos de QCD en sus decaimientos débiles, y para entender estos efectos se requiere un amplio programa de mediciones. Las primeras mediciones deberían de ser tiempos de vida precisos de todos los modos de decaimiento débiles de los bariones charm. Hoy en día sólo para la  $\Lambda_c^+$  se tienen mediciones con errores menores al 10% [5]. Un complemento importante para los tiempos de vida son los decaimien-

tos semileptónicos. Actualmente CLEO y ARGUS [6] tienen evidencia de los decaimientos  $\Lambda_c^+ \rightarrow X \Lambda l \nu$  y  $\Xi_c^0 \rightarrow X \Xi^- l \nu$  y CLEO también los ha observado. Hasta ahora no hay evidencia de un decaimiento semileptónico donde el barión del estado final no sea un hiperón de estado base. También serán necesarios decaimientos no leptónicos para ordenar todos efectos no factorizables que son esperados en los bariones charm. Solo en el caso de la  $\Lambda_c^+$  se han observado un número significativo de decaimientos no leptónicos. Muchos de estos son decaimientos de varios cuerpos que podrían tener estructura resonante, pero hasta ahora se desconoce mucho acerca de ello. La segunda mayor área de física que podría ser abordada en bariones charm es la espectroscopía. La Teoría Efectiva de Quark Pesado (HQET) ha hecho ciertas predicciones acerca del espectro de los mesones charm, y es muy posible que se puedan hacer predicciones similares para los bariones. Hay grados de libertad extras en el sector de bariones los cuales pueden ser usados para probar de forma más estricta los modelos de potencial, los cálculos de red y las predicciones de HQET. Experimentalmente, la mayor parte del espectro es desconocida. Tres de los cuatro bariones en estados base han sido establecidos, al igual que el triplete de isospin 1 de las  $\Sigma_c$ 's. Nuevos resultados en la  $\Omega_c$  [7], estados excitados de la  $\Lambda_c^+$  [8] y de la  $\Xi_c$  son limitados estadísticamente y requieren ser verificados. El resto del espectro es desconocido.

Las predicciones simples para la producción de charm a partir de QCD perturbativa no coinciden con los datos, sin embargo, estas predicciones han sido exitosamente corregidas modelando los efectos no perturbativos. La mayor parte de este trabajo se ha basado en mesones donde la hadronización del quark al mesón se ha tomado en cuenta para modelos con fragmentación. Actualmente la producción de bariones charm parece tener más acertijos que los que se han visto para los mesones. NA32 ha reportado razones iguales para la  $\Lambda_c$  y  $\bar{\Lambda}_c$  a grandes  $x_F$  a partir de un rayo de  $\pi^-$ , lo cual es difícil de entender en términos de QCD perturbativa. WA89 ha visto fuertes efectos de partícula dominante en rayos de  $\Sigma^-$ . Ellos observan una señal mucho más grande de  $\Sigma_c^0(cdd)$  que de  $\Sigma_c^+(cuu)$ [9].

Ambas partículas decaen a  $\Lambda_c^+$  y a un  $\pi$  cargado por lo que su aceptación es similar, una cosa que es diferente es que la  $\Sigma_c^0(cdd)$  tiene el mismo diquark (dd) que la  $\Sigma^-$ .

## 2.2 El Detector

E781 es un espectrómetro de partículas cargadas de 3 etapas con identificación de partículas y calorimetría electromagnética. El detector tiene una aceptación de  $0.1 < x_F < 1.0$ . El diagrama general del detector se muestra en la fig.2.1. Existen numerosas razones por las que se eligió esta geometría.

1. A grandes  $x_F$  los tracks poseen mayor momento y menor dispersión múltiple. Esto mejora la resolución en la región del vértice, y permite que el trigger se dispare en tracks con mayor "miss-distance".
2. Entre mayor sea el momento del track, el ángulo sólido por cubrir es menor. Esto permite el uso de un RICH con fototubos como los detectores de fotones. Los fototubos son más fáciles de usar e instalar que el TAMI o fotocátodos de CsI.

3. Se ha medido previamente que la razón de bariones a mesones se incrementa con  $x$  para partículas extrañas, y los resultados recientes de WA89 han mostrado el mismo efecto para partículas con charm.

La filosofía del diseño del detector se puede resumir como: Se sabe que ahí hay charm y debemos optimizar la razón señal/ruido, no a la señal misma.

- El rayo es predominantemente una mezcla de  $\pi^-$  y  $\Sigma^-$  con una pequeña inclusión de  $\Xi^-$  y  $\Omega^-$ . La razón  $n(\Sigma^-)/n(\pi^-)$ , puede ser ajustada variando el momento. Actualmente se está corriendo a una razón de  $n(\Sigma^-)/n(\pi^-) > 1$ . El flujo de sigmas será de  $10^6$  MHz.
- La primera parte del espectrómetro es de alta aceptación con un momento de corte de 2.5 GeV/c. Esta etapa mide piones suaves que provienen de  $D^*$ 's,  $\Sigma_c$ 's y otros decaimientos de estados excitados de charm. También puede medir los tracks de partículas que provienen de otra partícula charm producidas a  $x_F$  más bajas que la partícula charm que accionó el trigger y así poder estudiar pares de charm. En forma genérica este espectrómetro es nombrado M1 y dependiendo del contexto se puede referir tanto al magneto como a las cámaras de alambre.
- La segunda etapa del espectrómetro tiene un corte de momento de 15 GeV/c. Esta etapa genera al trigger del cual se hará una descripción más detallada en la próxima sección. Tiene un detector RICH que puede separar de forma efectiva p/K de 20 GeV/c a 225 GeV/c y K/p de 40 GeV/c a 480 GeV/c. También se tiene un detector de radiación de transición para identificación de electrones. De igual forma que en la primera etapa a este espectrómetro se le llama M2.
- La última etapa mide productos de decaimientos de  $\Lambda$ 's que decaen lejos, en la parte final del espectrómetro. Los decaimientos de bariones charm-strange pueden decaer en  $\Xi$ 's y  $\Omega$ 's los cuales producen  $\Lambda$ 's a mucha distancia. Esta última etapa es crucial para lograr altas eficiencias en estos decaimientos. A este espectrómetro se le nombra como M3.

En la región del haz se tiene un sistema de detectores de silicio que provee alta precisión de las posiciones  $x - y$  en el vértice primario. En la región del vértice se encuentra otro detector de silicio que tiene 20 planos en cuatro vistas, el cual genera información altamente redundante en el "tracking" para simplificar tanto la búsqueda como la conexión entre tracks ya sea en el filtro de software on-line, o en la reconstrucción off-line.

Se cuenta también con tres detectores de fotones para la reconstrucción de  $\pi^0$  y fotones. Cada detector de este tipo está asociado con una etapa del espectrómetro. La última parte del arreglo se propone detectar decaimientos radiativos a fotones como  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  o el todavía sin confirmar  $\Xi_c' \rightarrow \Xi_c \gamma$ .

La parte más importante de E781 es el trigger de hardware y el filtro de software on-line. Ambos procesos se basan en el hecho de que la multiplicidad en la segunda etapa del espectrómetro es baja y que estos tracks tienen un momento suficientemente alto para ser



medidos en forma precisa. La multiplicidad típica de eventos sin charm es 15 en el vértice primario pero solo 5 en la segunda etapa.

Dos hodoscopios combinados con una matriz lógica pueden contar el número, medir la carga, y estimar burdamente el momento de los tracks en el segundo espectrómetro. Imponiendo como requisito 3 tracks positivos en el segundo espectrómetro, el trigger de hardware rechaza eventos sin charm por un factor de 8 a 10.

Típicamente los bariones charm contribuyen con 2 de estos tracks positivos. Los eventos que pasan el trigger son completamente leídos y se pasan al filtro de software on-line.

El filtro de software corre en tiempo real y sólo aquellos eventos que son seleccionados por el filtro son escritos en cinta. Esto reduce de forma considerable el trabajo en el análisis off-line después de que el experimento termine de correr, pero resulta de suma importancia que la calidad de los datos sea monitoreada constantemente para asegurar que no se están perdiendo datos. El filtro de software consiste de una búsqueda topológica de un vértice secundario. El filtro busca tracks después del segundo magneto, los encontrados son proyectados al detector de vértice.

La aceptación angular en la segunda etapa del magneto es de 30 mrad y los blancos son de al menos 1.5 mm de espesor, así que el efecto geométrico en el peor de los casos es de 22  $\mu\text{m}$ , los errores por dispersión múltiple son minimizados usando sólo tracks de alto momento. Estudios de simulación muestran que un corte de 30  $\mu\text{m}$  en la miss-distance mantienen la proporción de eventos no-charm aprobados por el trigger a menos de 1%, si no hay error en el tracking. La proporción de triggers falsos estará dominada por errores en el tracking y no por errores de medición.

El filtro de miss-distance es completamente eficiente para decaimientos de bariones charm con tiempos de vida de mas de 100 fs. También será muy eficiente para decaimientos de mesones charm ya que el requisito del filtro es sólo un vértice secundario. La muestra de mesones charm deberá ser comparable a la de los bariones y esto resulta excelente para la calibración del experimento e inclusive para obtener algunos nuevos resultados.

Los eventos que superan el filtro de miss-distance son los más útiles para el análisis. Este filtro requiere de forma implícita un vértice secundario. En la mayor parte de los análisis de charm en experimentos de blanco fijo la mejor forma de eliminar ruido se obtiene requiriendo que el vértice secundario esté bien separado del vértice primario. Esto es usualmente expresado en términos de la distancia del vértice primario al secundario dividida entre la resolución de los vértices ( $L/\sigma$ ). Una simulación de  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  con  $x_F = 0.3$  muestra el efecto de la miss-distance en el trigger.

## 2.3 Espectativas

E781 planea acumular mas de  $10^6$  hadrones charm reconstruídos con mas de 100,000 en los mayores modos de decaimiento de los bariones charm. Usando las secciones eficaces de producción de NA32 para  $\pi^-$  [10], podemos predecir lo que se obtendrá en E781 a partir de un haz de  $\pi^-$ . La sección eficaz se incrementa en un factor de 2 teniendo en cuenta la mayor energía. La distribución de  $x_F$  es diferente. El exponente es de 4.2 en lugar de 3.5 y se espera el mismo espectro en  $p_t$ . Las predicciones acerca de la toma de datos es que serán 1000 horas de datos con 1000 s de "life time" por hora; 4% de probabilidad de interacción;

y que la producción de charm se escala como  $A^{1/3}$ . El  $A$  promedio en el blanco de E781 es 32.8. También se han calculado las eficiencias de trigger y de reconstrucción. La eficiencia de trigger se calculó usando la sección eficaz  $\frac{d\sigma}{dx_F} = (1 - x_F)^{4.2}$ .

Las eficiencias de reconstrucción fueron calculadas usando todos los efectos posibles como la resolución del detector, dispersión múltiple de Coulomb, asignación de vértices primario y secundario, sin tomar en cuenta los errores en el reconocimiento de patrones.

La física de bariones charm está en camino. Los resultados que de esta provengan ya sea en decaimientos débiles, espectroscopía y mecanismos de producción estimularán mucho trabajo teórico. Las limitaciones para las mediciones en los tiempos de vida o de los posibles efectos de partícula dominante, serán eliminadas con las nuevas muestras. E781 ha optimizado el estudio de los bariones charm a partir del uso de un rayo de  $\Sigma^-$ , una geometría para altas  $x_F$ , excelente identificación de partículas y un trigger topológico. Se estima que E781 colectará del orden de 100,000 hadrones charm reconstruidos para los mayores modos de decaimiento. En esta muestra la mitad serán bariones y la mitad de los bariones serán bariones con quark charm y strange.



## Capítulo 3

# El RICH del Experimento E781 de Fermilab

Hasta aquí se ha hablado en forma general del fenómeno físico que es aprovechado en la detección de partículas para determinar su masa y por lo tanto su identificación. A continuación se hará una descripción en forma general del aparato que fue usado para este análisis y que actualmente está siendo utilizado con un propósito más desarrollado en el experimento E781.

En este punto se hablará del diseño de cada una de las partes del detector que influyen en su operación básica, intentando evitar en lo posible los detalles de cada uno que en sí mismos representan un tema de análisis independiente.

El detector consiste básicamente de tres partes: un fotocátodo formado por una matriz de fototubos, el tanque contenedor del radiador y el arreglo de espejos montado en la parte posterior del tanque. Podemos agregar de manera independiente al sistema de lectura y el software que aunque no forman parte del detector en sí, forman parte del sistema general.

En la fig.3.1 se muestran las tres vistas del detector a escala. El tanque contenedor del radiador tiene 10 m de longitud y está lleno de neón (99% de pureza) a 1 atm. El uso de este gas noble evita los problemas de dispersión en el medio radiador así la resolución en el radio del anillo está determinada por la resolución del detector. El rango angular cubierto por el detector está limitado por la transmisión de partículas rápidas a través del magneto del segundo espectrómetro y es de aproximadamente  $\pm 20$  mrad en dirección vertical y  $\pm 65$  mrad en dirección horizontal. Los fotones producidos son reflejados por un arreglo de espejos esféricos de 10 m de longitud focal enfocados directamente hacia la matriz de tubos fotomultiplicadores.

### 3.1 Fotocátodo

#### 3.1.1 Fototubos Multiplicadores

Se sabe muy bien que los fototubos tienen una excelente eficiencia cuántica. Para cubrir la aceptación angular antes mencionada con la resolución requerida la matriz consta de 89 columnas de 32 fototubos cada una de ellas. En la fig. 3.2 tenemos una vista frontal del

fotocátodo donde sólo se esquematizan la primera fila y la primera columna de orificios. Los tubos están montados en conos de luz contiguos que mejoran la recolección de luz aumentando el área que cada uno cubre. Necesitan ser suficientemente pequeños para dar una buena resolución en el radio del anillo. Los conos fueron cubiertos por películas de Mylar aluminizado para incrementar su eficiencia hasta en un 48% en la colección de luz.

En la matriz se usan dos diferentes tipos de fototubos. Los primeros son Hamamatsu modelo R760 y los otros son FEU-60 de manufactura rusa. De la columna 1 a la 27 y de la 62 a la 69 se tiene FEU60 y en las columnas de la 28 a la 61 se alternan una de R760 y una de FEU60, dando un total de 2304 FEU60 y 544 Hamamatsu. Aunque la eficiencia y el comportamiento en ruido de los hamamatsu es significativamente mejor, la diferencia en costo es de una razón de 1 a 200, y debido a la cantidad de tubos, 2848 más reemplazos, la opción de usar una combinación fue la más apropiada. En la tabla 3.1 se mencionan las características básicas de cada tipo de tubo.

	QE%	$N_0(cm^{-1})$
R760	23.4	$154.6 \pm 5.4$
FEU-60	11.2	$72.3 \pm 3.3$

Tabla 3.1: Eficiencia cuántica y figura de mérito medidas para ambos tipos de fototubos.

### 3.1.2 Electrónica

Las bases tanto de los R760 como los FEU60 solo tienen un divisor de alto voltaje. La señal del fototubo es procesada a través de un circuito híbrido que efectúa las funciones de preamplificador, discriminador y convertidor de señal de salida. La salida es una señal ECL<sup>1</sup> diferencial, la cual puede ser leída directamente por un sistema de latch. Cada columna completa está montada en una sola tarjeta. Así se tienen 89 tarjetas con 32 circuitos en cada una de ellas. Estas están alimentadas por seis fuentes de bajo voltaje conectadas directamente a la estructura que se encuentra en la parte superior de la caja del fotocátodo la cual obviamente está completamente sellada al paso de luz.

El volumen en el que se encuentran las tarjetas de lectura es muy pequeño para la disipación del calor generado por los circuitos y para ello se ha instalado un sistema de enfriamiento que consiste de un enfriador de aire con tres grandes ventiladores. También para la caja del fotocátodo se incluyó un intercambiador de calor de agua fría. Esto mantiene tanto al fotocátodo como a la electrónica de lectura a una temperatura de alrededor de 20°C. Los circuitos híbridos poseen también una salida analógica que es usada en algunos canales con propósitos de monitoreo.

El alto voltaje no es el mismo para todos los tubos. El voltaje de operación para cada uno de ellos fue determinado en pruebas anteriores y era el correspondiente al punto en el cual los tubos mostraban un nivel de ruido de 30 kHz. La alimentación de alto voltaje es proporcionada por cinco fuentes operando a voltajes que van de 1680 V a 1960 V. Este

<sup>1</sup>ECL (Emitter-Coupled Logic) Lógica que no requiere saturación realizada por transistores acoplados por el emisor. Normalmente "0" = -1.75V y "1" = 0.9V.

voltaje además fue ajustado usando 14 incrementos de 20 V (usando diodos zener) lo que hace posible modificar la entrada de alto voltaje hasta en 280 V. Tanto las fuentes de alto voltaje como los circuitos híbridos y los FEU60 son de manufactura rusa.

## 3.2 Sistema de Gases

La operación de llenado del tanque con gas neón constituye un reto ingenieril. La complicación surge del hecho de que el neón es un gas extremadamente caro. Por lo tanto para llenar el tanque con neón no es posible darse el lujo de desplazar el aire drenando también neón. La manera de hacerlo es mediante un paso intermedio; primero se llena de bióxido de carbono (el cual sí puede ser despedido), desplazando el aire. Después este es condensado y drenado mientras en forma simultánea se va inyectando el neón. La operación es complicada y toma poco más de dos días. La pureza que se logra es admirable ya que después de la operación además del neón sólo queda un poco de oxígeno a 2 ppm. El sistema está siendo monitoreado constantemente y no ha mostrado cambios drásticos en 4 meses. La estabilidad depende de muchas variables y el comportamiento hasta ahora resulta sorprendente. La descripción detallada del sistema puede ser revisada en [14].

## 3.3 Espejos

La parte más delicada y complicada desde el punto de vista de la especialización de la mano de obra requerida son los espejos. Por el tamaño y las especificaciones requeridas es claro que el arreglo de espejos presentó dificultades mecánicas. Estos debían ser montados en una posición vertical en la cual su propio peso afectaría las propiedades ópticas. El problema era entonces, conseguir la calidad óptica deseada en unos espejos que por su grosor resultaban sumamente delicados. Finalmente se encontró la mano de obra y los espejos estuvieron dentro de las especificaciones mecánicas y ópticas [15]. El arreglo consta de 16 espejos hexagonales de 23.094 cm de distancia entre vértices opuestos. En la fig. 3.3 se muestra una vista frontal del arreglo completo.

## 3.4 Sistema de Lectura CROS (Chamber Read-Out System)

CROS [16] es un sistema de lectura originalmente diseñado para la lectura rápida de cámaras de alambre. El confiable desempeño en el experimento E761 sugería que este mismo sistema fuera ahora empleado en E781 con algunas pequeñas modificaciones. Las especificaciones básicas del sistema son:

1. Uso de memoria como delay controlable
2. La posibilidad de usar este sistema cerca de los detectores para minimizar las longitudes de los cables de conexión.

3. Sistema de transferencia de datos jerarquizado desde los esclavos hasta el master con máximo acceso de lectura vía bus privado con opción a usar bus de CAMAC<sup>2</sup> para lectura más lenta.
4. Posibilidad de uso de procesadores de trigger especializados ya sea para los datos directos "raw data" o para datos codificados.
5. Hay variantes de este sistema que permiten el conteo de cúmulos, especialmente para TRD's.

En SELEX este sistema es usado para la lectura de las M2 PWC (Proportional Wire Chambers), del BTRD (Beam Transition Radiation Detector), ETRD (Electron Transition Radiation Detector) y del RICH. Después de la etapa de discriminación y amplificación de la señal esta es convertida a salida estándar ECL y la matriz puede ser leída en forma análoga a una cámara de alambre.

### 3.5 Algoritmo de Máxima Verosimilitud

El algoritmo más importante del RICH es el que calcula el parámetro que puede ser usado para la identificación de la partícula a partir del radio observado. La identificación de la partícula se hace mediante un método de máxima verosimilitud. El método empleado actualmente en el E781 RICH es el mismo que se usó en el detector RICH Omega de WA89[12, 13]. Cuando una partícula pasa por el detector y genera luz Cherenkov en forma de anillo tanto la posición del centro del anillo en la superficie focal, como el radio del anillo para cada hipótesis pueden ser predichos por medio del track y el momento medido en el espectrómetro M2. Las hipótesis son  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  y  $\Sigma$ .

Un método previamente usado consiste en contar el número de hits observados en "bandas de búsqueda" de  $\pm\sigma$  alrededor de los anillos esperados y compararlo con el número de hits esperado usando una distribución Poisson. Esto funciona bien para identificación de partículas de bajo momento pero a mayor momento las bandas se translanan y la eficiencia de detección se reduce. Este método aborda el problema en forma distinta. Se asume que las dos coordenadas espaciales medidas para cada fotón provienen de alguna función de densidad de probabilidad (p.d.f.) la cual depende de la hipótesis. Para cada hipótesis posible  $j$  asignamos una p.d.f.  $f(\vec{x})^{(j)}$  de observar el fotón  $i$  en su posición medida  $\vec{x}^{(i)} = (u^{(i)}, z^{(i)})$ . Si observamos varios fotones, por decir,  $m$ , se puede asignar la probabilidad

$$d\mathcal{P}_j^{(i)} = f(\vec{x}^{(i)})d\vec{x} \quad (3.1)$$

para cada fotón. El número tiene el carácter de una probabilidad *a-posteriori*. Esto significa que se da una probabilidad después de la observación de encontrar (dentro de un pequeño intervalo  $dx$ ) el resultado  $\vec{x}^{(i)}$ . La probabilidad total de encontrar todos los fotones en sus

<sup>2</sup>CAMAC sistema estandarizado de interfase bidireccional con computadoras, eléctrica y mecánicamente conformados según los estándares 583 y 596 de la IEEE.

posiciones observadas  $\vec{x}^{(1)}, \vec{x}^{(2)}, \dots, \vec{x}^{(i)}, \dots, \vec{x}^{(m)}$  es el producto (las posiciones de fotones individuales no dependen una de la otra)

$$\prod_{i=1}^m f_j(\vec{x}^{(i)}) d\vec{x}. \quad (3.2)$$

Si la hipótesis  $j$  es cierta, entonces se espera tener fotones distribuidos sobre un anillo de radio  $R_j$  alrededor del centro predicho. Ya que tenemos una resolución espacial finita  $\sigma$ , asumimos una distribución gaussiana del radio asignado al fotón medido  $r^{(i)}$ . Si se esperan  $n_j = N_0 L(R_j/F)^2$  fotones para un radio completo tenemos una distribución para la señal

$$S_j(\vec{x}^{(i)}) = \frac{n_j}{2\pi R_j} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(r^{(i)} - R_j)^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.3)$$

También se esperan señales de ruido el cual se distribuye con una densidad  $B(x^{(i)})$  que se asume constante sobre la superficie de la matriz y no depende de la hipótesis  $j$ .

Si combinamos la señal y el ruido obtenemos la p.d.f.

$$f_j(\vec{x}^{(i)}) = \frac{S_j(\vec{x}^{(i)}) + B(\vec{x}^{(i)})}{S_j + b} = \frac{\frac{n_j}{2\pi R_j} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(r^{(i)} - R_j)^2}{2\sigma^2}} + B(\vec{x}^{(i)})}{S_j + b} \quad (3.4)$$

donde

$$s_j = \int_A S_j(\vec{x}^{(i)}) d\vec{x} = \int_A \frac{n_j}{2\pi R_j} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(r^{(i)} - R_j)^2}{2\sigma^2}} d\vec{x} \text{ y } b = \int_A B(\vec{x}) d\vec{x} \quad (3.5)$$

son el número de fotones esperados para la señal y el ruido respectivamente. Normalmente,  $s_j \approx n_j$  pero en práctica podemos tener  $s_j < n_j$  ya que puede suceder que sólo se tenga una fracción del anillo sobre la superficie activa del detector.  $f_j(x^i)$  en (3.4) es normalizada por el factor  $1/(s_j + b)$ , tal que

$$\int_A d\mathcal{P}_j = \int_A f_j(\vec{x}) d\vec{x} = 1. \quad (3.6)$$

Hasta aquí no hemos tomado en cuenta la probabilidad de encontrar exactamente  $m$  fotones. Esto sigue una distribución Poisson

$$\frac{e^{-p_j} p_j^m}{m!} \quad (3.7)$$

donde  $p_j = s_j + b$ . Si combinamos los términos (3.4) y (3.7), obtenemos la función de máxima verosimilitud para cada hipótesis:

$$\mathcal{L}_j = \frac{e^{-p_j} p_j^m}{m!} \prod_{i=1}^m f_j(\vec{x}^{(i)}) = \frac{e^{-b}}{m!} e^{-s_j} \prod_{i=1}^m \left( \frac{n_j}{2\pi R_j} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(r^{(i)} - R_j)^2}{2\sigma^2}} + B(\vec{x}^{(i)}) \right). \quad (3.8)$$

Si la partícula está por debajo del umbral esperamos tener sólo señal de ruido (la cual corresponde a la hipótesis de índice 0). En este caso tanto  $s_j$  y  $n_j$  son cero y tenemos la simple expresión

$$\mathcal{L}_0 = \frac{e^{-b}}{m!} \prod_{i=1}^m B(\vec{x}^{(i)}). \quad (3.9)$$



Para discriminar diferentes hipótesis  $i$  y  $j$  se debe aplicar además un corte para la razón entre las verosimilitudes  $\mathcal{R}_{ij} = \mathcal{L}_i/\mathcal{L}_j$ . Para el análisis de datos experimentales se usan simultáneamente diferentes cortes según las razones entre las verosimilitudes, e.g. para  $\mathcal{R}_{p\pi}$  o  $\mathcal{R}_{pK}$ . Estos cortes son usualmente dependientes del momento y en el caso de el análisis que se presentará en el siguiente capítulo juegan un papel fundamental.

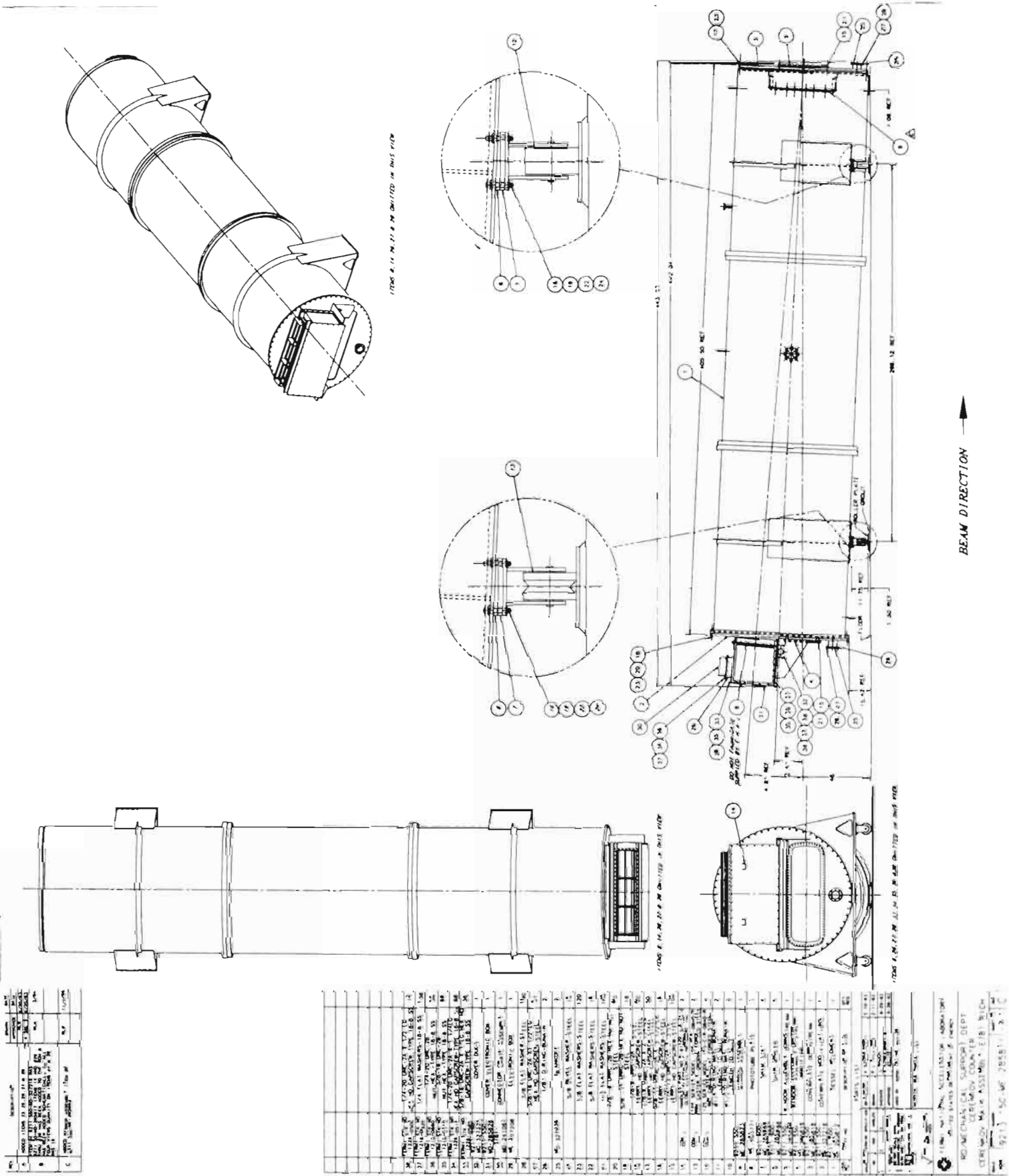


Figura 3.1: Tres vistas a escala del E781 RICH.

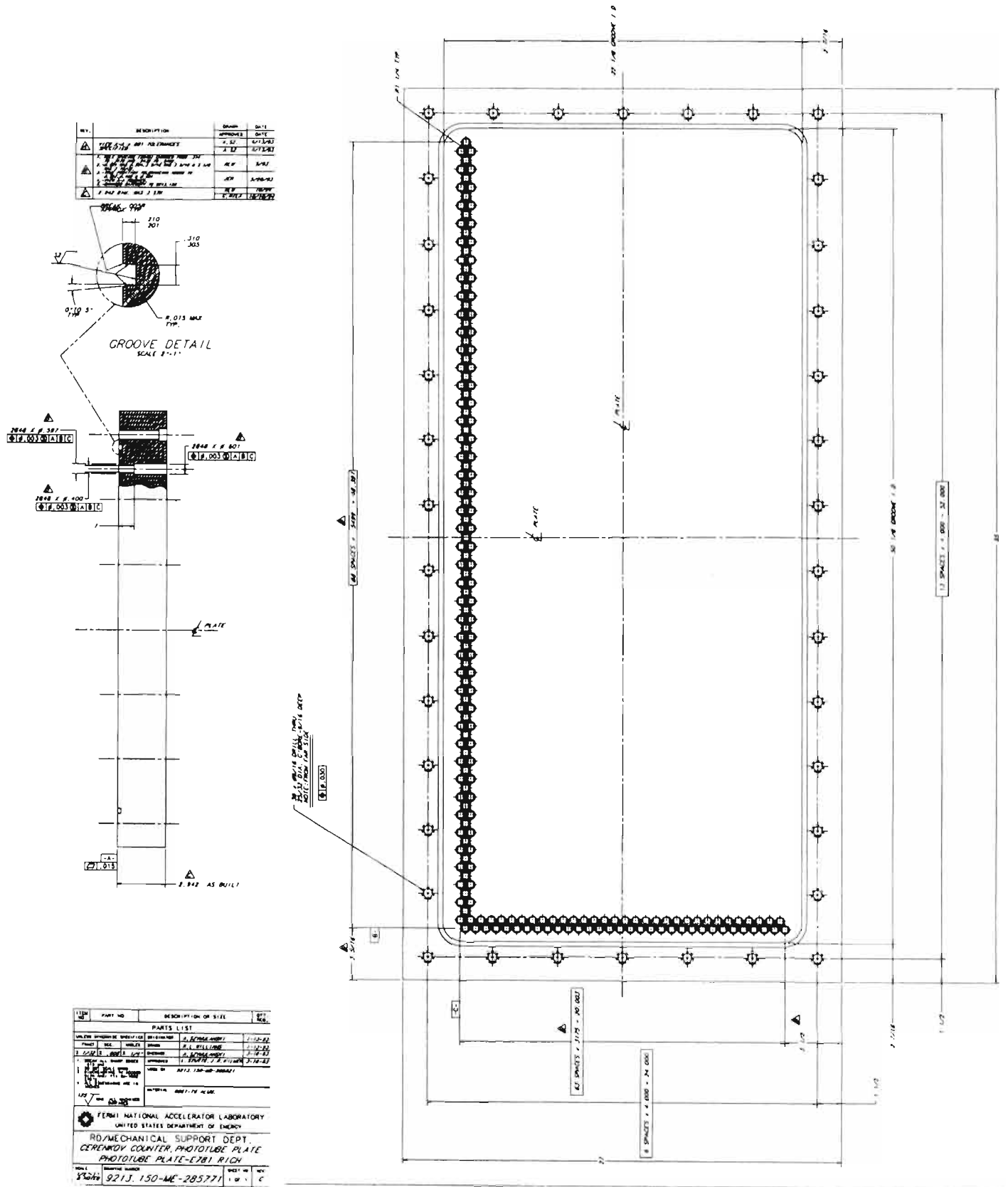


Figura 3.2: Vista frontal del fotocátodo.

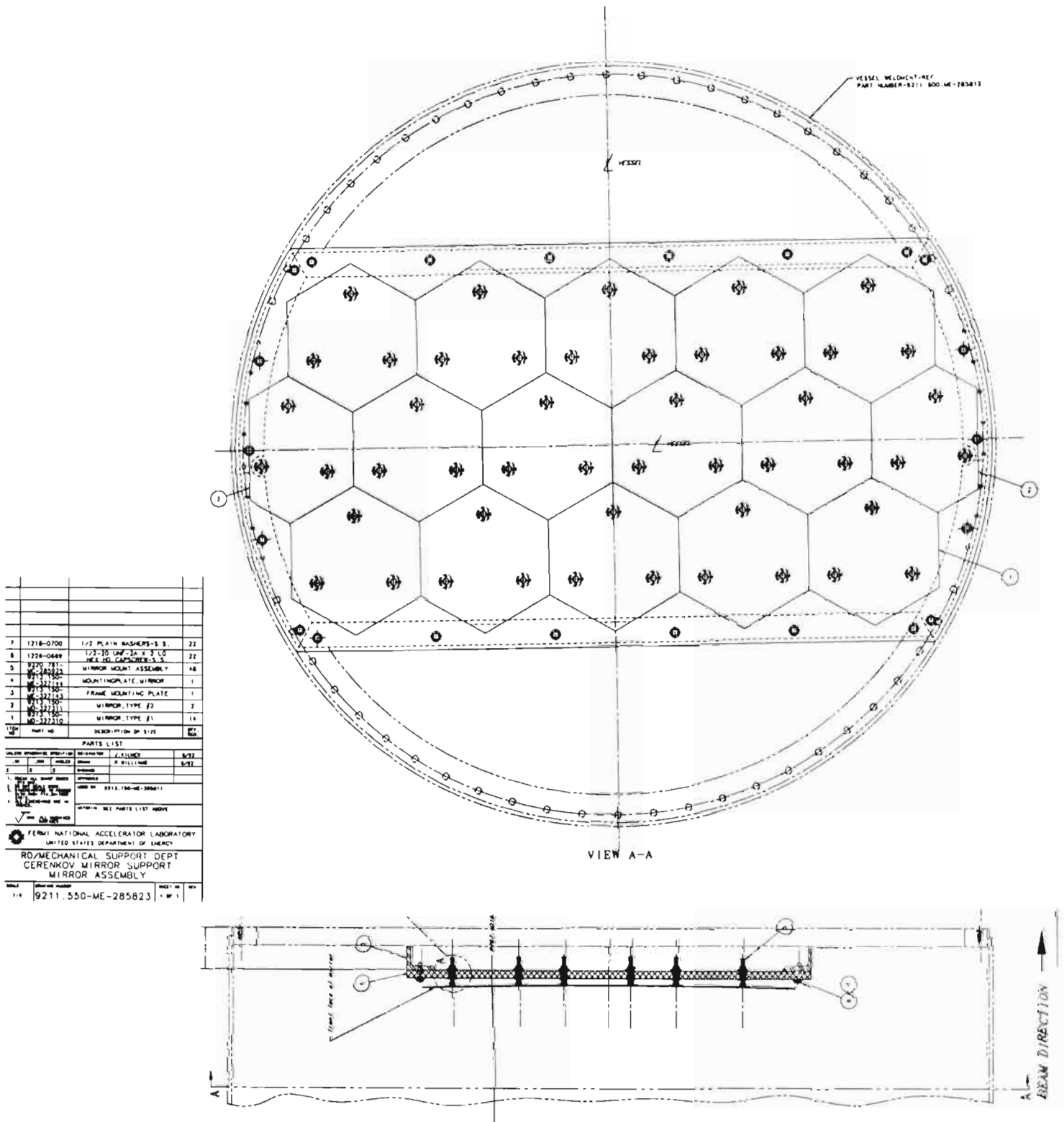


Figura 3.3: Vista frontal del arreglo de espejos.

# Capítulo 4

## Análisis

### 4.1 Condiciones para la Toma de Datos

Una buena manera de caracterizar un contador Cherenkov es indicando su figura de mérito,  $N_0$  [17, 18, 19]. Esta es definida por la relación,  $N_0 = \frac{N}{L \text{sen}^2 \theta}$ , donde  $N$  es el número de fotones detectados,  $L$  es la longitud del radiador y  $\theta$  es tamaño del anillo producido. Para hacer una medición correcta de  $N_0$  para cada tipo de tubo se deben aplicar varias correcciones. Esto incluye tomar en cuenta la diferencia en eficiencia, la diferencia en el ángulo cubierto, ambas para los dos tipos de tubos, y hacer un ajuste para los tubos que no funcionan dentro de la región del anillo así como eliminar los tubos con exceso de ruido. Como se mencionó en el capítulo 1 [20], una partícula atravesando el medio radiador a velocidad  $\beta > 1/n$  produce luz Cherenkov a un ángulo  $\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$  donde  $n$  es el índice de refracción del medio que en caso de neón a 1 atm es 1.000067. El radio del anillo en el plano focal del espejo es  $R = f \tan(\theta_c)$  donde  $f$  es la longitud focal del espejo. Para calcular el radio del anillo se toman los hits usados en la hipótesis de máxima verosimilitud y se calcula la distancia promedio desde cada uno de ellos hasta el centro, pesada por la misma función de distribución para la señal. En la fig. 4.1 se muestra el comportamiento del radio del anillo (o teta) en función del momento para cada una de las siete hipótesis de masa. Para el caso en particular con distancia focal de 10 m obtenemos una muy conveniente relación de 1 cm = 1 mrad. En esta figura se identifican claramente tanto los momentos de umbral como las regiones en las cuales es posible separar entre cada una de las hipótesis sin usar otra cosa que la resolución del propio detector.

En la fig. 4.2 tenemos el histograma del radio calculado del anillo para la corrida 2370 en donde ajustando la distribución a una gaussiana, podemos obtener la resolución para ese momento específico.

El ángulo subtendido por cada PMT es  $s = 1.5875$  mrad, y cada fototubo disparado nos da una medición independiente del radio del anillo

$$R_i = \sqrt{(\theta_i^x - \theta_i^x)^2 + (\theta_i^y - \theta_i^y)^2}; \quad (4.1)$$

donde  $\theta_i^{x,y}$  son las coordenadas angulares del  $i$ -ésimo fototubo,  $\theta_i^x$  son las coordenadas angu-

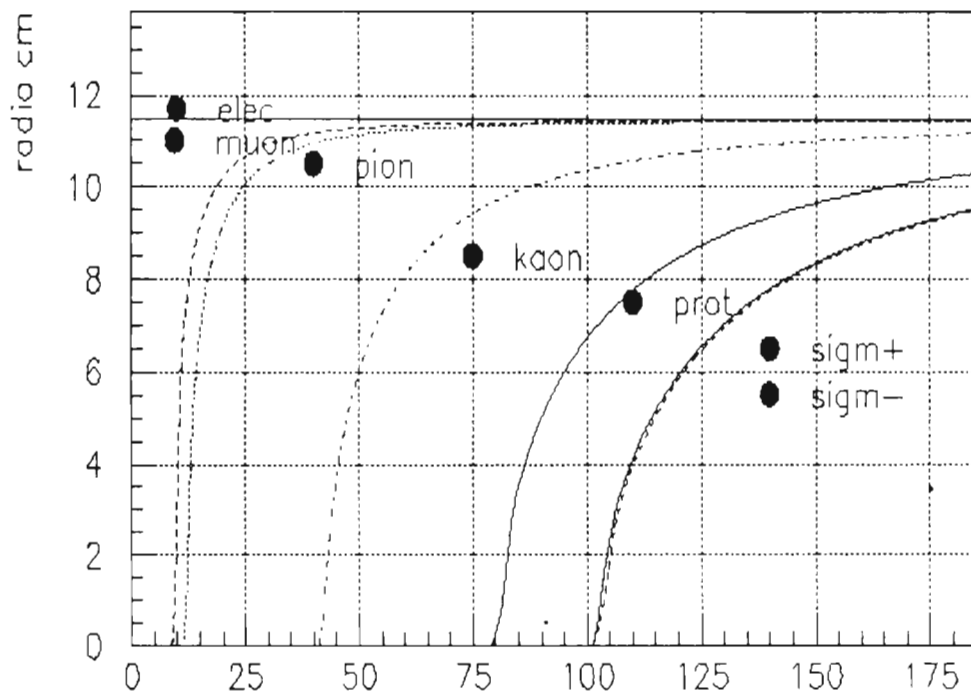


Figura 4.1: Radios de los anillos en función del momento para las siete hipótesis.

lares del track,  $R_i$  es el radio del anillo, donde cada tubo tiene resolución

$$\sigma_i = \frac{s}{4} \quad (4.2)$$

que son 0.40 mrad ó 3.5% para una partícula de  $\beta = 1$  con un radio máximo de 11.4 mrad. Para un anillo de  $N$  PMTs la resolución para el radio del anillo es

$$\frac{\sigma}{R}, \quad (4.3)$$

donde

$$R = \sum_{i=1}^N \frac{R_i}{N}, \quad (4.4)$$

y

$$\sigma = \frac{s}{4\sqrt{N}}. \quad (4.5)$$

Ya que al número de tubos por anillo varía de forma considerable para las distintas hipótesis de masa se decidió calcular cada una de ellas de forma independiente. En las figs. 4.4 y 4.5 se muestran las resoluciones como función del momento para cada una de las hipótesis para el haz positivo. Tomando el promedio de 10000 eventos la resolución resulta de 0.107 mrad ó 1.01% para una partícula de  $\beta = 1$ . Las variaciones en la longitud focal de los espejos son menores al 0.5% por lo que su contribución a la resolución es prácticamente despreciable. Las demás contribuciones a la resolución provienen de la física de producción y transporte de los fotones Cherenkov. La dispersión de Coulomb múltiple de las partículas

en el espectrómetro como en el RICH es menor a 0.05 mrad para partículas con momento mayor a 50 GeV/c. La dispersión en neón es 0.1 mrad promediado sobre todo el espectro. Las aberraciones ópticas también son despreciables para los espejos.

El análisis de identificación de la fracción de partículas por medio del RICH se resume entonces a un barrido de momento en el haz secundario. Ya que el objetivo del RICH es la separación de  $\pi/K$  y de  $K/p$  y en principio se requiere al menos detección de kaones se escogió el momento inicial a 60 GeV/c que es apenas mayor al umbral de K.

El siguiente punto era asegurar sistematicidad en los eventos para el detector. El único sistema del RICH que requiere alineación es el de los espejos. Resulta claro además observando la figura del arreglo de espejos fig. 3.3 que un track que pase por el origen genera fotones que serán reflejados por al menos dos espejos diferentes. Para evitar cualquier problema con respecto a la alineación o a diferencias en la distancia focal o calidad de los espejos, se decidió desviar el haz de tal forma que este pasara por el centro del espejo del lado oeste mas próximo al origen en la fila central. De esta manera todos los fotones de los anillos fueron reflejados por el mismo espejo. La distancia del origen al centro del espejo es de 17.3 cm y para desviar el haz en esta distancia se calcularon combinaciones para los campos en los magnetos de los dos primeros espectrómetros (M1 y M2) dependiendo del momento del haz. Las siglas M1 y M2 se aplican genéricamente a los espectrómetros completos incluyendo cámaras y magnetos. Las corrientes en ambos magnetos se incluyen en la información de la tabla 4.1 y 4.2 para cada una de las corridas en ambas polaridades. La variación en el momento transversal al pasar por estas regiones son leídas en forma independiente de una base de datos y constituye el dato esencial para el algoritmo de ajuste de momento.

Tabla 4.1: Datos para cada una de las corridas en haz negativo

Número de corrida	1976	1977	1978	1979	1981	1982	1983
Campo magnético(KGauss)	2912	3883	2912	3883	4272	4951	5922
Corriente en PC3ANA(A)	60	84	60	84	90	105	126
Momento(GeV)	60	80	60	80	88	102	122
Corriente PC4ANA1(A)	657	876	657	876	1095	1314	1533
Corriente PC4ANA2(A)	806	1075	806	1075	1343	1612	1881
Desviación del rayo(cm)	17.3	17.3	17.3	17.3	19.7	17.3	17.3
ptk hyp (GeV)	0.671	0.871	0.671	0.871	0.916	1.062	1.274
ptk1(GeV)	0.209	0.279	0.209	0.279	0.348	0.355	0.425
ptk2(GeV)	0.266	0.354	0.266	0.354	0.443	0.452	0.540
Número de eventos	64k	73k	41k	43k	141k	116k	115k

Número de corrida	1984	1985	1986	1987	1988	1989	1990
Campo magnético(KGauss)	7184	7767	8738	9708	9708	10679	11650
Corriente en PC3ANA(A)	160	180	200	225	225	250	270
Momento(GeV)	148	160	180	200	200	220	240
Corriente PC4ANA1(A)	1533	1752	1971	2200	2200	2200	2200
Corriente PC4ANA2(A)	1881	2150	2419	2700	2700	2700	2700
Desviación del rayo(cm)	16.4	17.3	17.3	17.4	17.4	15.8	14.5
ptk hyp(GeV)	1.613	1.908	2.165	2.487	2.487	2.806	2.927
ptk1(GeV)	0.488	0.557	0.627	0.700	0.700	0.700	0.700
ptk2(GeV)	0.620	0.709	0.797	0.890	0.890	0.890	0.890
Número de eventos	106k	101k	119k	128k	103k	213k	146k

Intensidad	1E10
Angulo de incidencia	2mrad



Tabla 4.2: datos de cada una de las corridas para haz positivo

Número de corrida	2369	2370	2372	2373	2374	2375
Campo magnético(Gauss)	2160	2160	3709	4754	5659	7309
Corriente en PC3ANA(A)	60	60	84	105	126	160
Momento(GeV)	60	60	92	105	140	155
Corriente PC4ANA1(A)	657	657	876	1314	1533	1752
Corriente PC4ANA2(A)	806	806	1075	1612	1881	2150
Desviación del rayo(cm)	17.3	17.3	17.3	17.3	17.3	17.3
ptk hyp(GeV)	0.671	0.671	0.871	0.1.062	1.274	1.613
ptk1(GeV)	0.209	0.209	0.279	0.355	0.425	0.557
ptk2(GeV)	0.266	0.266	0.354	0.452	0.540	0.709
Número de eventos	90k	140k	91k	136k	108k	99k

Número de corrida	2376	2377	2378	2379	2380
Campo magnético(Gauss)	8218	9150	10310	11435	12340
Corriente en PC3ANA(A)	180	200	225	250	270
Momento(GeV)	170	192	210	225	235
Corriente PC4ANA1(A)	1752	1971	2200	2200	2200
Corriente PC4ANA2(A)	2150	2419	2700	2700	2700
Desviación del rayo(cm)	17.3	17.3	17.3	15.8	14.5
ptk hyp(GeV)	1.908	2.165	2.487	2.806	2.927
ptk1(GeV)	0.557	0.627	0.700	0.700	0.700
ptk2(GeV)	0.709	0.797	0.890	0.890	0.890
Número de eventos	96k	78k	117k	147k	109k

En el sistema de adquisición de datos fueron incluidos CROS, FSDA, CAMAC y ADC's.

El material del blanco es berilio para el cual se han realizado numerosos estudios previos de producción de hiperones.

El trigger para la captura de datos se hizo con la configuración Beam del experimento E781. La configuración Beam consiste de 6 centelladores (S1, S2, S3, VH1, VH2, VH3) y las tarjetas para convertir los pulsos analógicos de los fototubos a señales lógicas y los módulos para hacer coincidencias con dichas señales. La definición del trigger es:

$$Beam = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{VH1} \cdot \overline{VH2} \cdot \overline{VH3}.$$

Los centelladores S1, S2 y S3 definen la partícula después de la interacción protón-nucleón, los VH1, VH2 y VH3 son centelladores con un orificio al centro para colimar el haz y desechar eventos donde lluvias de partículas se originaron en las paredes del magneto que define el haz secundario.

El trigger de E781 es más complejo incluyendo tres niveles de decisión; T0 para la mayoría de los triggers es Beam, T1 donde se define una interacción entre una partícula del haz secundario y un blanco fijo donde se busca la producción de partículas con charm, y un T2 donde se espera generar las señales de producción charm. Para la configuración Beam, T1 y T2 sólo propagan la decisión T0 sin alterarla. La posición de los centelladores se esquematiza en la fig. 4.3.

Para el análisis de las corridas mencionadas se utilizó la última versión SOAP (Selex Off-line Analysis Program) el cual contiene desde los algoritmos de desempacado de datos para cada formato de lectura empleado en cada detector, hasta los algoritmos de búsqueda y ajuste de tracks, así como los de identificación.

SOAP es un programa manejado por comandos como unpack, tracking partid, etc., que constituyen la base para el análisis interactivo evento por evento. Incluye también la posibilidad de modificación de las propias subrutinas además de que el final de cada evento ejecuta una subrutina dedicada exclusivamente a los propósitos de un usuario en particular. En forma adicional se cuenta con un programa de gráficos interactivo llamado SEED (Single Event Display) que ofrece ayuda visual para identificar tracks, interacciones o el comportamiento mismo del detector.

## 4.2 Selección de Eventos

El requisito primordial que los eventos seleccionados era que el track debía tener hits en en BSSD (Beam Silicon Strip Detector, en el VSSD (Vertex Silicon Strip Detector) y en las cámaras M2 PWC (Proportional Wire Chambers). De esta forma se eligieron aquellos tracks que podían ser ligados con hits desde el detector de silicio en la región del rayo hasta el espectrometro 2 y de aquí proyectados al RICH. Además el track tenía que ser "bueno" para el RICH en el sentido de que fuera posible ajustar un anillo, se pudiera asignar una única hipótesis y finalmente que en número de fototubos disparados no fuera mayor a 125. Esta última condición fue necesaria para las corridas con beam negativo; ya que en aquellos momentos el detector mostró un inusual exceso de ruido en la electrónica ocasionada por el mal funcionamiento de una de las fuentes de bajo voltaje.

La asignación y ajuste del momento de cada track se calculó a través de la desviación en los magnetos M1 y M2. El detector está originalmente diseñado para identificación de segundos o terceros productos de decaimientos por lo tanto en sus algoritmos solo usa segmentos de M2 tanto para la proyección de los tracks como para el ajuste del momento de éstos. Esto no causa ningún conflicto en la manera en que se seleccionaron los eventos ya que se requería un segmento en M2 ligado a los demás. La única diferencia consiste en el ajuste de momento y esta es prácticamente despreciable. Por último había que asegurarse que los track provenían efectivamente del blanco, por lo cual cada uno de los tracks eran proyectados hacia él y si el track provenía de una región 3 sigmas alejado del origen (en coordenadas transversales) del blanco, entonces el evento era desechado. En la figura 4.8 se muestran tales proyecciones antes y después del corte. De esta forma se seleccionaron sólo aquellos eventos que provenían directamente de la interacción de los protones del Tevatrón con el blanco de hiperones. No obstante queda abierta la posibilidad de tener eventos en los cuales se hayan generado dos partículas en el blanco y estas hayan llegando hasta el RICH o inclusive el decaimiento después del segundo espectrómetro.

En la fig. 4.9 se muestra la distribución de momento y la  $\chi^2$  del ajuste para los tracks de la corrida 1990 que es la de mayor momento para haz negativo. Aunque los valores obtenidos en la distribución de momento difieren de el valor esperado al momento de tomar la corrida es obvio que para el análisis fueron tomados los valores medidos. El error en el ajuste de momento para los tracks no ha sido medido exactamente pero en análisis de reconstrucción de  $\Phi$ 's y de  $\Lambda$ 's la variación no es mayor al 10%.

En la fig. 4.10 se puede apreciar mediante la ayuda gráfica del SEED como luce un track ligado y ajustado para uno de los eventos típicos de las corridas. Es claro que a partir de hits en BSSD, M2 PWC y en VSSD se puede ligar un solo track y ajustar un momento a partir de la desviación en los magnetos M1 y M2. Y en la fig. 4.11 podemos apreciar el mismo evento en el RICH usando de nuevo el SEED.

En el capítulo anterior se describió el algoritmo de máxima verosimilitud empleado para designar probabilidades de identificación de cada una de las partículas y se resaltó el hecho de que este tipo de búsqueda mejora notablemente la capacidad de asignar el tipo de partícula a partir de la localización del track y los hits en el RICH, principalmente porque eficientiza la similitud de radios minimizando el ruido.

### 4.3 Identificación de Partículas y Corte en Verosimilitud

Para los eventos dentro de la región de bajo momento la resolución del detector exhibe la capacidad de separación entre electrones, muones y piones. No obstante se tuvo que incluir un corte adicional para la elección de la hipótesis. El método de máxima verosimilitud aquí empleado deja abierta la posibilidad a un factor adicional que se ha incluido de forma implícita en este corte.

Las figs. 4.12, 4.13 y 4.14, tenemos las diferencias en verosimilitud de la partícula elegida que obviamente tiene valor 1.0 y las de las otras dos hipótesis. Resulta claro que en ocasiones la diferencia entre estas no es muy grande y que por tanto la discriminación no es contundente.

Es aquí cuando se exige tal contundencia o de lo contrario se procede a una asignación arbitraria.

El corte y la asignación consisten en

Si la hipótesis elegida es electrón, muón o pión, entonces se asigna si y sólo si la verosimilitud de las otras dos hipótesis es menor a 0.5. En caso contrario siempre será llamado pión.

De esta forma las fracciones de partículas coinciden con las predicciones y mediciones anteriores en el mismo canal de hiperones. Las razones para efectuar esta discriminación son provocadas en parte por conocimientos previos acerca de la composición del rayo, las propias secciones eficaces de dispersión y la comparación directa con resultados de otros detectores del mismo experimento como por ejemplo el BTRD (Beam Transition Radiation Detector) o los calorímetros electromagnéticos. En particular el BTRD es el encargado de discriminar piones y sigmas a 650 GeV/c. Pero ya que es un detector que también depende del factor  $\beta\gamma$  es posible discriminar también a bajos momentos pero en esta ocasión separando mesones de leptones. La figura 4.15 muestra el número de planos que han sido disparados en un haz de 60 GeV. Evitando los detalles de la operación de este detector intentamos hacer una comparación de la información de ambos detectores. Esto sólo a bajos momentos. En la fig. 4.16 se muestra la asignación de identificación de partículas directamente de la máxima verosimilitud. En los histogramas de identificación se tiene la siguiente convención para asignar un número a cada una de las hipótesis siendo: 0 = ruido, 1 = electrón, 2 = muón, 3 = pión, 4 = kaón, 5 = protón y 6 = sigma.

En la fig. 4.17 se muestra la misma asignación usando el corte mencionado para la verosimilitud. Finalmente en la figura 4.18 se muestra la asignación usando un corte previo a partir del BTRD consistente en nombrar cualquier evento que activara menos de 9 planos como pión, y aquellos que dispararan un número mayor sería el leptón asociado por el RICH. Regularmente este tipo de cortes se hacen a partir de estudios que involucran decaimientos; lo cual resulta más complicado pero las opciones se multiplican y hay más referencias de comparación. En el caso de física de haz prácticamente no se tienen combinaciones y las variaciones que ocurren son asignadas al error sistemático.

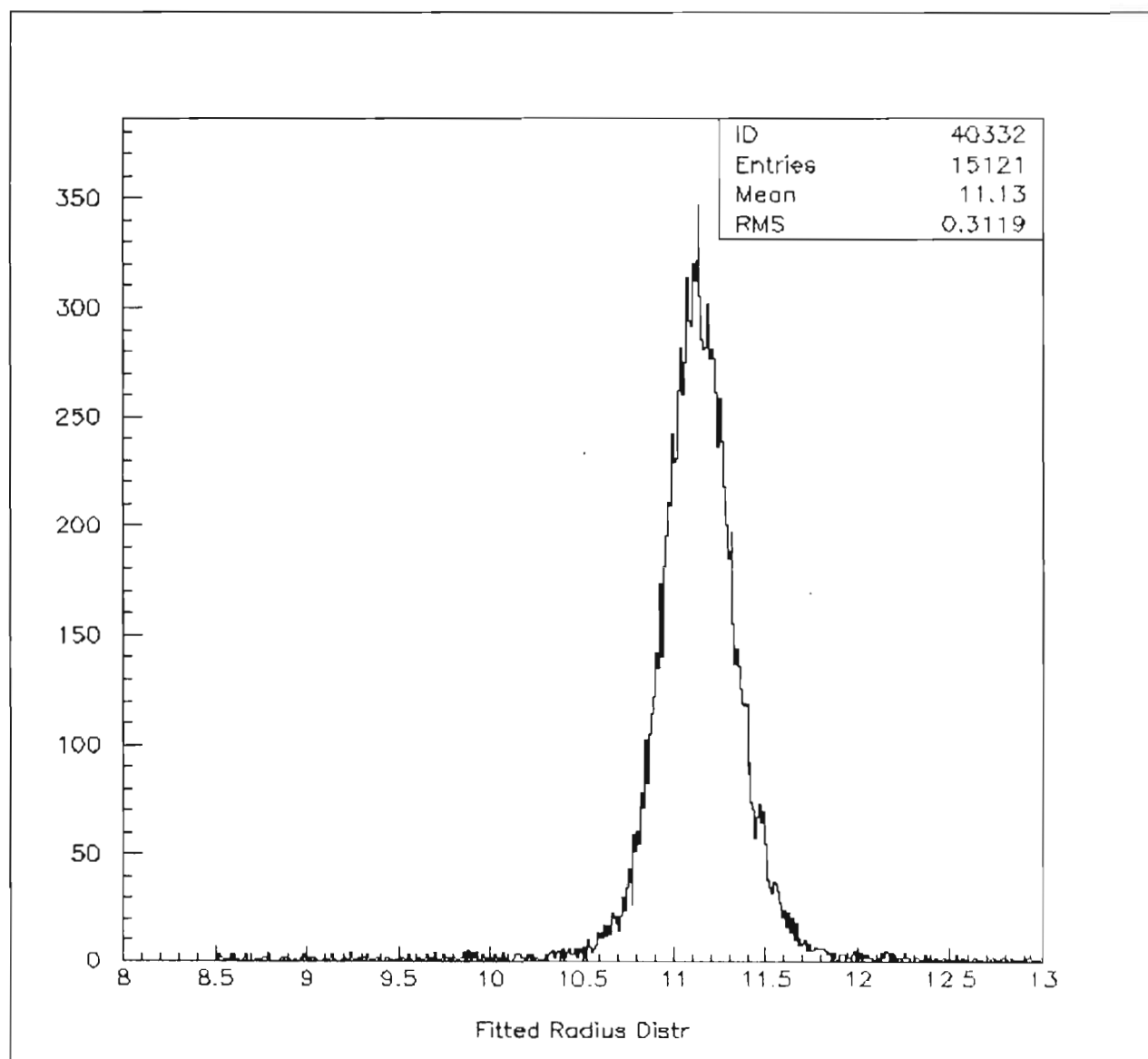


Figura 4.2: Histograma de distribución del radio para eventos a 60 GeV

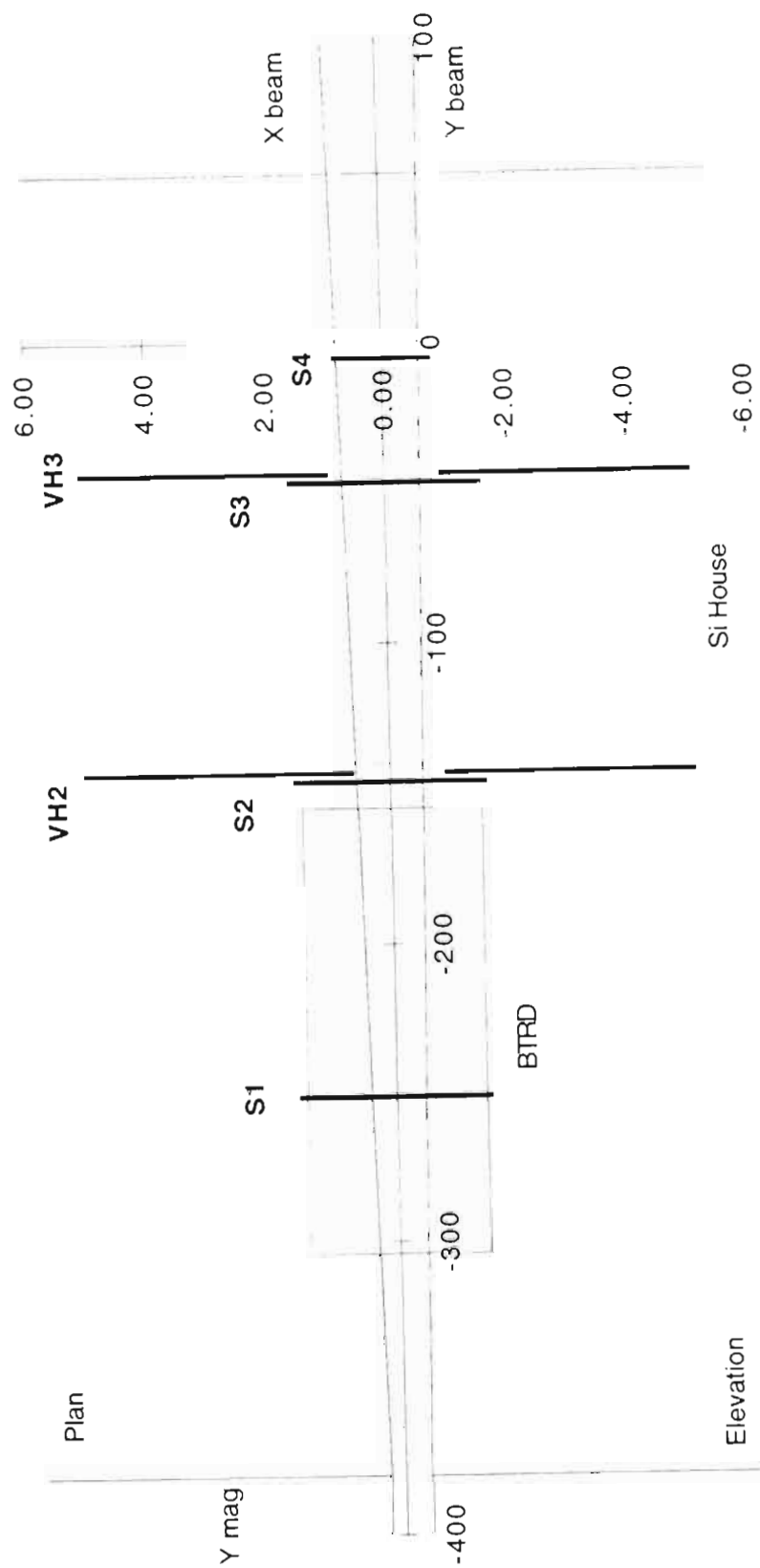


Figura 4.3: Esquema de centelladores usados para el trigger de haz

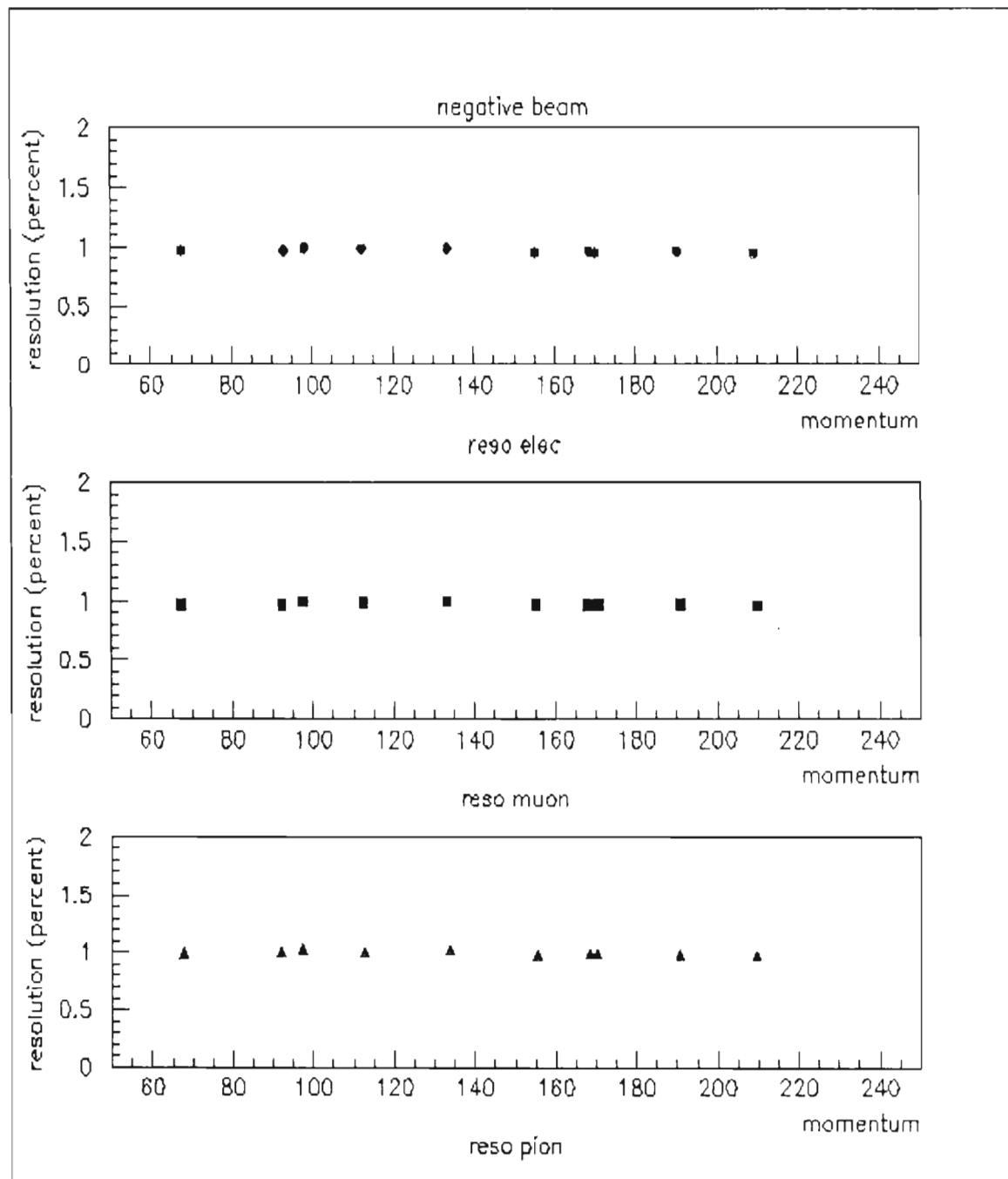


Figura 4.4: Resolución en función del momento para cada una de las diferentes hipótesis (haz negativo).

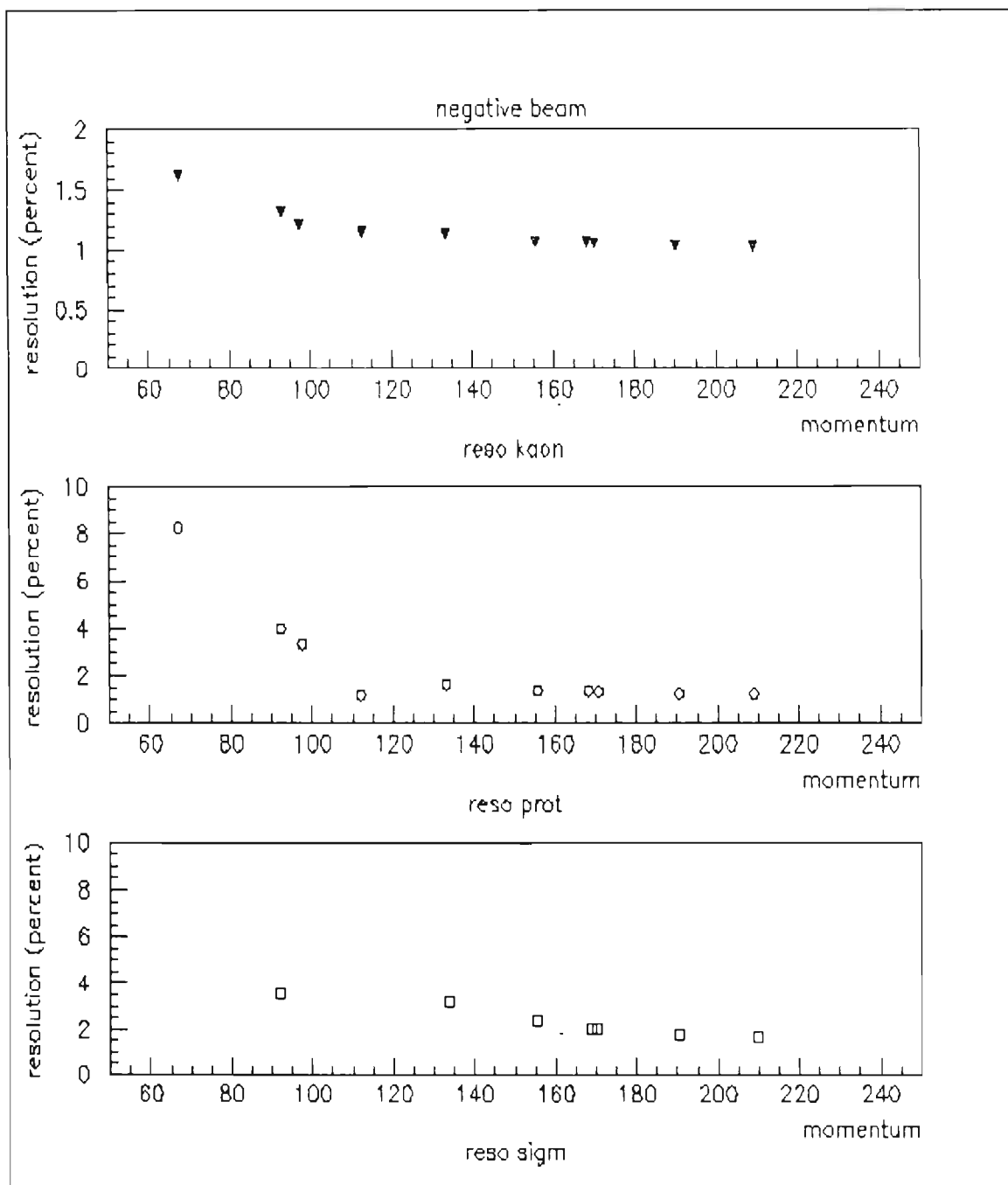


Figura 4.5: Resolución en función del momento para cada una de las diferentes hipótesis (haz negativo).



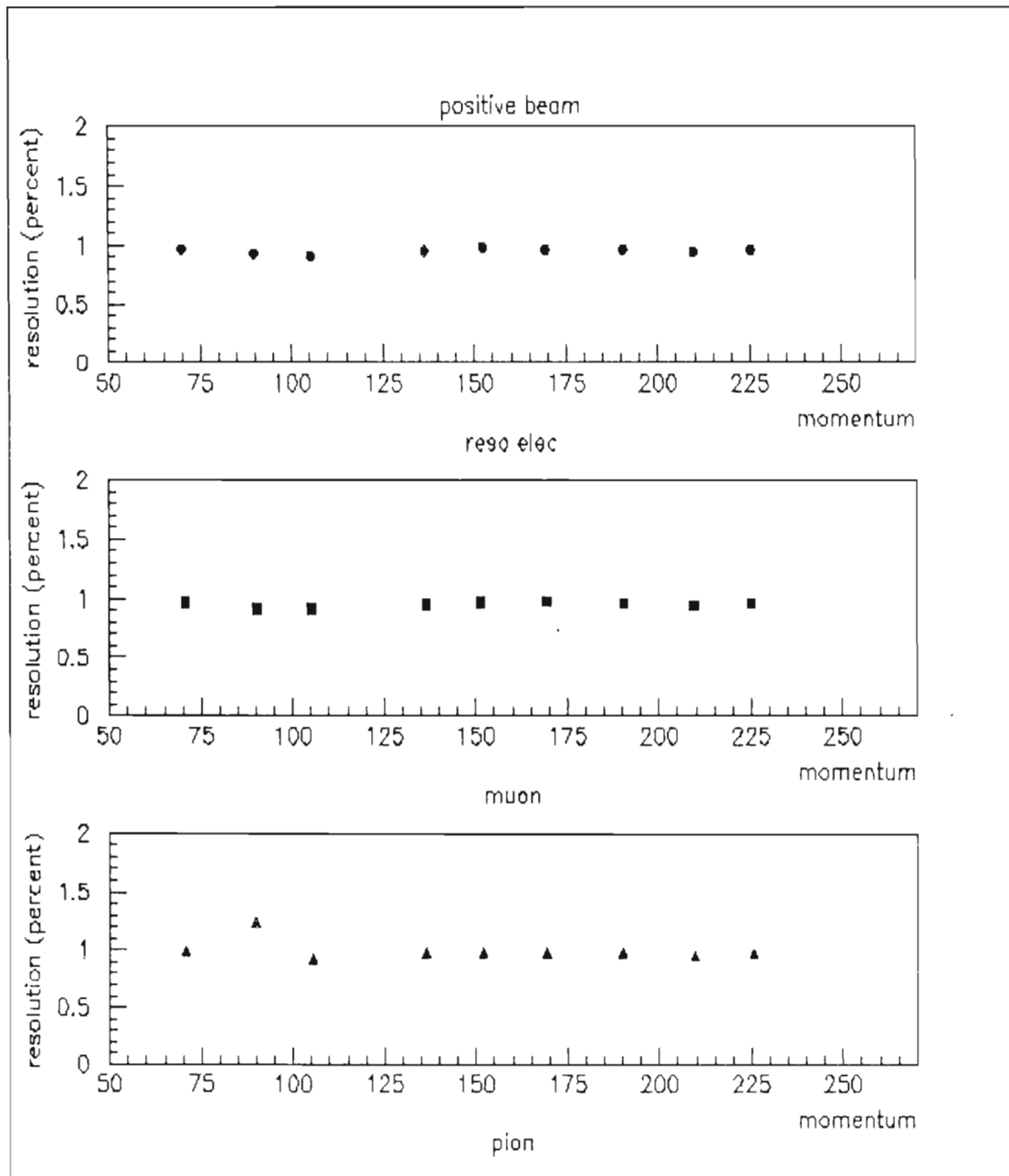


Figura 4.6: Resolución en función del momento para cada una de las diferentes hipótesis (haz positivo).

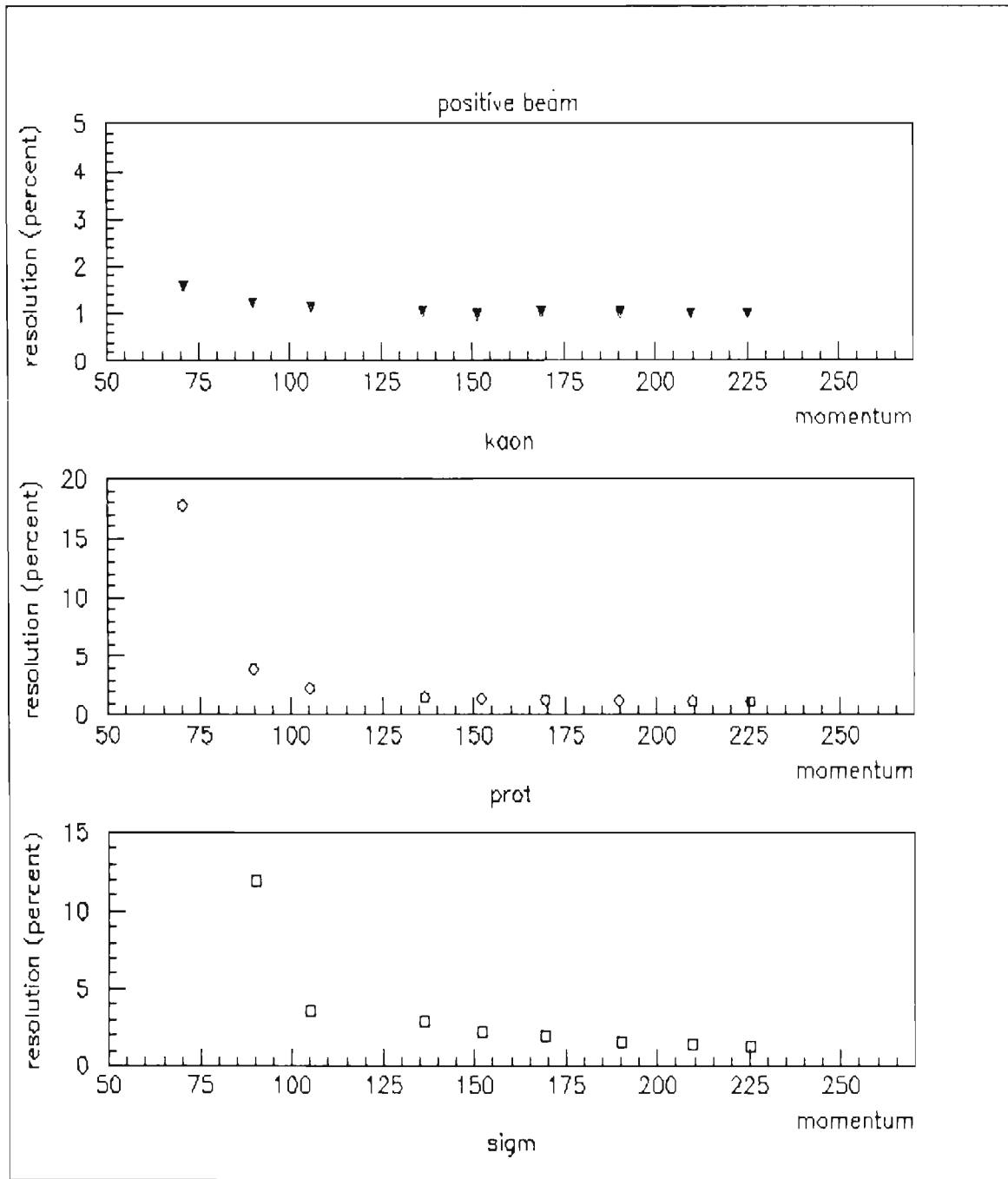


Figura 4.7: Resolución en función del momento para cada una de las diferentes hipótesis (haz positivo).

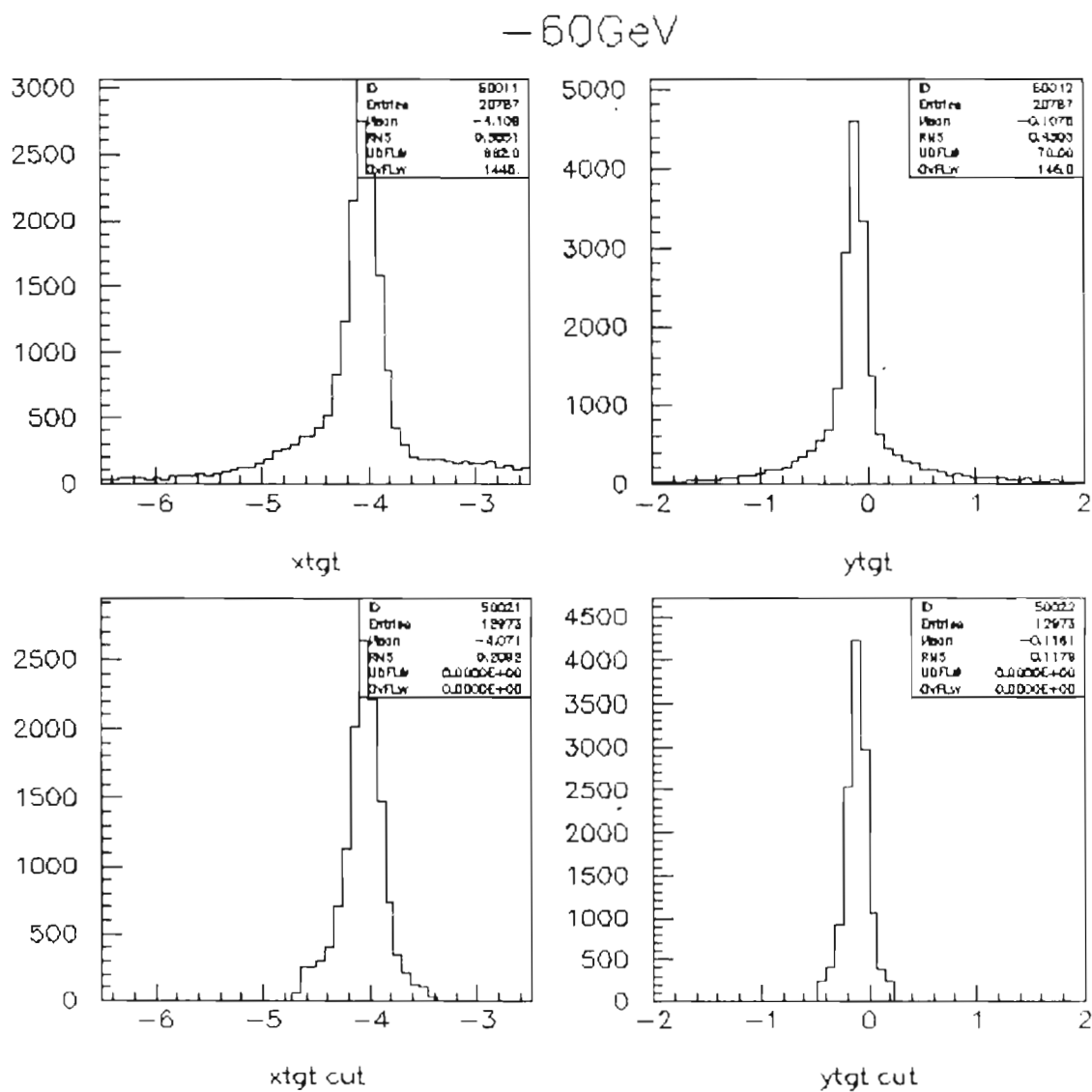


Figura 4.8: Proyección en el blanco de los tracks reconstruidos antes y después del corte.

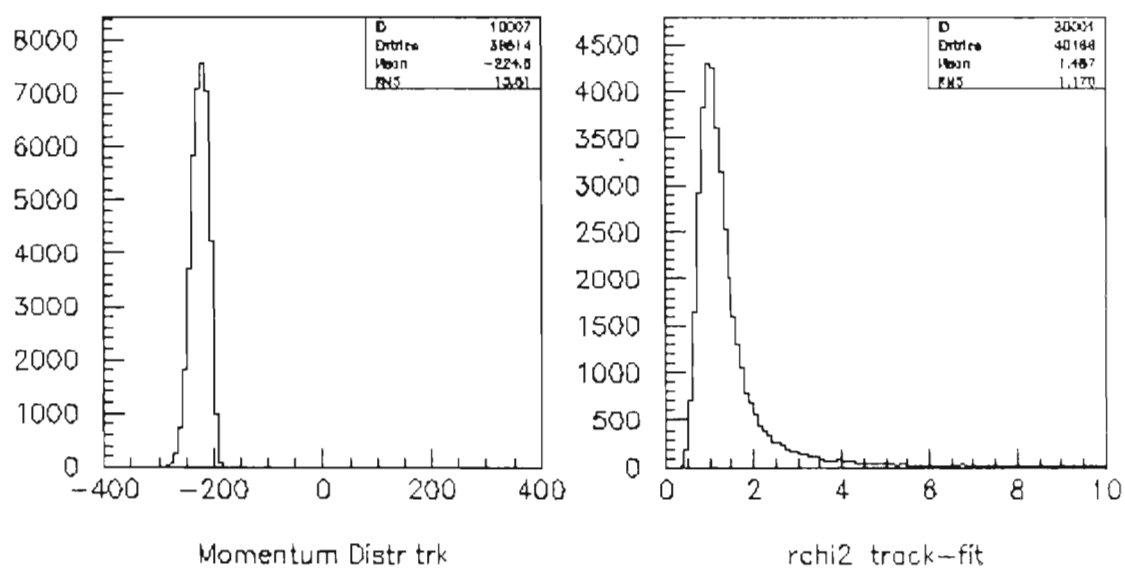


Figura 4.9: Distribución de momento y  $\chi^2$  del ajuste para la corrida 1990.

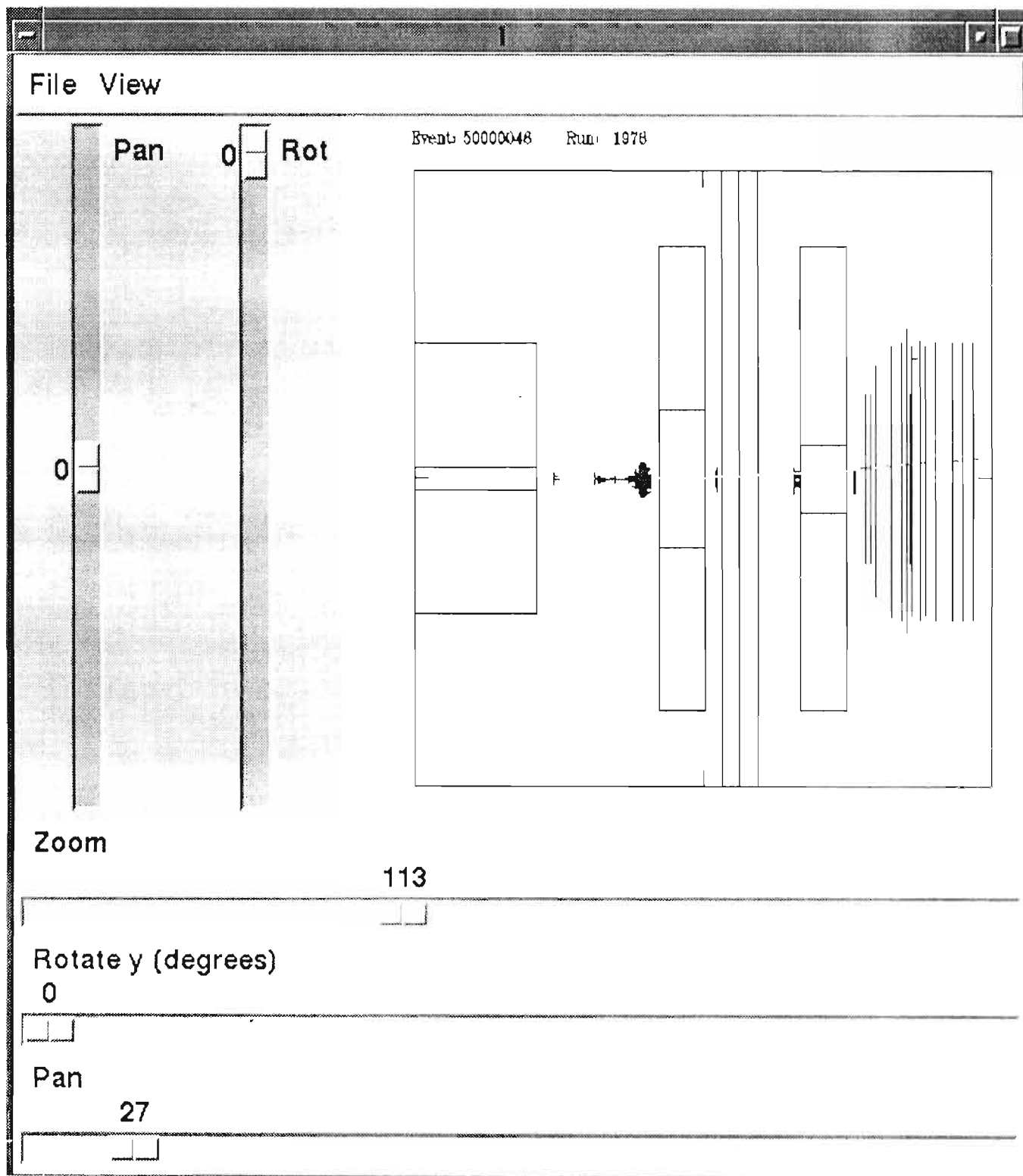


Figura 4.10: Evento típico de haz visto mediante el SEED.

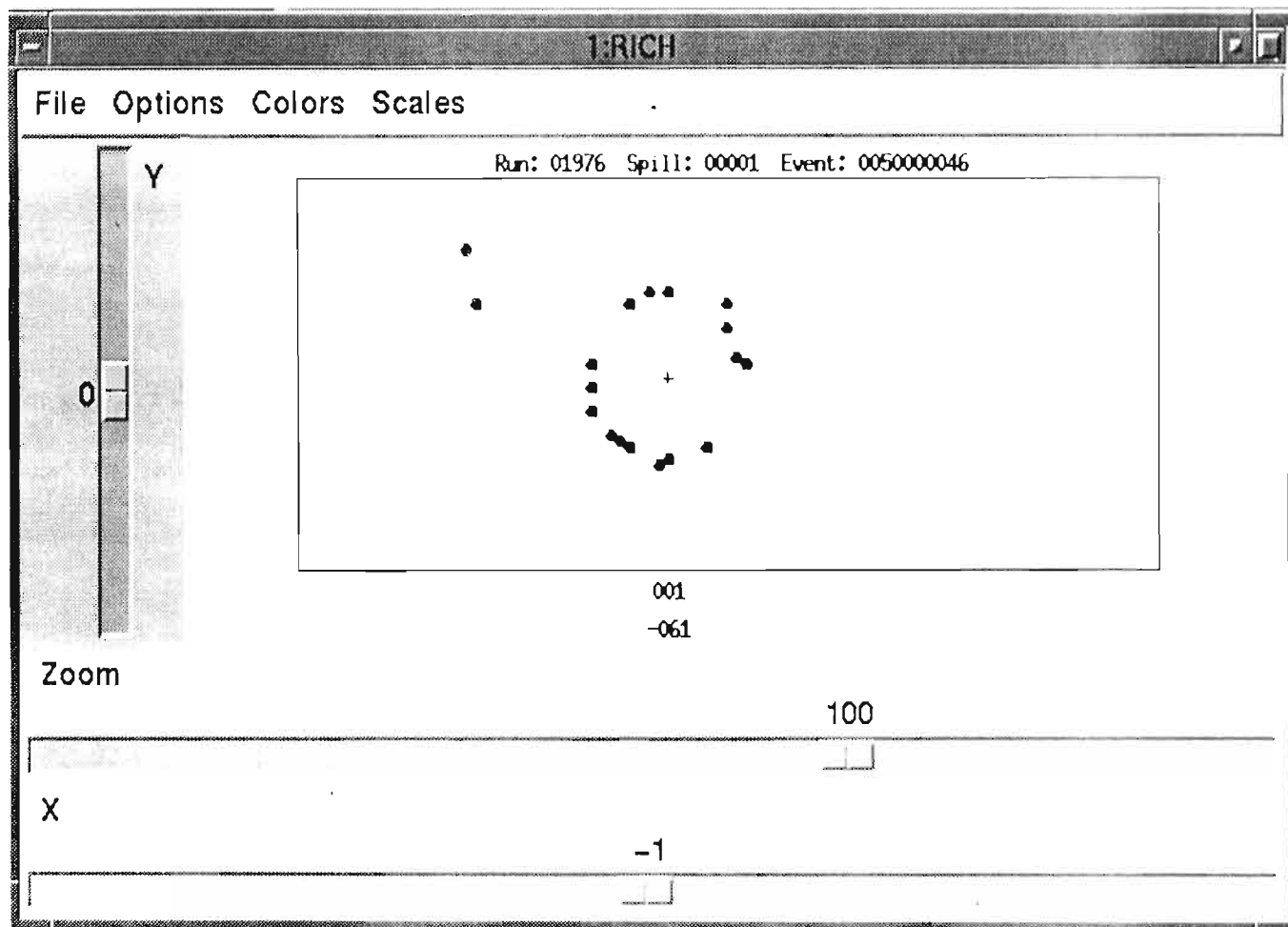


Figura 4.11: Evento típico de haz visto por SEED en el RICH.

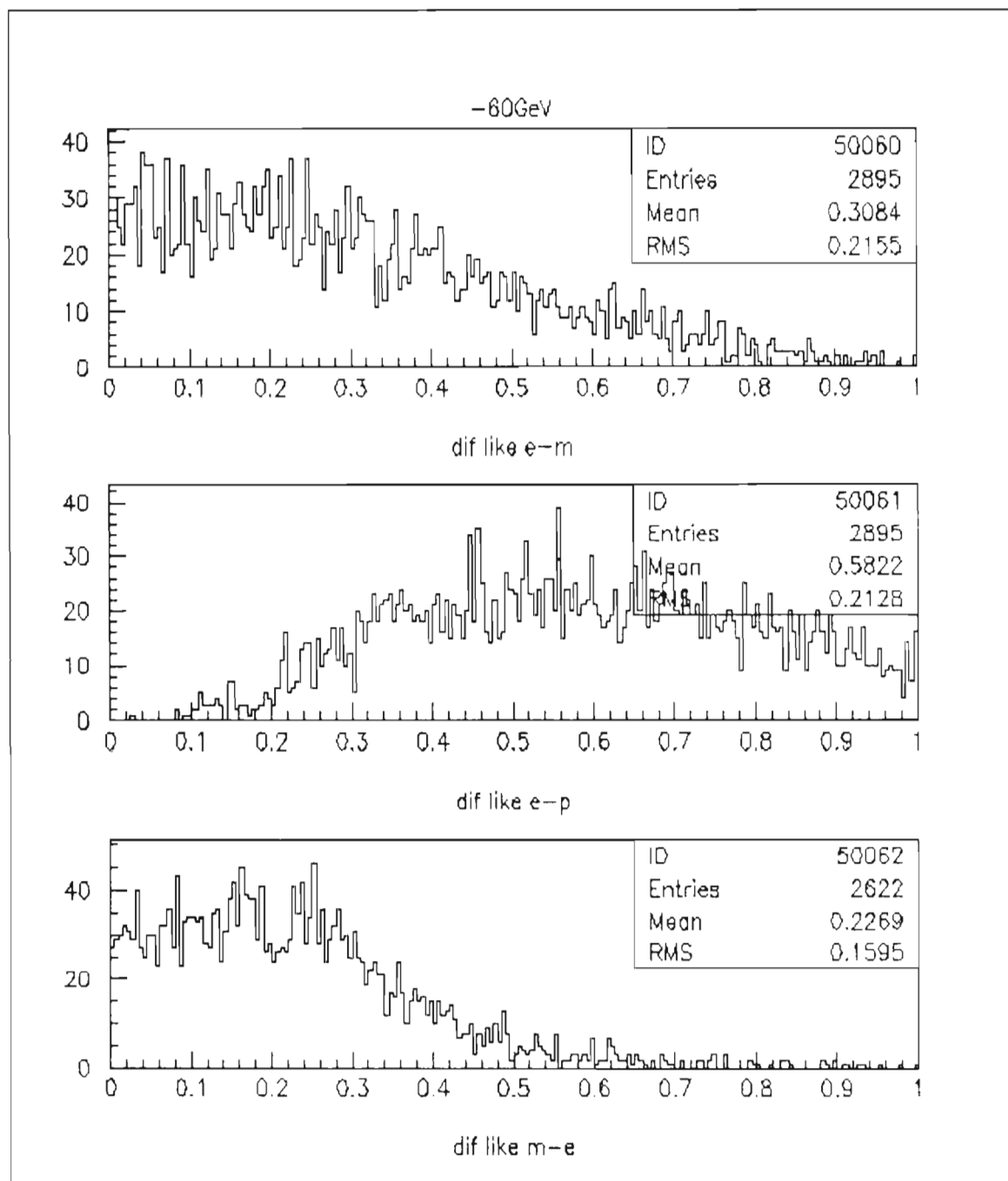


Figura 4.12: Diferencias de verosimilitud

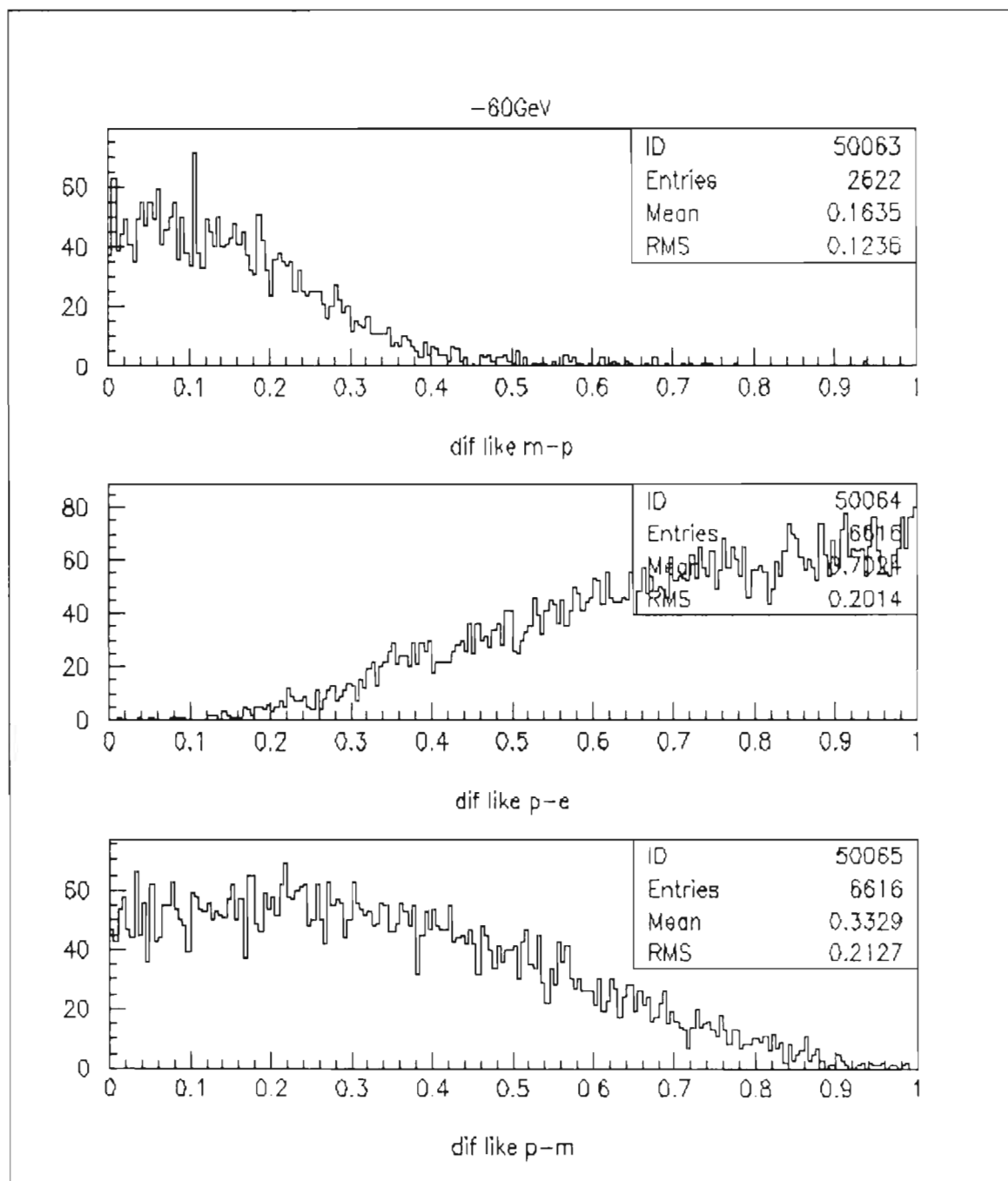


Figura 4.13: Diferencias en verosimilitud



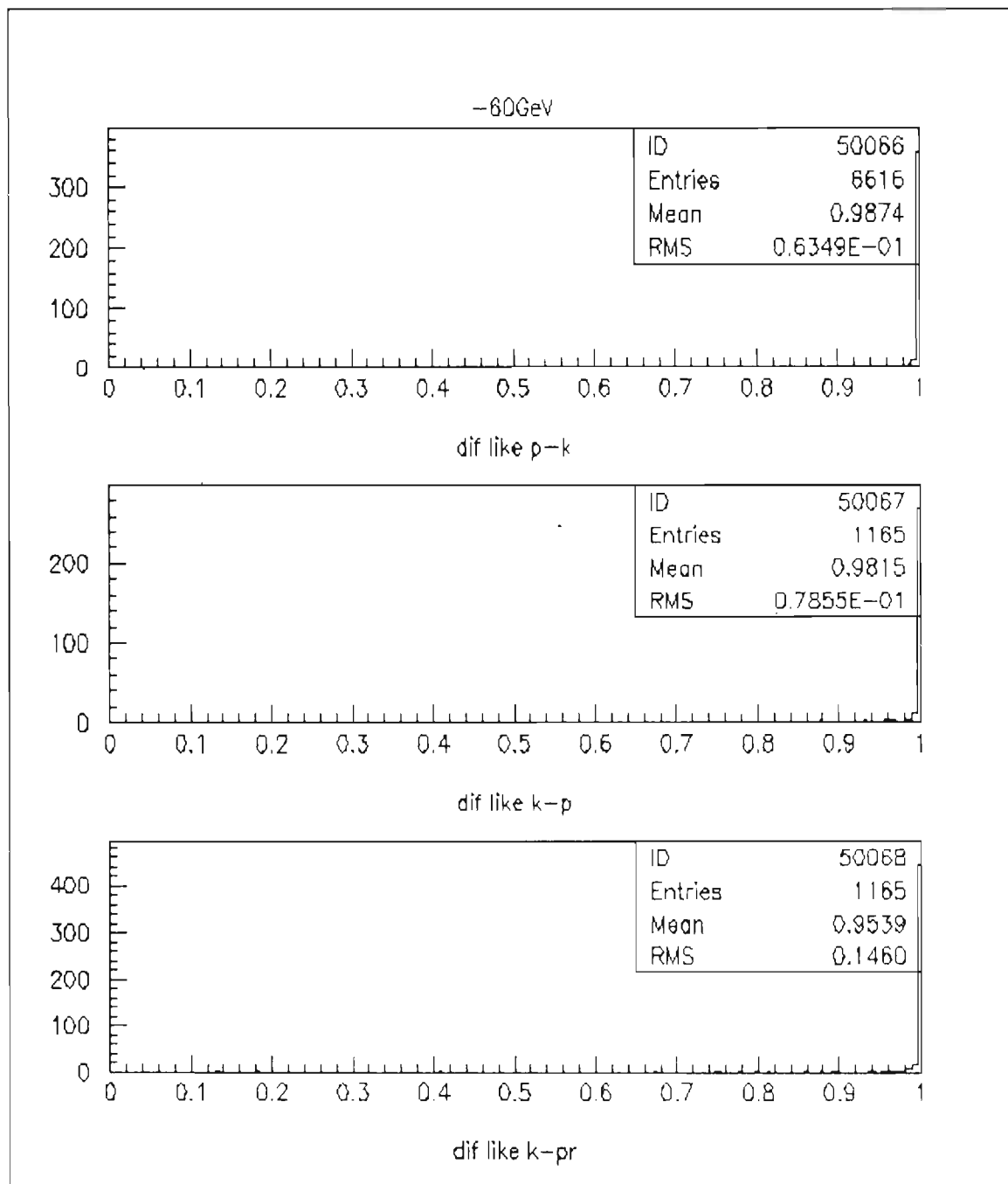


Figura 4.14: Diferencias en verosimilitud

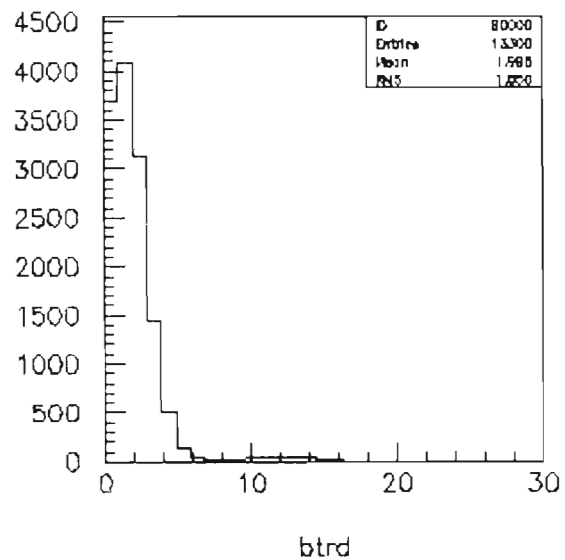


Figura 4.15: Planos disparados en BTRD

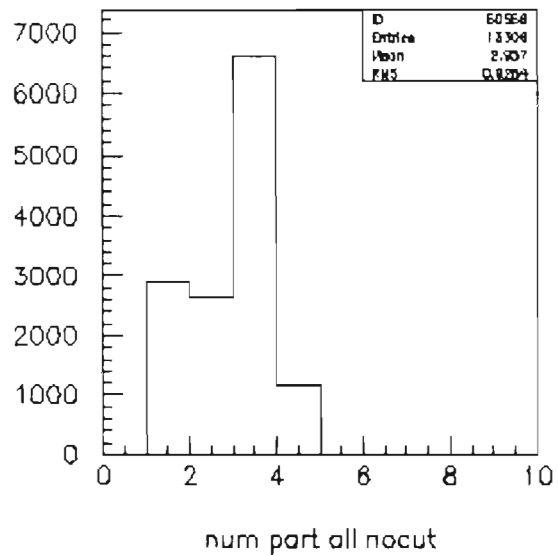


Figura 4.16: Identificación de partículas directamente de la máxima verosimilitud

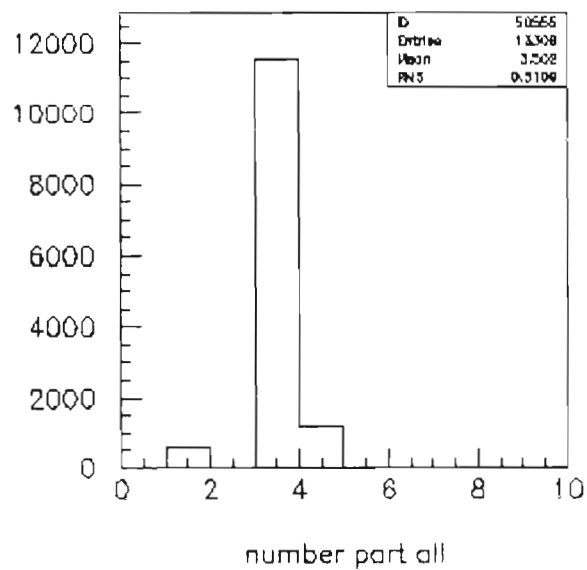


Figura 4.17: Identificación usando el corte de doble verosimilitud

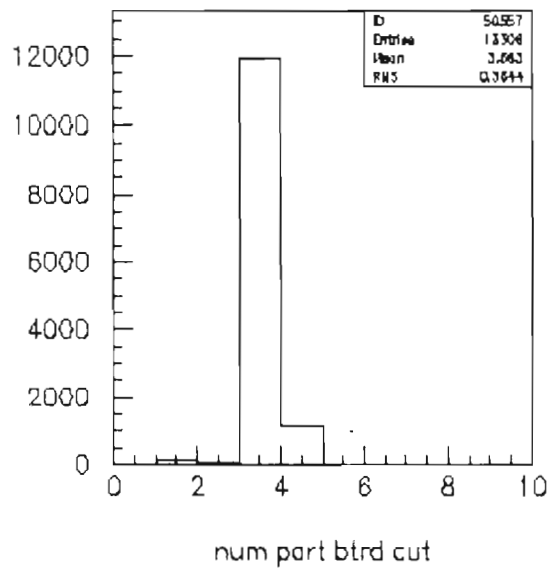


Figura 4.18: identificación usando el corte del BTRD

## Capítulo 5

# Resultados y Conclusiones

El experimento E781 de Fermilab, se encuentra en una etapa crucial en la búsqueda de sus objetivos primordiales: los bariones charm. Actualmente los esfuerzos de la colaboración estan enfocados a mejorar las eficiencias de los detectores así como del trigger, el filtro on-line y el software para el análisis off-line. El trabajo aquí presentado se realizó con datos obtenidos en los momentos iniciales de la operación del experimento. La determinación de la fracción de partículas que provienen del haz secundario es el primer ejercicio casi obligatorio para cada detector de identificación. El detector RICH había demostrado estar operando incluso cuando todavía no había sido llenado con neón, es decir, usando aire a presión atmosférica como medio radiador ya se podían distinguir anillos para un haz de 650 GeV/c y separar relativamente sigmas de piones. Para el presente análisis se requería al menos tener los detectores BSSD, VSSD y PWC, un algoritmo confiable en la asociación de segmentos y un cierto nivel en la alineación. En el momento en que se tomaron los datos para el presente análisis, los esfuerzos estaban concentrados en poner a tono los detectores; encontrar sus fallas y aciertos en operación constante, así como caracterizar de alguna forma el haz de hiperones. Por tanto, el análisis aquí expuesto representa una combinación justa para cumplir ambos propósitos.

En las figs. 5.1 y 5.2 se grafica la fracción en que componen al haz secundario cada una de las hipótesis en función del momento. Los mismos datos se encuentran en las tablas 5.1 y 5.2 para ambas polaridades. Estas fracciones fueron obtenidas a partir del análisis mencionado en el capítulo anterior usando exclusivamente el RICH y por lo tanto representan la composición a esa distancia. Se puede efectuar una comparación cualitativa con las gráficas 5.3 y 5.4 [21] extrapolando el comportamiento al rango de momento en los cuales se obtuvieron los datos. Cualitativamente el comportamiento es similar.

Con respecto a la asociación de un error sistemático adicional a los ya mencionados en el capítulo 3 tenemos que añadir el de la elección de la hipótesis usando el corte en la verosimilitud. Para esto determinamos la misma fracción pero sin hacer discriminación por ningún corte; a la diferencia la designamos como una contribución al error sistemático la cual es en el peor caso de alrededor de un 10% dentro de la propia fracción porcentual.

Los objetivos planteados como motivación para el análisis aquí presentado fueron cumplidos satisfactoriamente. Además de resolver la composición a bajos momentos del haz secundario del experimento E781, se presentó la oportunidad de mostrar las capacidades del

detector RICH y de contribuir en la verificación tanto de algoritmos y constantes como en el constante monitoreo de su desempeño e inclusive indirectamente de su eficiencia. Actualmente el RICH de E781 tiene una eficiencia calculada de 70% en separación de piones y kaones en el rango solicitado.

Tabla 5.1: Fracción de partículas en el haz secundario negativo a 20.20 m

momento(GeV)	elec %	$\sigma$	muon %	$\sigma$	pion %	$\sigma$
67	3.9473	.1349	.0710	.0177	87.1557	.8506
92	1.0557	.0600	0	0	87.3174	.7428
97	.4191	.0363	0	0	87.5641	.7167
112	.2360	.0295	0	0	86.7812	.7732
133	.0069	.0049	0	0	85.1765	.7381
168	0	0	0	0	85.4761	.8567
155	0	0	0	0	83.0512	.8102
190	0	0	0	0	81.6409	.6332
209	0	0	0	0	85.0900	.5313

momento(GeV)	kaon %	$\sigma$	prot %	$\sigma$	sigm %	$\sigma$
67	8.7683	.2057	.0577	.0160	0	0
92	8.5978	.1775	2.9615	.0888	.0675	.0151
97	8.5230	.1701	3.3873	.1047	.1063	.0182
112	9.0915	.1913	3.4743	.1152	.4167	.0393
133	10.7887	.2032	3.3430	.1092	.6147	.0462
168	10.6671	.2338	3.2084	.1238	.6481	.0550
155	12.2592	.2438	3.9036	.1323	.7859	.0585
190	13.9416	.2072	3.5631	.0999	.8542	.0483
209	10.4830	.1441	3.3981	.0794	1.0288	.0432

Tabla 5.2: Fracción de partículas en el haz secundario positivo a 20.20 m

momento(GeV)	elec %	$\sigma$	muon %	$\sigma$	pion %	$\sigma$
49	6.5625	.1166	3.6897	.0863	81.3899	.5359
70	3.1454	.1054	0	0	85.5427	.7370
90	1.4596	.0661	0	0	78.0704	.6403
106	.2837	.0271	0	0	73.3627	.5728
136	.0241	.0080	0	0	62.9223	.5234
152	.0028	.0028	0	0	58.8733	.5154
169	0	0	0	0	53.9258	.5897
190	0	0	0	0	49.4248	.5761
210	0	0	0	0	50.4230	.6434
224	0	0	0	0	44.4504	.4809

momento(GeV)	kaon %	$\sigma$	prot %	$\sigma$	sign %	$\sigma$
49	8.3578	.1327	0	0	0	0
70	11.0997	.2054	.2122	.0270	0	0
90	11.2700	.1923	9.1823	.1719	.0177	.0072
106	10.7509	.1752	15.1745	.2123	.4282	.0333
136	13.3740	.2013	22.8993	.2743	.7002	.0434
152	13.1921	.2059	26.9606	.3118	.9711	.0528
169	14.1193	.2598	30.6142	.4093	1.3407	.0754
190	13.8537	.2662	34.8072	.4592	1.9143	.0936
210	11.9153	.2698	34.7525	.5056	2.9092	.1278
224	12.9363	.2294	39.1405	.4429	3.4727	.1138

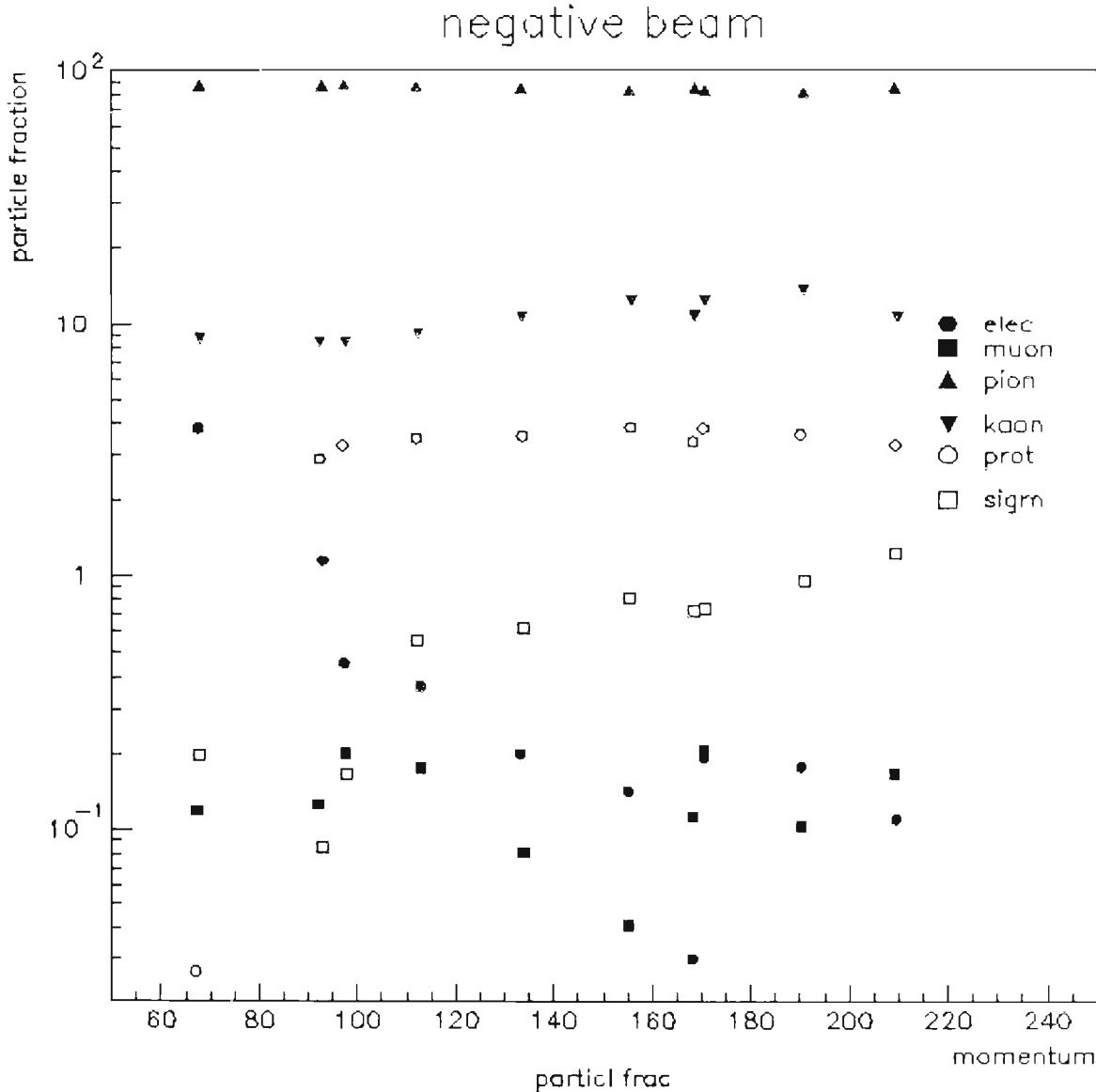


Figura 5.1: Fracción de partículas negativas a 20.20 m en función del momento



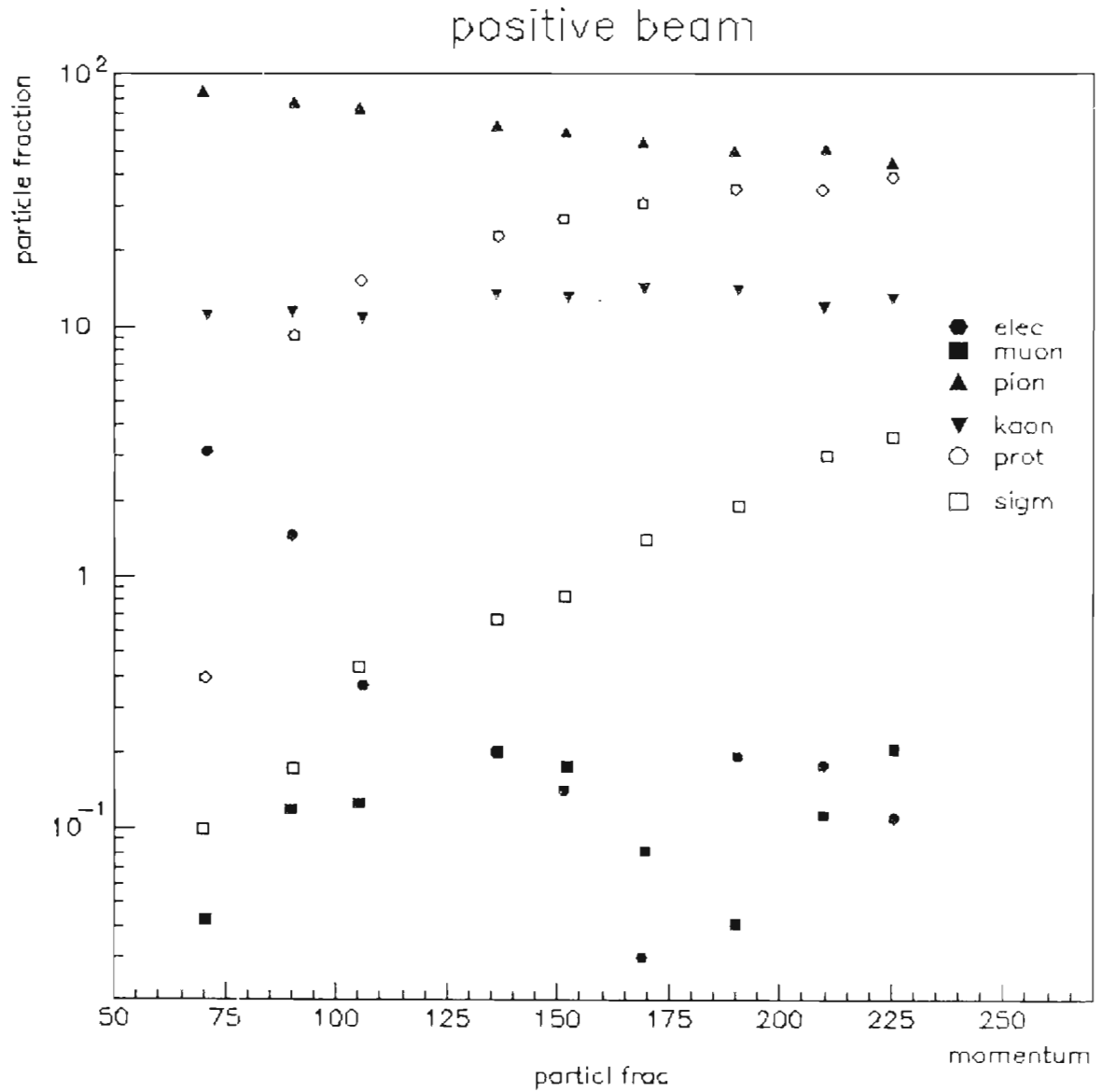


Figura 5.2: Fracción de partículas positivas a 20.20 m en función del momento

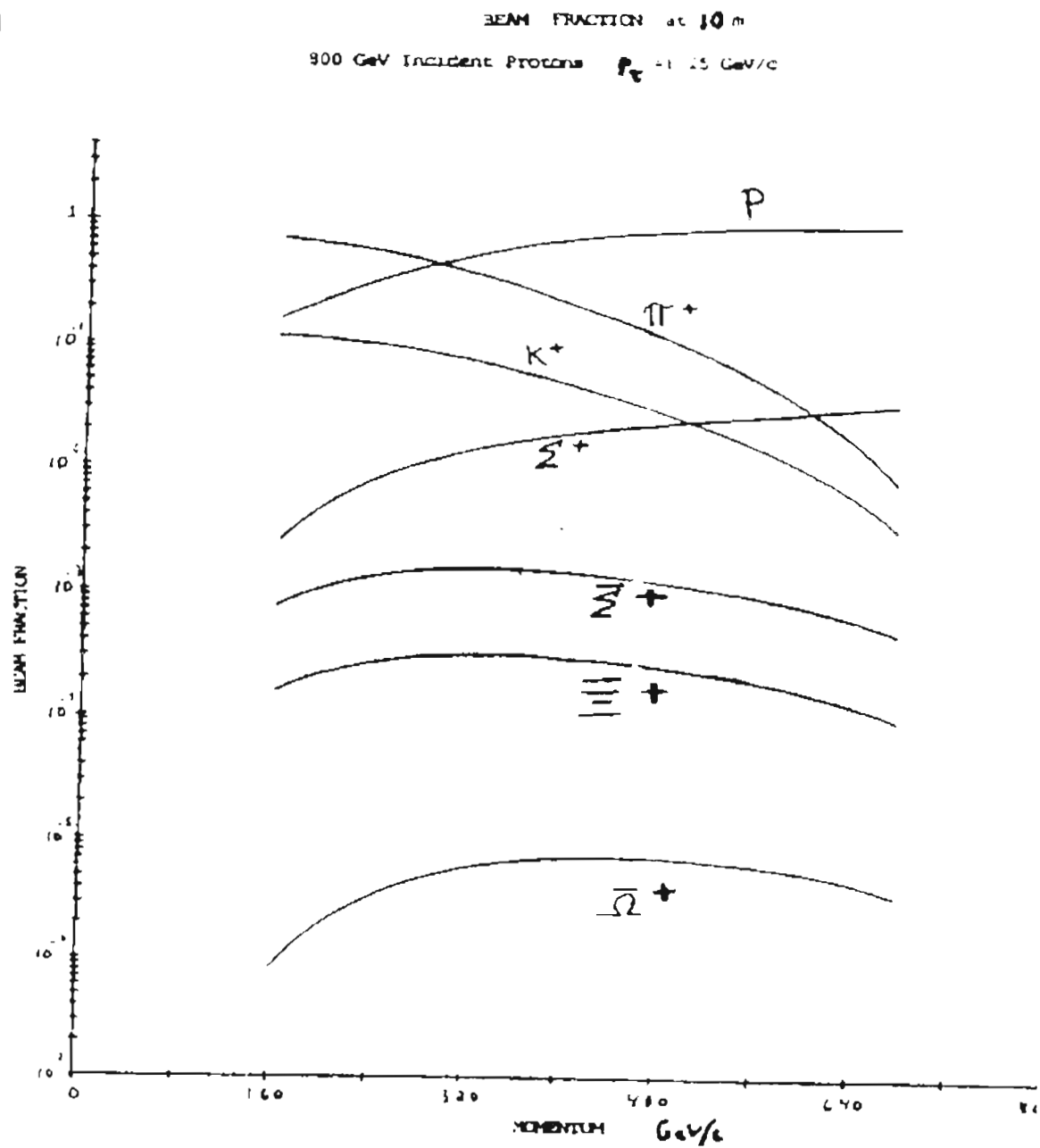


Figura 5.3: Predicción para la fracción de partículas positivas en función del momento

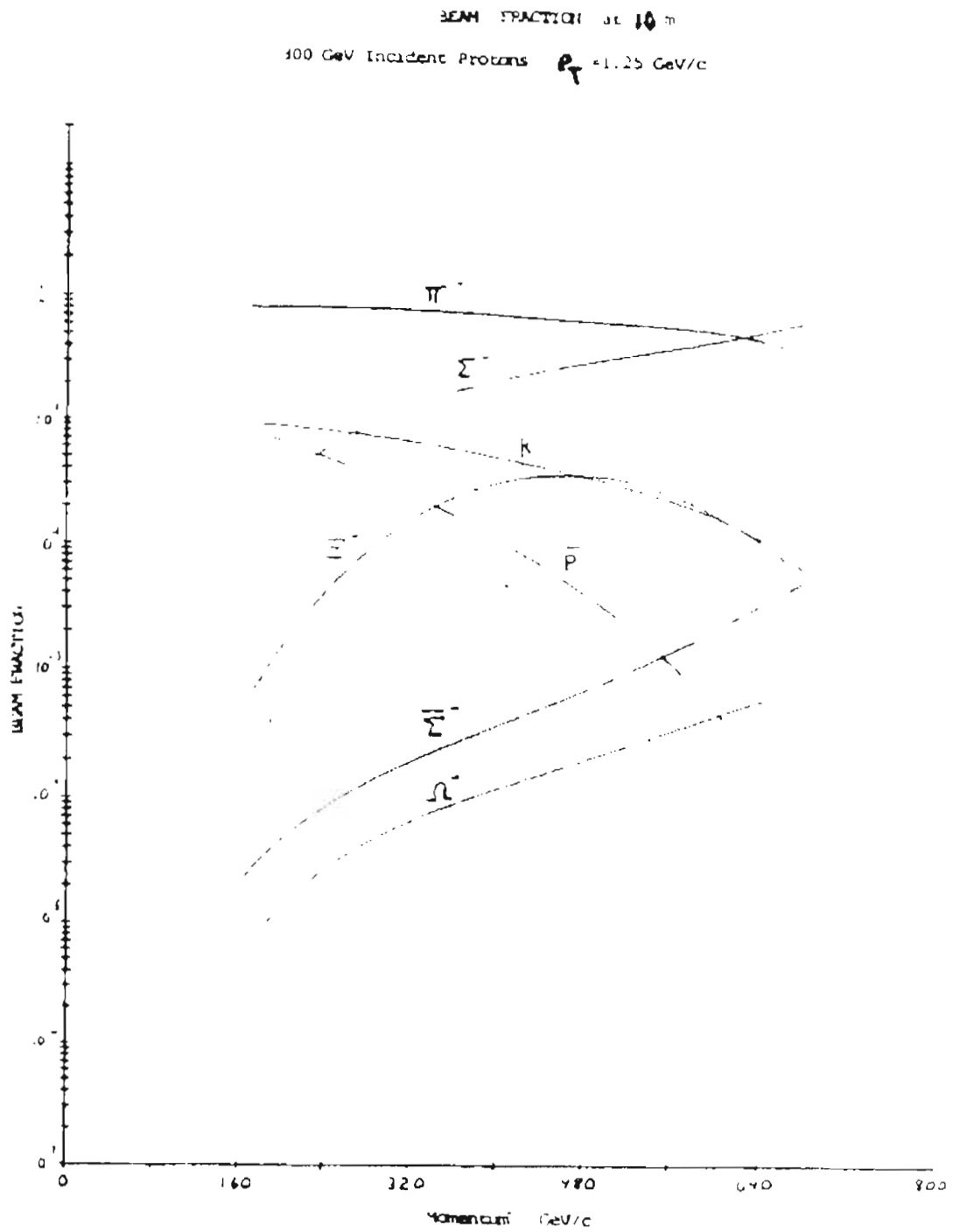


Figura 5.4: Predicción para la fracción de partículas negativas en función del momento

# Bibliografía

- [1] W.W.M. Allison and P.R.S. Wright, *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, **2**, Articles on Physics and Detectors, ed, R.K. Bock, et al (The European Physical Society, CERN, 1984).
- [2] Michael Procaro *Charm From Hyperons in the Future: Fermilab Experiment 781* Invited talk at Symposium on Heavy Quarks at Fixed Targets, H-Note 724 University of Virginia, october 1994
- [3] J. S. Russ *Charm Baryon Physics - Present and Future* Invited talk at Charm2000 Meeting at Fermilab H-Note 695 (1994)
- [4] Colaboración E781 : Carnegie Mellon University, Fermilab, University of Iowa, University of Rochester, University of Washington, Petesburg Nuclear Physics Institute, ITEP(Moscow), IHEP(Protvino), Moscow State University, University of São Paulo, Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Universidade Federale de Paraíba, IHEP(Beijing), University of Bristol, Tel Aviv University, Max-Plank-Institut für Kernphysik-Heidelberg, Universidad Autónoma de San Luis Potosí.
- [5] I.I. Bigi, CERN-Th.7370/94.
- [6] H. Albrecht et. al. (Argus Collaboration) Phys. Lett. **B269** p. 234 (1991) H. Albrecht et. al. (Argus Collaboration) Phys. Lett. **B303** p. 368 (1993) T. Bergfeld et. al. (CLEO Collaboration) Phys. Lett. **B303** p. 368 (1993) J. Alexander et. al. (CLEO Collaboration) CLNS 94-1288
- [7] P. Frabetti et. al. (E687 Collaboration) Phys. Lett. **B300** p. 190 (1993)
- [8] H. Albrecht et. al. (Argus Collaboration) Phys. Lett. **B317** p. 277 (1993) P. Frabetti et al. (E687 Collaboration) Phys.Rev. Lett. **72** p. 961 (1994)] K. Edwards et. al (CLEO Collaboration), CLNS 94-1304
- [9] R. Werding (WA89 Collaboration), talk given at the International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Scotland, 1994.
- [10] S. Barlag et. al. (NA32 Collaboration), Phys. Lett.**B247** p. 113 (1990)
- [11] M. Pommot Maia, P.S. Cooper, L. Stutte, V. Solyanik, I. Filimonov and A. Nemitkin *A phototube RICH detector* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A326 (1993) 496-507 north-Holland

- [12] U. Müller, J. Engelfried, S.G. Gerassimov, K. Martens, R. Michaels, H.-W. Siebert and G. Wälder *Particle Identification with the RICH Detector in Experiment WA89 at CERN* CERN-PPE 93-109 (1993) (To be published in Nucl. Instr. and Meth.) Presented at the First Workshop on RICH Detectors Bari, Italy, June 2-5, 1993.
- [13] A. Forino et. al. CERN/SPSC-87/43 (1987)
- [14] R.A. Richardson and R.L. Schmitt *Portable Neón Purification System* FERMILAB-Conf-95/252-E E731 Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Material Conference, Columbus, Ohio (1995)
- [15] L. Stutte, J. Engelfried and J. Kilmer *Ronchi Assessment Studies* H-Note 721 FNAL (1995)
- [16] V. Golovtsov *CROS Chamber Readout System* Coordinate Readout System H-Note 475 FNAL (1992)
- [17] J. Séguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. 142 (1977)377
- [18] La difusión en el ángulo Chrenkov observado, debida a la dependencia en el índice de refracción del gas en la energía de los fotones. Ver, por ejemplo, para más detalles, T. Ekelöf, Proc. 12th SLAC Summer Institute on Particle Physics 3 (1984) 244, J Séguinot, CERN-EP/89-92, LPC/89-25, Course given at l'École Joliot-Curie
- [19] Ver, por ejemplo, ref. [11] and J. Litt and R. Meunier, Annu. Rev. Sci. 23(1973)1.
- [20] T. Ekelöf, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-38, (2)(1991)424
- [21] E. Jastrzembski, *Charged Hyperon Fluxes*, Hyperon Physics at the Tevatron, Workshop, Fermilab, 16, (1984).