

Casa abierta al tiempo

Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en  
Interacciones  $pp \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X$   
a 27.5 GeV.

Tesis que presenta:

**José de Jesús Bernal Alvarado**

para la obtención del grado de  
Maestro en Ciencias

Septiembre, 1995

Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa  
División de Ciencias Básicas e Ingeniería

---

## AGRADECIMIENTOS

Como becario de CONACyT, agradezco a este Consejo Nacional el apoyo económico, gracias al cual he podido llevar a cabo los estudios de Maestría en Ciencias.

Debo hacer una mención muy especial de agradecimiento a los Doctores Julián Félix y Octavio Obregón, por su paciente guía a lo largo de todo el trabajo que culminó con la escritura de la presente tesis; así como a los Doctores Alfredo Macías y Gerardo Moreno por su colaboración en la revisión del manuscrito.

Dedicado a todos aquellos que han  
apostado su vida en favor de la Ciencia

## TABLA DE CONTENIDOS

AGRADECIMIENTOS	i
DEDICATORIA	ii
TABLA DE CONTENIDOS	iii
LISTA DE TABLAS	v
LISTA DE FIGURAS	vi
RESUMEN	vii
CAPITULO 1 INTRODUCCION	1
1.1 El Experimento	1
1.2 Producción de $\bar{\Lambda}^0$	2
1.3 Polarización de $\bar{\Lambda}^0$	3
1.4 Investigaciones precedentes	5
1.5 Origen e importancia del problema	7
1.6 Objetivos y plan de la disertación	9
CAPITULO 2 EL EXPERIMENTO BNL E766	11
2.1 Introducción	11
2.2 El haz	12
2.3 El blanco	14
2.4 El imán analizador	14
2.5 Las cámaras multialámbricas	16
2.6 El contador del haz	17
2.7 Los contadores de veto	18
2.8 Los hodoscopios	19
2.9 El contador Cherenkov	20
2.10 El sistema disparador	21
CAPITULO 3 EL ANALISIS PRELIMINAR DE LOS DATOS	22
3.1 Introducción	22

3.2	El procesador electrónico ( <i>Hardware processor</i> )	22
3.3	PASS1, Reconstrucción de trayectorias	23
3.4	PASS2, Reconstrucción de vértices	24
3.5	PASS3, Identificación de partículas	24
3.5.1	$\Delta(E - Pl)$ , Identificación indirecta de las partículas	25
3.5.2	TOF-Cherenkov, Identificación directa de las partículas	26
<b>CAPITULO 4 TECNICA PARA MEDIR LA POLARIZACION</b>		27
4.1	Introducción	27
4.2	El sistema de coordenadas	27
4.3	Medición de la polarización	28
<b>CAPITULO 5 ESTUDIO DE LA ACEPTANCIA</b>		31
5.1	Justificación del estudio	31
5.2	Definición de la aceptación	32
5.3	El Monte Carlo y la generación de los eventos	32
5.4	Cálculo de la aceptación	33
5.5	Resultados para la aceptación	35
<b>CAPITULO 6 RESULTADOS Y CONCLUSIONES</b>		41
6.1	Selección de los eventos	41
6.2	Las variables $P_T$ y $P_Z$ de $\bar{\Lambda}^0$	41
6.3	La masa de $\bar{\Lambda}^0$	44
6.4	La polarización de $\bar{\Lambda}^0$	44
6.5	Técnica de corrección por aceptación	50
6.6	La polarización del $K_S^0$	50
6.7	Comparación con el método de momentos	54
6.8	Comparación con investigaciones precedentes	55
6.9	Conclusiones	55
<b>REFERENCIAS</b>		58

## LISTA DE TABLAS

### Tabla

1.	Aceptancia del detector. $\bar{P}_T=0.132$ y $X_F > 0$ .	34
2.	Parámetros del ajuste a una línea recta para la aceptación. $X_F > 0$ .	35
3.	Parámetros del ajuste a una línea recta para la aceptación. $X_F < 0$ .	35
4.	Límites de los intervalos de $P_T$ .	44
5.	Número de eventos en cada intervalo de $P_T$ . $X_F > 0$ .	47
6.	Número de eventos en cada intervalo de $P_T$ . $X_F < 0$ .	47
7.	Polarización de $\bar{\Lambda}^0$ en la región $X_F < 0$ .	48
8.	Polarización de $\bar{\Lambda}^0$ en la región $X_F > 0$ .	48
9.	Polarización de $K_S^0$ en la región $X_F < 0$ .	53
10.	Polarización de $K_S^0$ en la región $X_F > 0$ .	53
11.	Comparación de los resultados de la polarización en la región $X_F < 0$ .	54
12.	Comparación de los resultados de la polarización en la región $X_F > 0$ .	55

## LISTA DE FIGURAS

### Figura

1. Tres diferentes procesos de creación para el hiperón  $\bar{\Lambda}^0$ .  
a) DS, b) DD, y c) IDP. (Figura tomada de la Referencia 1). 4
2. Relación entre el sistema de coordenadas del laboratorio, y el sistema de coordenadas en donde se mide la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ . 6
3. Resultados reportados por otras colaboraciones. 8
4. Distribución del momento del haz. 13
5. El detector de multipartículas del experimento BNL E766. 15
6. Distribuciones de  $\cos\theta_y$ , datos generados, en función de  $P_T$  y  $X_F$ . 37
7. Distribuciones de  $\cos\theta_y$ , datos aceptados, en función de  $P_T$  y  $X_F$ . 38
8. Aceptancia en función de  $P_T$ , en la región  $X_F < 0$ . 39
9. Aceptancia en función de  $P_T$ , en la región  $X_F > 0$ . 40
10. Distribución de  $P_Z$  de  $\bar{\Lambda}^0$ . 42
11. Distribución de  $P_T$  para  $\bar{\Lambda}^0$ ; se muestra un total de 69863 eventos. 43
12. Distribución de la masa de  $\bar{\Lambda}^0$  con una muestra de 9786 eventos. 45
13. Distribuciones de  $\cos\theta_y$  para los datos reales. 46
14. Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  como función de  $P_T$ , para  $X_F > 0$  y  $X_F < 0$ . 49
15. Aplicación de la técnica de corrección por aceptación. 51
16. Polarización de  $K_S^0$  como función de  $P_T$ , para  $X_F > 0$  y  $X_F < 0$ . 52
17. Comparación de los resultados obtenidos en el experimento BNL E766 con investigaciones anteriormente reportadas. 57

## RESUMEN

Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en  
Interacciones  $pp \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X$  a 27.5 GeV.

José de Jesús Bernal Alvarado

Analizando eventos *inclusivos* provenientes de interacciones protón-protón, se determinó la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ . Los datos fueron recabados en el experimento BNL E766, el cual fue de blanco fijo -hidrógeno-, y el haz -protones- tuvo una energía de 27.5 GeV. Se describe el aparato detector utilizado en este experimento, así como la forma en que fueron seleccionados los datos utilizados en la presente investigación. La técnica empleada en nuestro caso para medir la polarización, se basa en el análisis de la distribución angular del  $\bar{p}$  que proviene del decaimiento de  $\bar{\Lambda}^0$ , en un sistema donde  $\bar{\Lambda}^0$  está en reposo. Se analizó una muestra de 69863 eventos, a partir de la cual se determinó la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  como función del momento transversal,  $P_T$  y del momento paralelo al haz  $P_Z$  (en el centro de masa de la colisión). Para  $\bar{\Lambda}^0$  con  $P_Z$  positiva, la polarización es consistente con cero, estos resultados concuerdan con mediciones reportadas por otras colaboraciones. Para  $\bar{\Lambda}^0$  con  $P_Z$  negativa la polarización es cero para  $P_T = 0$ , y crece linealmente hasta  $\sim 0.16$  para  $P_T = 1.2$  GeV, en este caso estos son los primeros resultados obtenidos; no existen reportes previos.

# CAPITULO 1

## INTRODUCCION

En este capítulo se hará una breve descripción de la polarización del hiperón  $\bar{\Lambda}^0$ ; este es nuestro tópico a disertar; así mismo describiremos su importancia dentro del ámbito teórico y experimental de la física de altas energías; hablaremos del origen y de la naturaleza de los datos usados para la presente medición, describiremos los resultados de algunos trabajos precedentes y plantearemos el plan seguido para realizar la presente investigación.

### 1.1 El Experimento

El experimento BNL E766 (Brookhaven National Laboratory, experimento 766) proporciona los datos para el presente trabajo, particularmente en la modalidad de colisión protón-protón; los detalles del mismo se darán en el capítulo 2, además, información extra puede ser encontrada en otros trabajos [1]. Este experimento fue una realización científica entre las siguientes instituciones: Universidad de Massachusetts, Universidad de Guanajuato, Universidad de Texas A&M y el Laboratorio Acelerador Nacional Fermi (FERMILAB).

En el experimento BNL E766 existe un blanco de hidrógeno líquido, fijo en el laboratorio, que es bombardeado por un haz de protones moviéndose a alta velocidad. Las partículas incidentes poseen un momento de 27.5 GeV/c (de aquí en adelante tomaremos  $c=1$  en las unidades para las masas y los momentos). Este experimento no fue sugerido por ningún modelo teórico, y fue planeado para estudiar reacciones exclusivas, del tipo protón-protón y neutrón-protón. Las reacciones exclusivas son aquellas en donde se han identificado completamente todas las partículas del estado final, a diferencia de las reacciones inclusivas, en las cuales solamente se identifica, específicamente, la partícula que se desea analizar.

Un gran número de reacciones completamente reconstruidas fue almacenado durante el presente experimento,  $\sim 520$  millones; la fracción que representó a los eventos exclusivos fue solamente  $\sim 1\%$  de este total. Basten como ejemplos de eventos registrados:

$$\begin{aligned}
pp &\rightarrow pp\Lambda^0\bar{\Lambda}^0 K^+ K^-, \\
pp &\rightarrow ppp\bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^-, \\
pp &\rightarrow p\Lambda^0\Lambda^0\bar{\Lambda}^0 K^+.
\end{aligned}$$

En la colisión protón-protón puede producirse una partícula  $\bar{\Lambda}^0$ , principalmente a través de los siguientes canales:

$$\begin{aligned}
pp &\rightarrow ppp\bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^-, \\
pp &\rightarrow ppp\bar{\Lambda}^0 K^-, \\
pp &\rightarrow pp\Lambda^0\bar{\Lambda}^0, \\
pp &\rightarrow pp\Lambda^0\bar{\Lambda}^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-, \\
pp &\rightarrow pp\Lambda^0\bar{\Lambda}^0\pi^+\pi^-,
\end{aligned}$$

también por medio de algunos otros, tales como

$$\begin{aligned}
pp &\rightarrow ppp\bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^- \text{ ó} \\
pp &\rightarrow pp\bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-,
\end{aligned}$$

aunque el número de eventos es mucho menor en estos casos. Dicho de otra manera: el valor de la probabilidad para la producción de tales eventos es menor.

Con la estadística recabada, se pueden realizar estudios diversos sobre cualquier hiperón presente en los estados finales de las reacciones reconstruidas. Como en el presente trabajo nuestro interés es el estudio de la polarización hiperón  $\bar{\Lambda}^0$ , veamos algunas de sus características más sobresalientes. La masa de  $\bar{\Lambda}^0$  es  $1115.69 \pm 0.008$  MeV [2], igual a la masa de  $\Lambda^0$  dentro de los errores experimentales, tal como lo reclama la invariancia de las interacciones ante la transformación CPT. La distancia promedio viajada, antes de decaer, es de 7.5 cm aproximadamente [3]. En lo que a este trabajo concierne, el parámetro más importante es el espín. El espín de  $\bar{\Lambda}^0$  es  $\frac{1}{2}$  y puede, en promedio, apuntar en alguna dirección particular, si esto ocurre se dice que la partícula está polarizada.

## 1.2 Producción de $\bar{\Lambda}^0$

$\bar{\Lambda}^0$ , al igual que cualquier otro barión - $\Lambda^0$  por ejemplo- puede ser producida en procesos de difracción durante choques de partículas, tales como protón-protón. En la literatura [4] se distinguen tres mecanismos de creación:

- a) Difracción simple (DS).
- b) Difracción doble (DD).
- c) Intercambio doble de pomerones (IDP).

Veamos el caso de la interacción  $pp$ . En la difracción simple uno de los protones se rompe durante la colisión, mientras que el otro permanece inalterado, en el estado final aparece un protón y un número de partículas cuya masa total se denomina masa difractada,  $M_X$ , del sistema X. En el segundo caso los dos protones se rompen y un conjunto de partículas aparece en el estado final. En el tercer caso, los dos protones aparecen en el estado final junto con las partículas que conforman la masa difractada del sistema X. En la Figura 1 se presentan los diagramas correspondientes a cada uno de estos tres procesos. Por supuesto, en los procesos anteriores, se cumplen la leyes de conservación de energía-momento, número bariónico, número leptónico, etc. Considero necesario agregar que desde el punto de vista teórico, no se entienden estos mecanismos de producción.

### 1.3 Polarización de $\bar{\Lambda}^0$

Es menester especificar las convenciones usadas en el presente trabajo para definir el sistema de coordenadas donde será medida la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , ya que en las mediciones hechas por otros científicos, sobre este mismo tópico, para reacciones inclusivas, cada autor usa la propia. Para nuestros propósitos, definimos un sistema de referencia formado por tres vectores unitarios mutuamente perpendiculares  $\hat{n}_x$ ,  $\hat{n}_y$ , y  $\hat{n}_z$ , donde elegimos uno de ellos como el eje de cuantización para el espín de  $\bar{\Lambda}^0$ . En este sistema se define  $\hat{n}_z$  en la dirección del momento de  $\bar{\Lambda}^0$ :

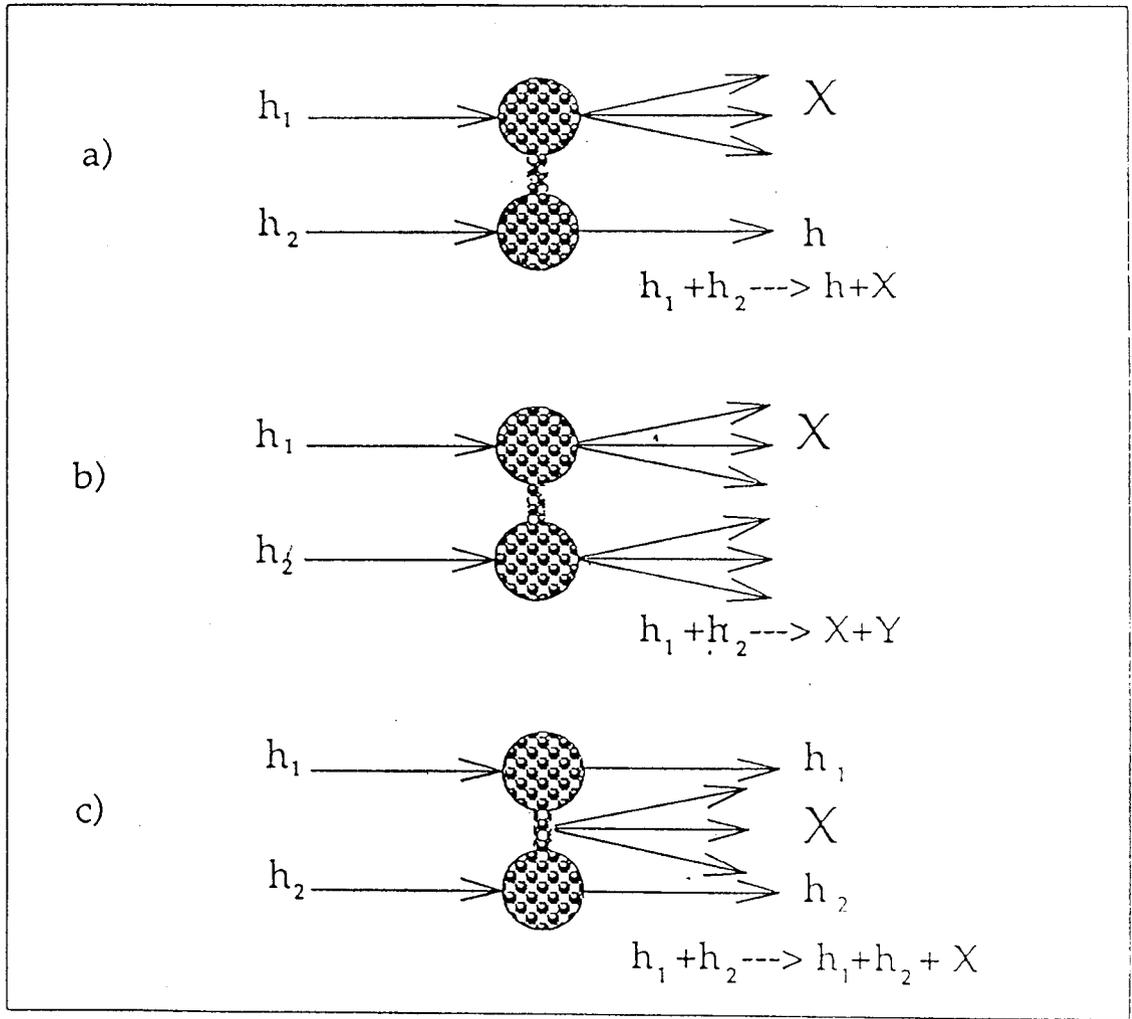
$$\hat{n}_z = \frac{\vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}}{|\vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}|}.$$

El momento de  $\bar{\Lambda}^0$  ( $\vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}$ ) y el momento del protón incidente ( $\vec{P}_b$ ), definen el plano de producción de  $\bar{\Lambda}^0$ .  $\hat{n}_y$  se toma perpendicular a dicho plano, es decir

$$\hat{n}_y = \frac{\vec{P}_b \times \vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}}{|\vec{P}_b \times \vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}|},$$

$\hat{n}_x$  se define de tal forma que se tiene un sistema coordenado izquierdo,

$$\hat{n}_x = \hat{n}_z \times \hat{n}_y.$$



**Figura 1.** Tres diferentes procesos de creación para el hiperón  $\bar{\Lambda}^0$ .  
 a) DS, b) DD, y c) IDP. (Figura tomada de la Referencia 1).

La Figura 2 muestra el sistema de referencia.

Posicionados en el sistema que acabamos de describir, la polarización será, formalmente, el valor de espectación del espín de  $\bar{\Lambda}^0$  a lo largo de alguna dirección particular,  $\hat{n}$ ; es decir

$$IP \equiv \langle \vec{\sigma} \cdot \hat{n} \rangle,$$

donde  $\vec{\sigma}$  es el operador de espín.

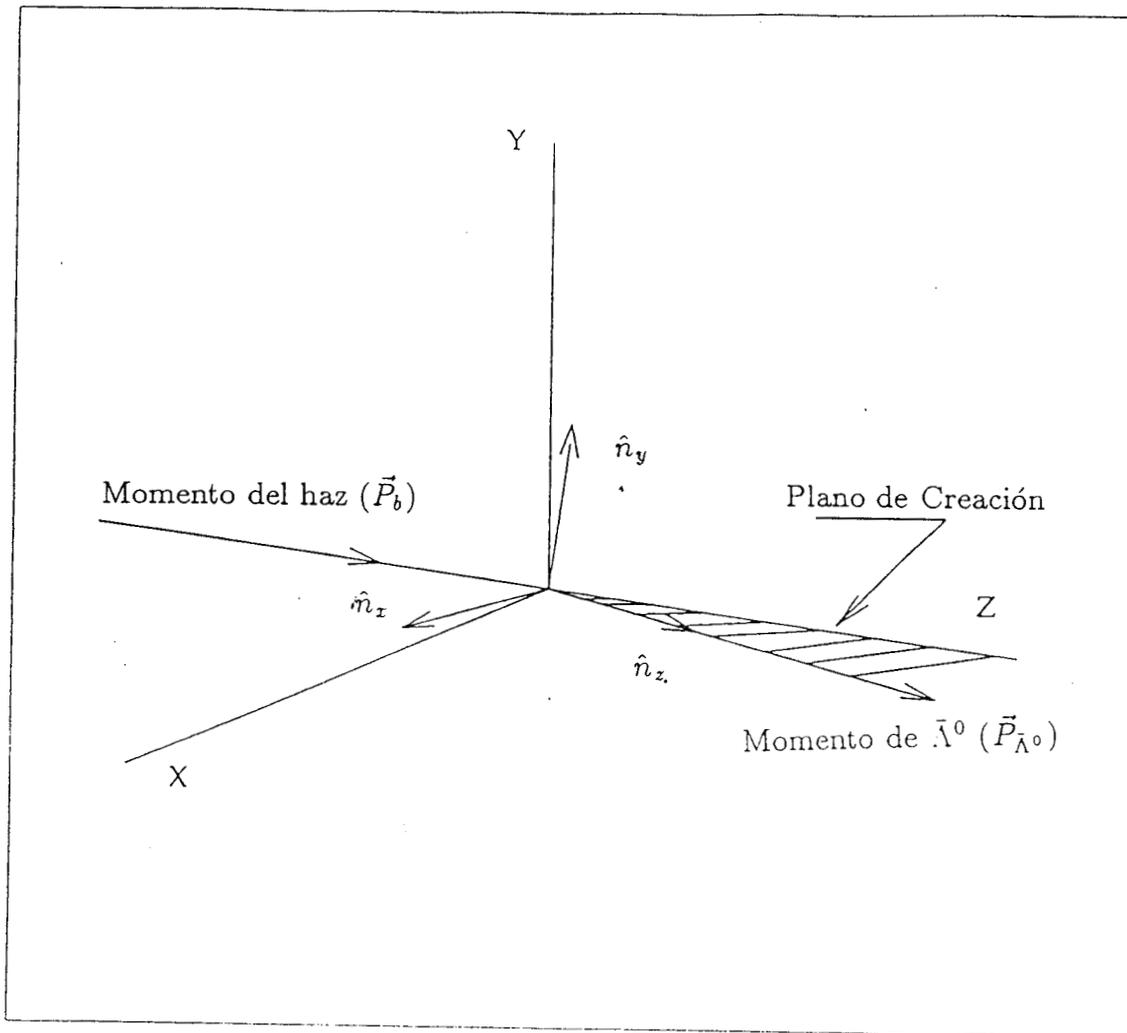
#### 1.4 Investigaciones precedentes

Se han hecho mediciones de la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en reacciones inclusivas como función de  $|\vec{P}_T|$  (en adelante lo denotaremos como  $P_T$ ), que es en este caso, la componente del momento de  $\bar{\Lambda}^0$  perpendicular al momento del protón incidente  $\vec{P}_b$ ; también se ha medido como función del parámetro de Feynman ( $X_F$ ) [5,6] en colisiones  $pp$ ,  $p\bar{p}$ ,  $K^-p$ ,  $K^+p$  y protones incidiendo sobre blancos nucleares [7,8].  $X_F$  es la razón del momento de  $\bar{\Lambda}^0$  paralelo al momento del haz,  $P_Z$ , a su momento máximo posible  $P_{\bar{\Lambda}^0max}$  (también paralelo al momento del haz), en el centro de masa de la colisión, es decir,

$$X_F = \frac{P_Z}{P_{\bar{\Lambda}^0max}}.$$

Los primeros experimentos de Fermilab con haces de hiperones neutros [9], sentaron un precedente importante en el estudio de la polarización de estos objetos. Fue en este laboratorio donde por primera vez se detectó la polarización de  $\Lambda^0$  a altas energías. En estos experimentos se hacían chocar protones de alta energía -300 ó 400 GeV- sobre blancos nucleares, por ejemplo, Berilio. El haz de  $\Lambda^0$ 's es obtenido barriendo los productos cargados mediante un campo magnético. Diferentes momentos transversales para  $\Lambda^0$  son obtenidos variando su ángulo de producción. La polarización de  $\Lambda^0$  se analiza mediante la determinación de la distribución angular de los productos de su decaimiento ( $\pi^-p$ ). Esta técnica se describirá más adelante.

Técnica similar a la usada para obtener  $\Lambda^0$  se usa para obtener  $\bar{\Lambda}^0$ . Más adelante expondremos cómo este experimento produjo  $\bar{\Lambda}^0$ .



**Figura 2.** Relación entre el sistema de coordenadas del laboratorio, y el sistema de coordenadas en donde se mide la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ .

Veamos enseguida algunos de los resultados, comúnmente reportados, para la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ :

1) Heller *et al.* [7], en experimentos con haces de hiperones neutros, encontraron una polarización consistente con cero para valores de  $P_T$  de hasta 1.4 GeV. Las  $\bar{\Lambda}^0$ 's fueron producidas por protones a 400 GeV sobre blancos nucleares.

2) S.A. Gourlay *et al.* [5], efectuaron una medición para la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , en reacciones inclusivas  $p\bar{p}$  y momento del haz  $\vec{P}_b=176$  GeV, así como para  $\Lambda^0$ 's creadas en interacciones  $K^-p$ . Se encontró una polarización positiva medida a partir de  $P_T=0.2$  GeV, y hasta un momento transversal de 1.5 GeV. En este trabajo se mostró también que las  $\bar{\Lambda}^0$ 's producidas por  $\bar{p}$  tienen polarización de igual signo y magnitud que aquella para  $\Lambda^0$ 's producidas por  $p$ , mientras que  $\Lambda^0$ 's producidas en interacciones  $K^-p$ , están más fuertemente polarizadas (aproximadamente el doble) y en direcciones opuestas.

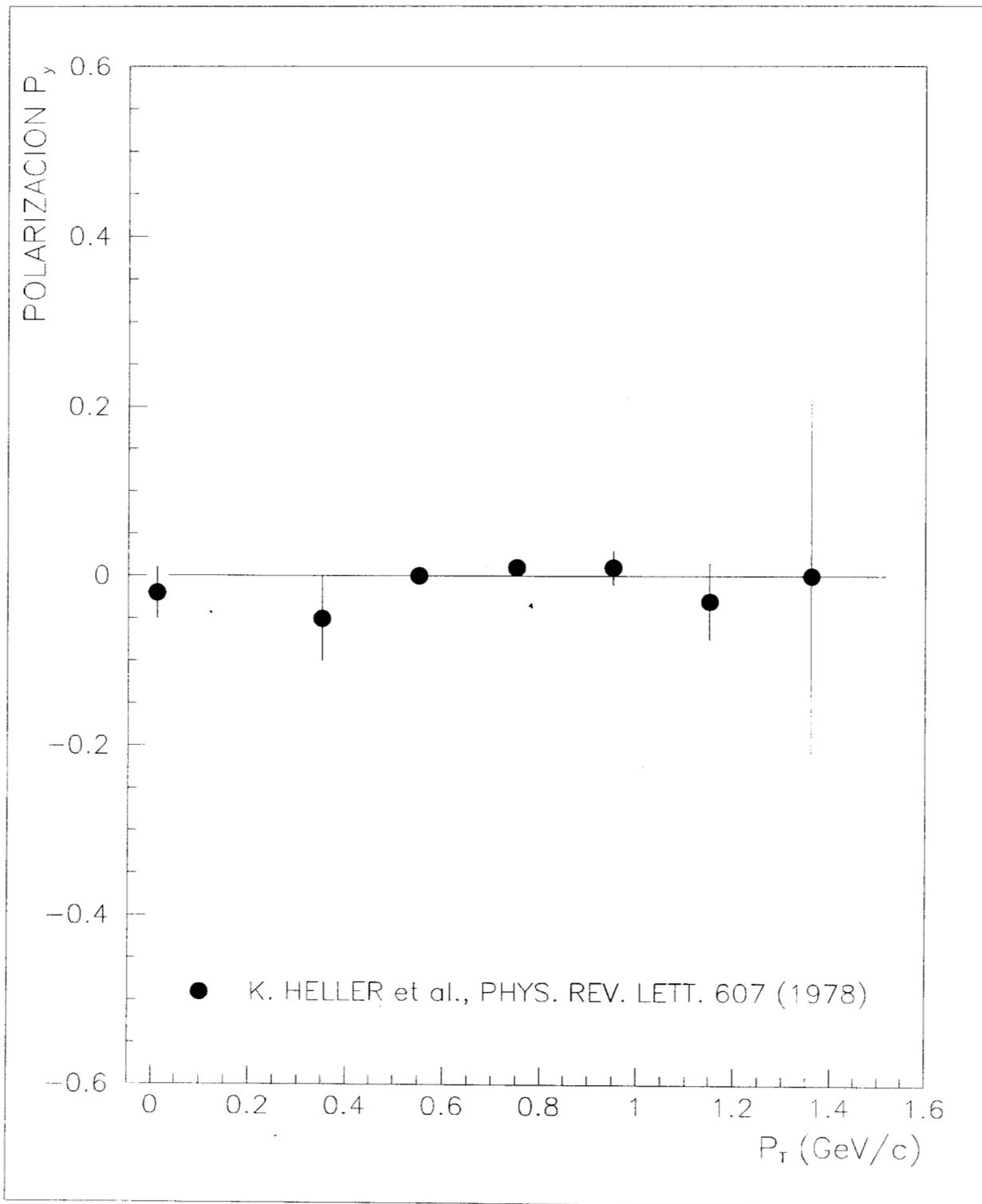
3) I.V. Ajinenko *et al.* analizaron  $\bar{\Lambda}^0$ 's producidas en interacciones  $K^+p$  a 32 y 70 GeV [6], encontrando una fuerte polarización positiva en la región de fragmentación del kaón,  $X_F > 0.3$ , que crece monótonicamente conforme aumenta  $X_F$  y es independiente de la energía del haz, entre 32 y 70 GeV; para un rango de  $P_T$  de hasta 1.65 GeV, la polarización no muestra dependencia con el momento transversal de  $\bar{\Lambda}^0$ .

Uno de los resultados anteriormente reportados se muestra en la Figura 3.

### 1.5 Origen e importancia del problema

En los experimentos a bajas energías se observaban fenómenos de polarización; se reportó en la literatura que conforme la energía disponible y el número de partículas en el estado final aumentaban, la polarización disminuía. Esto parecía indicar que para altas energías no existiría polarización.

A partir de las primeras observaciones de hiperones polarizados, hechas sobre  $\Lambda^0$  en los canales  $pp \rightarrow \Lambda^0 + X$  [10] y  $p + Be \rightarrow \Lambda^0 + X$  [9], se llevaron a cabo experimentos correlativos que mostraron igualmente fenómenos de polarización para  $\bar{\Lambda}^0$  [7],  $\Sigma^\pm$  [11] y



**Figura 3.** Resultados reportados por otras colaboraciones.

$\Xi^\pm$  [12]. Hasta antes de estos experimentos se pensaba que el espín era una complicación innecesaria en la descripción de los procesos hadrónicos en altas energías, pues para valores muy grandes del momento total  $|\vec{P}|$ , la masa de las partículas se hace despreciable, ya que  $|\vec{P}|$  tiende al valor de la energía de dicha partícula; en estas condiciones, con una visión muy simplificada del problema se esperaría que el espín de los hiperones de la reacción apuntara solamente en dirección paralela ó antiparalela a su vector de momento; tal es el comportamiento de los neutrinos, cuya masa es pequeña, si es que no, nula. Los experimentos sobre polarización de hiperones han mostrado que esta imagen simplificada es falsa.

Antes del descubrimiento del fenómeno de la polarización, ningún esquema teórico predecía que los hiperones producidos en experimentos de altas energías aparecieran polarizados. Actualmente existen varios modelos teóricos sobre la polarización de hiperones, pero solamente pueden dar resultados cualitativos [13,14] y aún mediciones como la polarización de  $\Xi^\pm$  [12] no pueden ser explicadas de manera satisfactoria con los esquemas conocidos.

Se espera que los trabajos experimentales sobre la polarización de hiperones arrojen datos que conduzcan a clarificar la dinámica del problema, y en general que permitan un mejor conocimiento de las interacciones fuertes.

## 1.6 Objetivos y plan de la disertación

Tal como se ha mencionado, el objetivo principal de esta tesis es la medición y el estudio de la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en reacciones inclusivas, a 27.5 GeV, con datos tomados en el experimento BNL E766.

*Grosso modo*, el plan de la disertación es el siguiente: en el capítulo 2 serán mostradas algunas de las características y detalles técnicos más relevantes del diseño y construcción de los diferentes sistemas detectores, y en el capítulo 3 serán descritos los diferentes pasos del análisis preliminar de los datos.

En el capítulo 4 serán descritas las técnicas empleadas para medir la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , y a continuación, en el capítulo 5, se tratará acerca de la evaluación de la aceptación

del detector. En el capítulo 6 serán mostrados y discutidos los resultados; las conclusiones serán presentadas al final de este mismo capítulo.



del detector. En el capítulo 6 serán mostrados y discutidos los resultados; las conclusiones serán presentadas al final de este mismo capítulo.

## CAPITULO 2

### EL EXPERIMENTO BNL E766

En este capítulo describiremos el detector de multipartículas del experimento; para ello, lo separaremos en cada uno de los diferentes sistemas que lo conforman.

#### 2.1 Introducción

En la física de altas energías, se puede hacer una clasificación de los experimentos en dos grandes grupos:

- a) blanco fijo,
- b) colisionador.

En el primer caso, un haz de partículas, proveniente de algún acelerador, incide sobre una porción de material fijo en el laboratorio, y los productos (partículas producidas) de las interacciones son registrados por los sistemas detectores.

En los experimentos de tipo colisionador, un haz de partículas -digamos, electrones ó protones- circula dentro del acelerador en una dirección, y en la dirección opuesta circula el haz formado por las antipartículas de las primeras -positrones ó antiprotones, respectivamente-. La colisión se realiza en algún punto del acelerador donde se han colocado, *ex professo*, los detectores.

Tradicionalmente los experimentos son planeados para estudiar reacciones inclusivas; este no es el caso del experimento que nos ocupa, el BNL E766. Este experimento fue diseñado para estudiar reacciones exclusivas, en las interacciones protón-protón y neutrón-protón. En este caso se incide un haz de protones (neutrones) sobre un blanco de hidrógeno líquido. La estadística recabada fue alta; además se tuvo capacidad de registro y almacenamiento de hasta veinte partículas en el estado final. Se darán detalles más adelante.

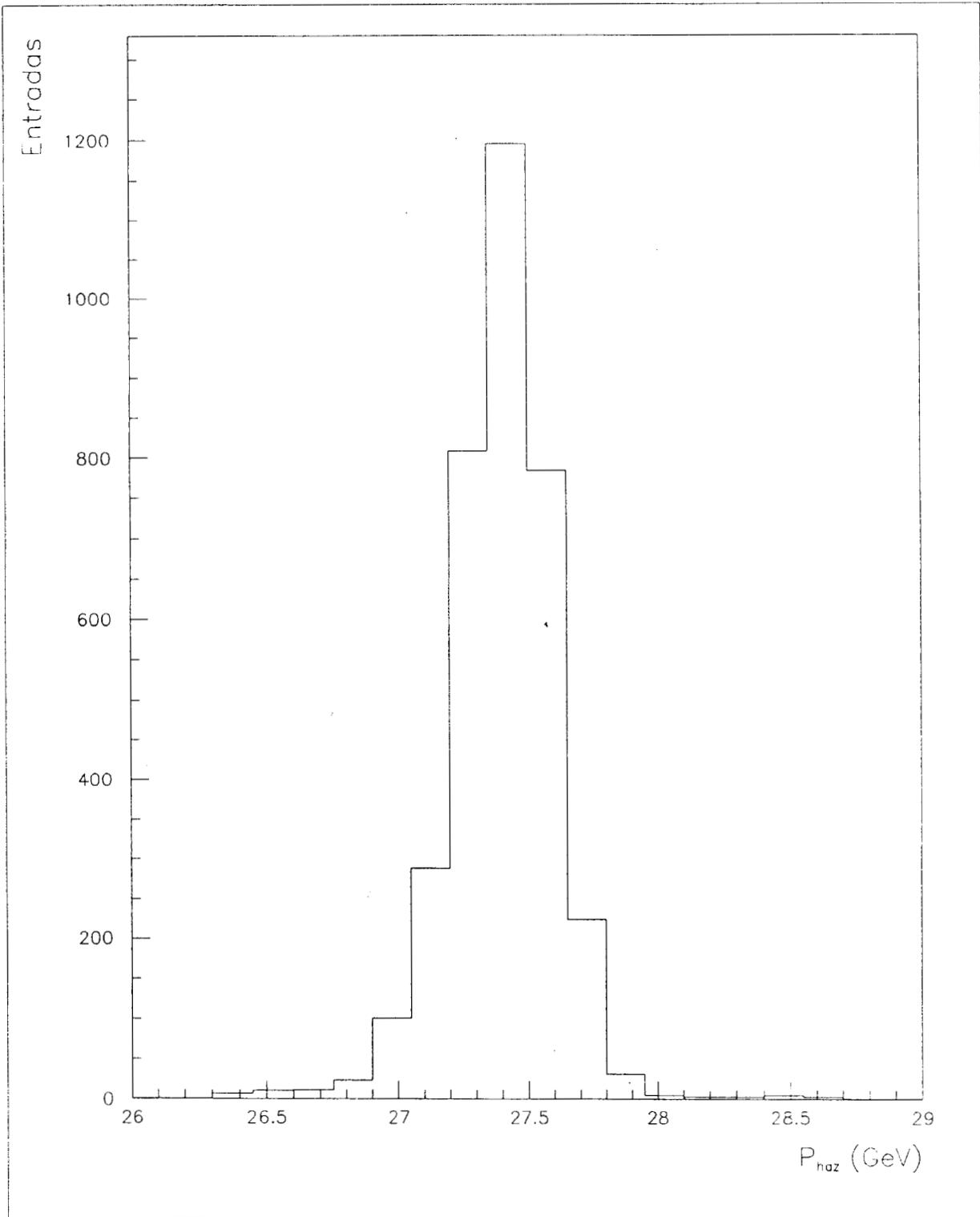
El sistema experimental de el BNL E766 es sumamente complejo. Para su implementación y estudio, además para su reparación y mantenimiento, se dividió en las si-

guientes secciones: el haz de partículas, el sistema del blanco, el imán analizador, las cámaras de deriva -también llamadas cámaras multialámbricas-, los contadores de centelleo, el contador Cherenkov y el sistema disparador (ó trigger, como se le conoce en inglés). Estas secciones del sistema experimental serán descritas enseguida, al igual que los diferentes pasos del análisis preliminar de los datos; dichos pasos fueron completamente generales y no dependieron de ningún tópico físico en particular, sino que fueron hechos para reconstruir e identificar cada uno de los eventos. Todos los eventos completamente reconstruidos e identificados se clasificaron como eventos exclusivos.

## 2.2 El haz

El haz para este experimento proviene del Sincrotrón de Gradiente Alterno (AGS, por sus siglas en inglés), del BNL emplazado en Upton, Nueva York, de la línea 5 con una energía de 28.5 GeV. El haz contiene 300 millones de protones por pulso, la duración de cada pulso es de 1.2 segundos y ocurre cada tres segundos. Se hace pasar el haz a través de un blanco de cobre y un atenuador de bronce, después de esto el flujo disminuye aproximadamente a 20 millones de protones por pulso, y la energía a 27.5 GeV. Por último el haz es colimado, y se enfoca mediante dos cuadrupolos magnéticos, antes de ser medido por el espectrómetro del haz (constituido por una serie de cámaras multialámbricas). La distribución del momento total del haz se muestra en la Figura 4.

En la Figura 5 se puede ver gráficamente la manera en que se definió el sistema de coordenadas de laboratorio. El origen de este sistema (0,0,0) se localiza en el centro del imán analizador, este último será descrito poco más adelante. Es importante remarcar que se trata de un sistema de coordenadas izquierdo. En este marco, el haz medido tuvo un momento de (-0.275, -0.03, 27.5) GeV a lo largo de la dirección  $X$ ,  $Y$ , y  $Z$  respectivamente. Su forma fue elipsoidal, con aproximadamente 4 cm en la dirección  $X$  (horizontal) y aproximadamente 5 cm en la dirección  $Y$  (vertical).



**Figura 4.** Distribución del momento del haz.

## 2.3 El blanco

En la parte frontal de la Figura 5 se puede ver el blanco del experimento, rodeado por los contadores de veto, y detrás de ellos los principales componentes del analizador de multipartículas.

El blanco está constituido por hidrógeno líquido encerrado en un contenedor de mylar (una especie de plástico) térmicamente aislado, y puesto al vacío dentro de una caja de aluminio, la cual tiene ventanas, también de mylar, que dejan pasar los protones incidentes. Su forma es cilíndrica y tiene el eje longitudinal orientado a lo largo de la dirección del haz. Las dimensiones del blanco son 7.5 cm de diámetro y 30 cm de largo. El hidrógeno está a 4.3 °K de temperatura y 1.1 atm de presión. Rodeando al blanco, por los cuatro lados, se localizan los contadores de veto que serán descritos más adelante.

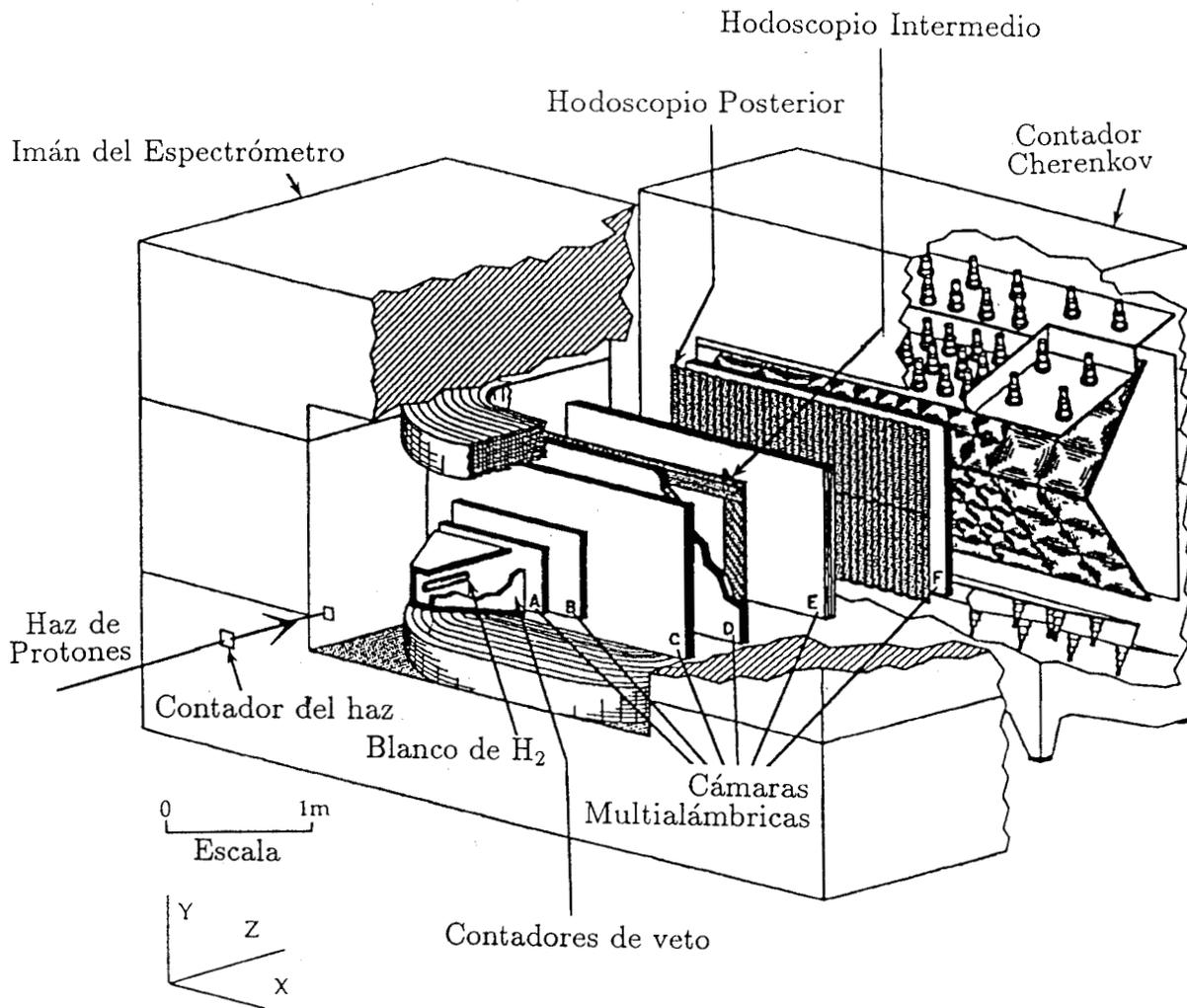
Una vez que un protón del haz ha penetrado una distancia de  $x$  cm en el blanco, tiene una cierta probabilidad de interactuar con alguno de los protones del hidrógeno, esta probabilidad está dada por la función

$$P(x) = 1 - e^{-\gamma x/l},$$

donde  $\gamma$  y  $l$  son constantes que dependen del material que constituye el blanco:  $\gamma = 0.0708 \text{ gr/cm}^3$  es la densidad del hidrógeno líquido y  $l = 50.8 \text{ gr/cm}^2$  se denomina longitud de interacción nuclear. En la longitud de 30 cm que tiene el blanco, la probabilidad de colisión es cercana a 0.042. Esto es, casi uno de cada veinte protones del haz interacciona con los protones del blanco. Con  $20 \times 10^6$  protones por pulso, se tienen 280,000 interacciones por segundo.

## 2.4 El imán analizador

El analizador magnético -Jolly Green Giant (JGG), como se conoce en inglés-, es un enorme dipolo magnético que contiene en su interior cinco cámaras multialámbricas y el hodoscopio intermedio, Figura 5. Posee una abertura de aproximadamente 220 cm de ancho por 125 cm de alto, y una profundidad de 264 cm de largo en la dirección del haz.



**Figura 5.** El detector de multipartículas del experimento BNL E766.

El campo magnético -no uniforme- es generado por cuatro bobinas independientes, cada una de las cuales conducen 1500 A. Este campo es de aproximadamente 10 kG en el centro del imán.

Cuando las partículas cargadas pasan a través de este campo magnético son desviadas debido a la fuerza de Lorentz que experimentan; el momento transversal que adquieren es de 350 MeV. La curvatura descrita por su trayectoria es un dato útil para conocer su carga y momento.

## 2.5 Las cámaras multialámbricas

En el interior del analizador magnético (JGG) se localizan cinco cámaras multialámbricas, una más está colocada justo entre éste y el contador Cherenkov. Estas cámaras tienen forma laminar, y cada una contiene cuatro planos formados por una malla de finos alambres paralelos, separados aproximadamente 3.5 mm; los alambres, tensados a 150 gramos, están en un medio gaseoso de tres componentes, a razón de 71% de argón, 25% de isobutano y 4% de *methylal*. Los alambres del ánodo, puestos a voltajes de -2.05 KV hasta -2.45 KV, son de tungsteno y tienen diámetros de  $20\mu\text{m}$  y  $25\mu\text{m}$ , mientras que los del cátodo son de aluminio y tienen  $102\mu\text{m}$  de diámetro. Cada cámara posee ventanas cubiertas por un cierto tipo de pseudotermoplástico ( $C_{22}H_{10}N_2O_5$ ) de  $50\mu\text{m}$  de espesor.

El objetivo principal del sistema de cámaras multialámbricas es determinar las trayectorias de todas las partículas cargadas que aparecen en el estado final; así mismo, medir el momento de cada una de éstas.

Esencialmente su funcionamiento es de la siguiente forma: las partículas cargadas que atraviesan la cámara ionizan el gas, se produce una avalancha de iones que se dirige hacia el alambre más cercano, esta avalancha se registra como una pequeña corriente eléctrica. En algunos eventos puede ser activado más de un alambre al mismo tiempo, pero estos casos no son frecuentes, y en general se descartan para propósitos de análisis. Conociendo la posición de los alambres, y dado que la señal se registra en más de uno de ellos -de distinto plano-, es posible determinar el punto, en el plano de la cámara, por donde pasó

la partícula. La trayectoria completa se reconstruye usando todos los puntos encontrados, en todas las cámaras, por donde pasó la partícula.

Las cámaras empleadas en el experimento poseen una serie de características importantes, a saber: a) alta eficiencia (superior a 99 %), lo que permite obtener un gran número de eventos totalmente reconstruidos; b) el material de cada cámara representa solamente 0.15% de la longitud de radiación, lo que disminuye las pérdidas de energía por parte de las partículas que se desean detectar, debido a efectos de dispersión múltiple coulombiana ó por ionización del medio; c) gran resolución espacial, esencial para la correcta reconstrucción de las trayectorias.

La primera cámara posee una apertura angular de  $\pm 37.47^{\circ}$  en la dirección  $X$  y  $\pm 23.92^{\circ}$  en  $Y$ , medida a partir del centro del blanco; a la última cámara le corresponde una apertura angular de  $\pm 18.4^{\circ}$  en  $X$  y  $\pm 12.32^{\circ}$  en  $Y$ .

El conocimiento de las trayectorias (obtenido a partir de este sistema detector), y del campo magnético del espectrómetro, proporciona una medición del momento que es independiente de la masa de las partículas.

## 2.6 El contador del haz

En los experimentos de altas energías, las partículas son detectadas aprovechando una gran cantidad de fenómenos físicos; ya se mencionó, por ejemplo, la ionización de un gas al paso de una partícula cargada, y también la fuerza de Lorentz. Otros efectos físicos serán citados al describir los restantes sistemas detectores empleados en el experimento. Por ahora mencionaremos a los materiales centelladores.

Ciertas sustancias orgánicas tienen la capacidad de emitir luz, principalmente en la región del azul al ultravioleta, cuando son atravesadas por partículas cargadas. La partícula que entra en el medio centellador debe tener la energía adecuada para excitar alguno, ó algunos, de los electrones que se encuentran en las capas electrónicas de los átomos del material.

Un fotón es emitido, y se propaga a través del sólido ó líquido centellador cuando los electrones excitados -en moléculas ó átomos- regresan a su estado base, ó cuando caen a niveles con menor energía -por ejemplo-. El fotón es recolectado por un tubo fotomultiplicador que lo amplifica para poder con ello generar una corriente eléctrica, y de este modo registrar el paso de la partícula cargada.

Los contadores de centelleo del experimento E766, están constituidos esencialmente por una lámina de material centellador plástico ( $C_8H_8$ ). Un extremo del contador está unido a una pieza de lucita, esta última conduce la luz hacia un tubo fotomultiplicador. Cada contador está aislado de la luz externa por una envoltura de hoja de aluminio y cinta plástica adhesiva. A continuación veremos cuales dispositivos aprovechan este fenómeno de emisión de luz en el experimento E766.

El experimento posee cuatro conjuntos de contadores de centelleo: el contador del haz, los contadores de veto, el hodoscopio intermedio y el hodoscopio posterior.

El contador del haz es atravesado por el protón incidente, antes de interaccionar con el blanco, y al detectar el paso de la partícula mediante el mecanismo descrito en esta sección, pone en marcha los sistemas de registro para un posible evento.

Si por alguna razón el evento no es candidato a poseer las características exigidas por el experimento, se cancela inmediatamente su registro mediante el envío de alguna señal de veto. Una de estas condiciones es verificada por los contadores de veto, los cuales serán descritos a continuación.

## 2.7 Los contadores de veto

La interacción electromagnética, entre las partículas cargadas que deseamos estudiar y la materia que les rodea, nos permite emplear una gran variedad de métodos para su detección; sin embargo, en los estados finales del experimento que nos interesa, también pueden aparecer partículas neutras de diferente tipo, por ejemplo  $\pi^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  ó neutrones; éstas no pueden ser detectadas con facilidad, dado que no interaccionan electromagnéticamente.

La mayoría de las partículas neutras son inestables y decaen rápidamente -especialmente las masivas-. Su naturaleza puede ser inferida al conocer los productos cargados de su decaimiento; por ejemplo,  $\bar{\Lambda}^0$  decae en un pión positivo y en un antiprotón. Si la partícula neutra es estable ó su tiempo de vida es demasiado largo para los intereses de nuestro experimento, debemos implementar algún método para su detección. La técnica empleada consiste en colocar a su paso láminas de plomo, para que su interacción con los núcleos de este material, produzca partículas cargadas que sean a su vez registradas por los contadores de centelleo.

El material centellador es colocado junto a las láminas de plomo, de tal forma que se pueda conocer el punto donde ocurra una interacción que involucre una partícula neutra en el estado inicial, teniendo como resultado, al menos un par de partículas cargadas en el estado final. La manera usual es unir delgadas láminas de plomo alternadas con las de centellador, en un arreglo a modo de sandwich.

Los contadores de veto son dispositivos capaces de detectar el paso tanto de partículas cargadas como de neutras. Las partículas neutras se observan empleando la técnica antes descrita - i.e. a través de los productos cargados del decaimiento-. Existen doce contadores de veto formados por cuatro láminas alternadas de plomo y material centellador, arreglados en la forma que se ha descrito en el párrafo anterior. Estos contadores rodean al blanco y su función es indicar cuando alguna partícula, después de la interacción protón-protón, ha salido fuera de la zona de detección; si tal salida ocurre, el evento queda anulado.

## **2.8 Los hodoscopios**

Los hodoscopios son arreglos de contadores de centelleo. Este experimento posee dos de tales arreglos; su función es contar el número de partículas que atraviesan las cámaras multialámbricas, y medir su tiempo de vuelo. El hodoscopio intermedio posee treinta contadores de centelleo, enmarca la entrada de la cuarta cámara multialámbrica, y detecta, principalmente, partículas que atraviesan las primeras cuatro cámaras pero que salen del detector antes de atravesar la última cámara. El hodoscopio posterior cubre completamente la entrada de la cámara 6, y consta de setenta contadores de centelleo.

Debido a la localización y a la geometría de los hodoscopios, algunas partículas solamente atravesaron uno de ellos, también fueron creadas partículas de bajo momento que se desviaron hacia fuera del detector antes de alcanzar el hodoscopio intermedio. En algunos casos, para grabar un evento, se pidió que las partículas del estado final fueran efectivamente detectadas por al menos uno de los hodoscopios.

Estos dos detectores y el contador del haz forman el sistema de tiempo de vuelo (TOF, por sus siglas en inglés). Este sistema se usa para medir la velocidad de las partículas. Con esta última información, y la medición del momento, se puede determinar la masa de las partículas con momentum inferior a 2 GeV. Esta restricción es debida a limitaciones en la resolución temporal de los contadores. Para la detección de partículas con momento mayor, se utiliza un contador Cherenkov.

## 2.9 El contador Cherenkov

Este aparato aprovecha el efecto Cherenkov para determinar la identidad de las partículas relativistas que hasta él llegan. El fenómeno consiste en lo siguiente: las partículas cargadas que atraviesan un material radían electromagnéticamente cuando viajan más rápido que la velocidad de la luz en el mismo medio.

El medio material que se empleó en el contador Cherenkov de este experimento fue gas Freón 114 ( $C_2Cl_2F_4$ ). Su índice de refracción es  $n=1.0015$ ; esto significa que una partícula cargada radiará si su velocidad es mayor que  $0.9985c$ , este valor es la velocidad de la luz en el vacío sobre el índice de refracción del medio,  $c/n$ .

Las partículas comienzan a radiar en el contador Cherenkov a partir de un determinado valor de momento. Este se denomina *momento umbral*, y en el caso del Freón 114 es de 2.6 GeV para piones, 9.0 GeV para kaones y 17.1 GeV para protones.

Este contador no solamente registra la emisión de luz por el efecto mencionado anteriormente, sino que mide también su intensidad. Puesto que la intensidad de la radiación de una partícula está relacionada con su velocidad, al conocer el momento podemos calcular su masa, y por consiguiente identificarla.

## 2.10 El sistema disparador

Los eventos son seleccionados para su registro solamente si cumplen con cierto número de condiciones que dependen del experimento en particular, esta selección está hecha por el sistema disparador, que incluye a los contadores de veto y a los hodoscopios que se han mencionado anteriormente.

En los experimentos de altas energías se produce una enorme cantidad de eventos cuando las partículas del haz chocan con el blanco. Es materialmente imposible grabar y almacenar todos los datos que pueden llegar a ser generados, además no todos son interesantes ó pueden ser candidatos a ser reconstruidos completamente, por lo tanto es necesario tener algún tipo de restricciones sobre lo que queremos observar.

El sistema disparador se encarga de hacer una primera selección de los datos potencialmente útiles para el propósito de cada experimento.

Los diferentes miembros del sistema disparador cumplen con las funciones específicas siguientes:

- 1) El contador del haz detecta a los protones incidentes.
- 2) Los hodoscopios registran la interacción con el blanco, en caso de que llegue a ocurrir, mediante la observación de las partículas cargadas producidas.
- 3) Los contadores de veto son activados cuando alguna partícula sigue una trayectoria que le lleva fuera de los sistemas detectores, antes de que sea observada por los mismos.

En este experimento el sistema disparador elimina eventos que son candidatos a no ser totalmente reconstruidos.

## CAPITULO 3

### EL ANALISIS PRELIMINAR DE LOS DATOS

Esta tarea fue llevada a cabo por una serie de programas de computadora, ejecutados en diferentes etapas, e incluyó el trabajo realizado por el *procesador*, cuyo conjunto de instrucciones fue implementado directamente sobre circuitos electrónicos. En este capítulo hablaremos sobre el procesador y sobre el análisis preliminar de los datos.

#### 3.1 Introducción

Una vez que el experimento empezó a generar eventos, al colisionar los protones del haz con el blanco, el problema central fue cómo y cuáles de dichos eventos serían almacenados en cintas magnéticas para su posterior estudio. La selección de los eventos exclusivos se llevó a través de varias etapas. Cada una de ellas se denomina *Pass* (acrónimo inglés de paso), y se encargó de seleccionar, de entre todos los eventos posibles, solamente aquellos que cumplieron con ciertos requerimientos específicos; así fue como se obtuvieron únicamente eventos candidatos a ser totalmente reconstruidos.

Esencialmente, la reconstrucción de los eventos se dividió en: reconstrucción de trayectorias, localización de vértices e identificación de partículas. Esto corresponde a los tres primeros pasos del análisis, respectivamente. *Pass4* es el estudio final de los datos, y sus características dependen de la investigación particular que se desee realizar. A continuación seremos más específicos al hablar de los primeros tres pasos, mencionando de manera cuantitativa las restricciones, ó cortes, impuestas para que un evento fuera almacenado.

#### 3.2 El procesador electrónico (*Hardware processor*)

Este dispositivo (conocido simplemente como el *procesador*) estuvo compuesto por una gran cantidad de tarjetas (351) con circuitos electrónicos. Su función fue reconstruir las trayectorias de las partículas *in situ*, a partir de la información recolectada por el

sistema de las cámaras multialámbricas, trabajando tal como si se tratara de un programa computacional convencional, donde cada una de las tabletas representaba una instrucción lógica ó aritmética para ser ejecutada. Los datos eran pasados de una tarjeta a la siguiente sin ninguna intervención externa, sincronizados por un pulso de reloj que llegaba simultáneamente a todas las tarjetas.

Las instrucciones eran ejecutadas, siempre que una tarjeta electrónica recibiera un dato de entrada válido, y el resultado del cálculo era pasado a la siguiente instrucción (tarjeta), continuando este proceso hasta concluir el programa de reconstrucción de las trayectorias en cada evento.

### 3.3 PASS1, Reconstrucción de trayectorias

Para esta tarea se reconocieron tres tipos de trayectorias:

- a) Trayectorias de seis cámaras.- En este caso la partícula atraviesa todas las cámaras multialámbricas.
- b) Trayectorias de las primeras cuatro cámaras.- Se refieren a partículas de bajo momento que son rápidamente desviadas por el campo magnético y salen del área de detección de las cámaras multialámbricas; su trayectoria atraviesa las cuatro primeras cámaras, al menos, pero no son detectadas en las últimas cámaras.
- c) Trayectorias de las últimas cuatro cámaras.- Estas trayectorias corresponden a partículas cargadas provenientes del decaimiento de partículas neutras, creadas en un punto tal que no atraviesan todas las cámaras, sino solo las cuatro últimas.

Cada cámara disponía de cuatro vistas, con cuya información el procesador fue capaz de reconstruir todo el grupo de trayectorias para cada evento. También se crearon imágenes tridimensionales, tomando pares de vistas, con lo cual fue posible determinar cuando un proceso de reconstrucción fue correcto ó no.

Esta etapa determinó la componente de momento en la dirección del protón incidente,  $P_{Zi}$ , para cada  $i$ -ésima partícula, a partir de la cual se aplicó el primer corte en esta cantidad. Para su análisis en el siguiente paso, PASS1 grabó solamente eventos con

$$\sum_{i=1}^n P_{Zi} \geq 19.9 \text{ GeV},$$

donde  $n$  es el número de partículas en el estado final.

### 3.4 PASS2, Reconstrucción de vértices

Al punto donde colisionan un protón del haz con otro del blanco se le denomina vértice primario ó punto de colisión, y PASS2 lo determina exigiendo que sea la intersección de al menos tres trayectorias. Los vértices secundarios son aquellos donde las partículas decaen, están separados del vértice primario, y para determinarlos se exigió la intersección de las trayectorias de al menos dos partículas.

Una vez conocido el primer vértice, este punto fue usado para reconstruir las trayectorias de las partículas del estado final. Puesto que los eventos provienen del choque de dos protones, el estado final fue restringido a tener una carga neta de +2.

Otra tarea de esta etapa se relacionó con el corte en los momentos. Para un evento en particular, el momento transversal total es

$$\sum_{i=1}^n \vec{P}_{Ti} = \left( \sum_{i=1}^n P_{Xi} - (-0.275) \right) \hat{X} + \left( \sum_{i=1}^n P_{Yi} - (-0.03) \right) \hat{Y},$$

medido en el sistema del laboratorio, y corregido por la desviación promedio del momento del protón incidente respecto a la dirección (0,0,Z) de este mismo sistema; tomemos en cuenta que las componentes del momento del haz fueron (-0.275,-0.03,27.5), tal como se mencionó anteriormente.

Con la finalidad de favorecer a los candidatos a ser eventos exclusivos, en la selección hecha por PASS2, esta etapa dejó pasar eventos con  $(\sum_{i=1}^n P_{Ti})^2 \leq 0.01 (GeV)^2$  y  $\sum_{i=1}^n P_{Zi} \geq 26.5 GeV$ .

### 3.5 PASS3, Identificación de partículas

Un sistema de referencia particular a cada evento fue introducido en este paso. De aquí en adelante llamaremos  $\hat{Z}$  a la dirección del protón incidente (recordemos que la dirección del haz varía ligeramente de un evento a otro). Tomaremos las otras dos direcciones.  $\hat{X}$  y

$\hat{Y}$ , de tal manera que entre las tres formen un sistema de coordenadas izquierdo, con  $\hat{Y}$  y  $\hat{Z}$  definiendo un plano vertical.

PASS3 eliminó los eventos que no fueron aceptados como exclusivos, para ello impuso una serie de restricciones: (a) todas las trayectorias de las partículas en el estado final debieron ser asignadas a un vértice; (b) la carga eléctrica neta de el estado final debió ser +2, puesto que el estado inicial correspondía a la colisión de dos protones; (c) la conservación de momento lineal  $\vec{P}_Z$ . Se tomaron todos los eventos con  $\sum_{i=1}^n P_{Zi} \geq 26.5$  GeV; d) la conservación del momento total transversal . Se tomaron eventos con momento transversal total  $\leq 0.002$  (GeV)<sup>2</sup>, donde

$$\left( \sum_{i=1}^n P_{Ti} \right)^2 = \left( \sum_{i=1}^n P_{Xi} \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^n P_{Yi} \right)^2$$

Estos cortes se impusieron porque en el estado inicial el momento transversal es cero, y el momento longitudinal igual a 27.5 GeV; la reacción debe conservar momento -longitudinal y transversal-. Se buscaba obtener una baja probabilidad de perder partículas que, debido a un momento perpendicular al haz suficientemente grande, salieran de la zona de detección. Observamos que ya no se requiere corregir esta expresión debido al momento transversal del haz, puesto que ahora es precisamente el punto atravesado por el protón incidente el que define el origen (0,0) del plano (X,Y).

Este paso identificó partículas en forma directa e indirecta, empleando información proporcionada por las cámaras de deriva, el sistema de tiempo de vuelo y el detector Cherenkov. A continuación se describirán estas dos formas de identificación.

### 3.5.1 $\Delta(E - P1)$ , Identificación indirecta de las partículas

La identificación indirecta de las partículas del estado final, tales como  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ , etc., se hace mediante la aplicación de los principios de conservación involucrados en el problema, por ejemplo, conservación de carga eléctrica, energía-momento, número bariónico, y número leptónico. Una vez que tenemos reconstruidas todas las trayectorias del estado final de un evento, varias asignaciones -posibles identidades- son ensayadas en un mismo evento. La manera más adecuada de seleccionar la asignación más probable fue

aplicando el principio de conservación de energía-momento; para esto se definió la siguiente cantidad:

$$\Delta(E - Pl) = \left( \sum_{j=1}^n (E_j - Pl_j) \right)_f - \left( \sum_{j=1}^2 (E_j - Pl_j) \right)_i ;$$

esta expresión debe ser cero para la asignación correcta.  $E_j$  es la energía de la  $j$ -ésima partícula y  $Pl_j$  su componente de momento a lo largo de la dirección del haz. En el estado final, marcado con el subíndice  $f$ , sumamos sobre todas las partículas; mientras que en el estado inicial, con subíndice  $i$ , sumamos el protón incidente y el protón del blanco.

PASS3 consideró soluciones aceptables aquellas para las cuales  $\Delta(E - Pl)$  tuviera valores entre -0.028 y 0.032 GeV.

### 3.5.2 TOF-Cherenkov, Identificación directa de las partículas

Para llevar a cabo la identificación directa de las partículas, se requiere determinar la masa de las mismas con la mayor precisión posible, a partir de los datos de momento y velocidad.

El sistema de tiempo de vuelo y el detector Cherenkov aportaron los datos requeridos en esta tarea: el sistema de tiempo de vuelo lo hizo para partículas no relativistas, y el Cherenkov completó la cobertura del espectro de energía, al medir momento y velocidad para partículas que viajaban a velocidades mayores al 99% de la velocidad de la luz en el vacío.

## CAPITULO 4

### TECNICA PARA MEDIR LA POLARIZACION

Describimos el sistema de referencia donde medimos la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , mostramos la técnica que empleamos en este trabajo, la cual, como veremos, no hace uso de la definición formal de polarización, sino que se vale de un análisis efectuado sobre la distribución angular del antiprotón que proviene del hiperón que estudiamos,  $\bar{\Lambda}^0$ .

#### 4.1 Introducción

Para medir la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , requerimos de algunas definiciones y convenciones. Podemos encontrarlas en la Referencia 1, por ejemplo. Veamos a qué se refieren éstas: por principio de cuentas debemos tener cuidado en definir apropiadamente los sistemas de coordenadas usados; además los métodos para ajustar los datos experimentales debemos aplicarlos con especial atención.

Desarrollaremos, un poco más, las formalidades que emplearemos para medir la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ . Algunos puntos ya los expusimos en el capítulo 1; aquí los ampliaremos y los especificaremos.

#### 4.2 El sistema de coordenadas

En el capítulo 2 establecimos la convención para el sistema del laboratorio. A los ejes de este sistema coordinado los llamamos  $X, Y, Z$ , los cuales fueron referenciados a la dirección del protón incidente, como explicamos en el capítulo 3. También definimos, en el capítulo 1, el sistema que usaremos para medir la polarización; a sus respectivas direcciones las nombramos  $\hat{n}_x, \hat{n}_y$  y  $\hat{n}_z$ . Anotamos además que ambos sistemas son izquierdos.

La forma en que el sistema  $(X, Y, Z)$  -laboratorio- está relacionado con el sistema  $(\hat{n}_x, \hat{n}_y, \hat{n}_z)$  -donde medimos la polarización- es la siguiente: mediante una transformación de

Lorentz a lo largo del momento de  $\bar{\Lambda}^0$  ( $\vec{P}_{\bar{\Lambda}^0}$ ), pasamos a un sistema coordenado donde  $\bar{\Lambda}^0$  está en reposo; el sistema del laboratorio y el sistema de reposo de  $\bar{\Lambda}^0$  tienen sus ejes paralelos. Para pasar ahora al sistema donde medimos la polarización, es necesaria una rotación. Ejemplifiquemos, sea

$$\vec{p} = p_x \hat{i} + p_y \hat{j} + p_z \hat{k}$$

el momento del antiprotón en el sistema de reposo de  $\bar{\Lambda}^0$ , y

$$\vec{p}' = p'_x \hat{n}_x + p'_y \hat{n}_y + p'_z \hat{n}_z$$

el momento del antiprotón visto en el sistema en el cual se mide la polarización. La relación entre ambos está dada por la transformación  $\vec{p}' = R\vec{p}$ , donde R es la matriz de rotación. La forma explícita de la matriz de rotación es:

$$R = \begin{pmatrix} \frac{P_{\bar{\Lambda}X} P_{\bar{\Lambda}Z}}{P_T |\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} & \frac{P_{\bar{\Lambda}Y} P_{\bar{\Lambda}Z}}{P_T |\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} & \frac{-P_{\bar{\Lambda}T}}{|\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} \\ \frac{P_{\bar{\Lambda}Y}}{P_T} & \frac{-P_{\bar{\Lambda}X}}{P_T} & 0 \\ \frac{P_{\bar{\Lambda}X}}{|\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} & \frac{P_{\bar{\Lambda}Y}}{|\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} & \frac{P_{\bar{\Lambda}Z}}{|\vec{P}_{\bar{\Lambda}}|} \end{pmatrix}$$

En esta expresión  $P_{\bar{\Lambda}i}$  con  $i = X, Y, Z$  denota las tres componentes del momento de  $\bar{\Lambda}^0$ , el cual está representado por  $\vec{P}_{\bar{\Lambda}}$ ;  $P_T$  es el momento transversal para esta misma partícula, tal como se ha venido empleando.

### 4.3 Medición de la polarización

Para empezar, elegimos un eje de cuantización. Para medir la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ , determinamos el número de partículas cuyo espín apunta en la dirección positiva del eje de cuantización,  $N_+$ , restamos el número de partículas con espín apuntando en sentido contrario  $N_-$ , y dividimos entre el número total de partículas. De esta forma la polarización está dada por

$$IP \equiv \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-},$$

esta definición formal es equivalente a la que dimos en la sección 1.4; la cual es

$$P \equiv \langle \vec{\sigma} \cdot \hat{n} \rangle .$$

Dado que el espín es un parámetro difícil de observar, no podemos aplicar las expresiones anteriores para medir la polarización, en lugar de usar la definición formal de polarización, lo que haremos es determinar la distribución angular de los productos del decaimiento de  $\bar{\Lambda}^0$ , en el sistema de coordenadas donde  $\bar{\Lambda}^0$  está en reposo.  $\bar{\Lambda}^0$  es autoanalizable, ya que decae, con 64% de probabilidad [3], en un  $\bar{p}$  y en un  $\pi^+$  (este porcentaje es igual al correspondiente valor para el decaimiento de  $\Lambda^0$  en un protón y en un pión negativo).

La distribución angular del  $\bar{p}$ , en el sistema de coordenadas donde medimos la polarización, está dada por [1]

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N_0}{4\pi} (1 + \alpha P \cdot \hat{p})$$

Es enteramente igual a la distribución angular de los productos de decaimiento de la  $\Lambda^0$ , excepto que el parámetro de asimetría tiene signo conjugado. Esta expresión nos da el número  $dN$  de antiprotones que salen en el ángulo sólido  $d\Omega$ ,  $\hat{p}$  es el vector unitario del momento del  $\bar{p}$  y  $\alpha$  es una cantidad denominada parámetro de asimetría, cuyo valor es  $-0.647 \pm 0.013$  (se supone igual al valor correspondiente para  $\Lambda^0$  pero invertido en signo).

La polarización es, en general un vector. Por el principio de conservación de la paridad en interacciones fuertes (interacción mediante la cual se produce  $\bar{\Lambda}^0$ ), se sabe que no puede haber componente de polarización en  $\hat{n}_x$  ni en  $\hat{n}_z$  (esto es, en el plano de producción de  $\bar{\Lambda}^0$ ); de existir polarización, ésta sólo se manifestará en la dirección  $\hat{n}_y$ ; en tal caso la denotaremos por  $P_y$ , y le llamaremos polarización transversal. Bajo estas consideraciones, la expresión para la distribución angular de los antiprotones queda como

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N_0}{4\pi} (1 + \alpha P_y \cos \theta_y); \quad (1)$$

donde  $\theta_y$  es el ángulo entre el vector de momento del antiprotón y el eje  $\hat{n}_y$ ; ésta no es más que una expresión complicada para escribir una línea recta; dicho de otra manera, la línea recta se escribe en forma simple como

$$f(x) = mx + b. \quad (2)$$

Por lo anterior, para medir la polarización del hiperón  $\bar{\Lambda}^0$  se histograma la variable  $\cos\theta_y$ , tomando 20 intervalos desde -1 a 1. Los histogramas se corrigen por aceptación, que toma en cuenta las posibles desviaciones en la distribución introducidas por el espectrómetro y las introducidas por el *software*, etc. Se ajusta a una línea recta, usando mínimos cuadrados, de la forma (2). Del ajuste a los histogramas se encuentra el valor  $b$  y la pendiente  $m$ . Si se hace la comparación entre la predicción teórica (1) y el ajuste (2), se logra  $b = \frac{N_0}{4\pi}$ , y  $m = b\alpha P_y$ ; de aquí se obtiene

$$P_y = \frac{m}{b\alpha}.$$

Los errores -solamente estadísticos- en la medición de la polarización dependerán de la estadística empleada. En nuestro caso las barras de error están dadas por [1]

$$\Delta P_y = \frac{m}{b\alpha} \left( \left( \frac{\Delta m}{m} \right)^2 + \left( \frac{\Delta b}{b} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Existen otras técnicas para determinar la polarización, como el método de momentos; en este caso no se hace ningún ajuste a las distribuciones de  $\cos\theta_y$ . En este método la polarización está dada por [15]

$$P_y = \frac{3}{\alpha N} \sum_{i=1}^N \cos\theta_{yi}.$$

Los errores son ahora

$$\Delta P_y = \frac{1}{\alpha} \left( \frac{3 - (\alpha P_y)^2}{N} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Los resultados que se obtienen con esta técnica y la anteriormente explicada coinciden, especialmente a alta estadística.

En nuestro trabajo emplearemos una muestra de aproximadamente 100,000 eventos conteniendo  $\bar{\Lambda}^0$ 's, a partir de lo cual se determinará la polarización de este hiperón en reacciones inclusivas.

## CAPITULO 5

### ESTUDIO DE LA ACEPTANCIA

A continuación será expuesto el tema de la *aceptancia del detector*. Mostraremos su definición y su aplicación para corregir los datos experimentales. Expondremos también el Método Monte Carlo, empleado para la evaluación de la aceptación.

#### 5.1 Justificación del estudio

En un experimento de altas energías se produce una enorme cantidad de reacciones, en el momento de la interacción entre las partículas que se hacen colisionar, pero por diversas razones, principalmente de orden práctico, no todas son almacenadas; más aún, cabe la posibilidad de que los sistemas detectores favorezcan la grabación de algún tipo de eventos en particular, debido a que dichos aparatos pudieran responder mejor en determinados intervalos de las variables cinemáticas implicadas.

En nuestro caso hubo un gran número de eventos producidos por el choque protón-protón, llamados eventos reales. Los eventos que fueron registrados para ser sujetos a posteriores estudios específicos, se llaman eventos aceptados reales. La proporción de estos últimos, respecto de todos los producidos, depende de varios factores; por ejemplo, puede ocurrir que la supresión de algunos eventos se deba a la geometría del detector. Algunos más pueden no ser detectados debido al rango de energía en el cual se producen. Las subrutinas computacionales encargadas de la selección y análisis de los datos, son otro factor que puede eliminar ciertos eventos y, por lo mismo, distorsionar nuestras mediciones. Esto nos obliga a determinar en qué medida los resultados están siendo afectados por nuestros aparatos ó por los programas computacionales.

## 5.2 Definición de la aceptación

El proceso empleado para eliminar el error introducido en la medición, por las causas que acabamos de mencionar -entre otras-, se denomina corrección por aceptación.

La aceptación,  $A$ , se define formalmente como el número de eventos aceptados dividido entre el número de eventos generados, simbólicamente

$$A = \frac{N_a}{N_g},$$

y es la probabilidad de que un evento, con parámetros físicos dentro de un cierto intervalo, sea aceptado. Esta cantidad se determina para aquellas variables y rangos relevantes para la investigación, i.e., para aquellas variables involucradas en el estudio realizado

En nuestro caso, nos interesa conocer la aceptación como función de  $\cos\theta_y$ . Dicho de otra forma, deseamos evaluar la probabilidad de que un evento que reporte un valor de  $\cos\theta_y$  dentro de un intervalo específico sea aceptado.

## 5.3 El Monte Carlo y la generación de eventos

Para el cálculo de la aceptación necesitamos generar una gran cantidad de eventos, los cuales estadísticamente describan -hasta cierto punto- los valores de las variables físicas que aparecen en los eventos reales, durante la interacción protón-protón. Veamos un ejemplo: un evento Monte Carlo que describa el decaimiento isotrópico de  $\bar{\Lambda}^0$  en un pión positivo y un antiprotón, en un sistema donde el hiperón se encuentra en reposo, generará los momentos de dos partículas con direcciones opuestas, cuya orientación en un sistema de coordenadas esféricas se dará de la siguiente forma: el coseno del ángulo polar será un número al azar entre -1.0 y 1.0, mientras que el ángulo azimutal tendrá un valor entre 0.0 y  $2\pi$ , dado aleatoriamente también. Las tres masas y cargas involucradas son proporcionadas como datos para el programa.

Las características y restricciones de los eventos generados por el Monte Carlo empleado en nuestro caso se describen a continuación. El estado inicial consta de un protón incidente -el haz- con una energía de 27.5 GeV, y un protón perteneciente al blanco de

hidrógeno -en reposo-. La energía total disponible en el centro de masa de la colisión es 7.31 GeV. De la interacción protón-protón resulta un estado final con un protón y una masa restante que llamaremos  $M_X$ , simbólicamente  $pp \rightarrow p + X$ , donde  $M_X$  es la masa del sistema  $X$ . A su vez  $X$  decae isotrópicamente en una  $\bar{\Lambda}^0$  más otra masa que llamaremos  $X^*$ , esto es  $X \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X^*$ . De ahora en adelante solamente nos concentramos en el estudio del hiperón  $\bar{\Lambda}^0$ , sin importar los procesos físicos que puedan involucrar a  $X^*$  ó al protón acompañante de  $X$ ; esto nos lleva a hablar de los eventos Monte Carlo generados como inclusivos, los cuales son precisamente el tipo de reacciones que usamos en nuestra investigación.

El momento transversal de  $\bar{\Lambda}^0$  se genera de manera consistente con la forma seguida por la distribución de los datos reales, la cual va como

$$\frac{dN}{dP_T^2} \sim e^{-4P_T^2}.$$

El programa Monte Carlo produjo  $M_X$  modelada por una distribución que va como  $\frac{1}{M_X^2}$ .

Los eventos fueron generados con dos vértices, localizando el primero ellos en el punto de interacción del haz con el blanco. En el segundo vértice se hizo decaer isotrópicamente  $\bar{\Lambda}^0$  en un pión positivo y un antiprotón.

$\bar{\Lambda}^0$  fue generada sin polarización, por lo que resultan distribuciones planas en el coseno del ángulo formado por el momento del  $\bar{p}$  y el vector normal al plano de producción de  $\bar{\Lambda}^0$  ( $\cos\theta_y$ ); estas distribuciones pueden ser vistas en la Figura 6.

#### 5.4 Cálculo de la aceptación

Se generaron 15 mil eventos Monte Carlo, estos fueron pasados a través del simulador del procesador para la reconstrucción de trayectorias (pass1); posteriormente las subrutinas de pass2 efectuaron la reconstrucción de los vértices. Al final de la ejecución del programa resultaron aceptados aproximadamente el 30% el total; exactamente fueron 4517 eventos aceptados. La Figura 7 muestra las distribuciones de los eventos aceptados.

Los eventos Monte Carlo, tanto generados como aceptados, se estudiaron de manera similar a los datos reales: se separó la muestra en un grupo con  $X_F < 0$  y en otro con

$X_F > 0$ , posteriormente se tomaron los mismos intervalos del  $P_T$  que fueron hechos para los datos reales, y se contó el número de entradas para cada intervalo  $\cos\theta_y$ .

**Tabla 1.** Aceptancia del detector.  $\bar{P}_T=0.132$  y  $X_F > 0$ .

El ajuste de los datos, a una recta  $y=mx+b$ , da como resultado

$$\mathbf{m=0.002\pm0.018, b=0.145\pm0.01}$$

$\cos \theta_y$	Eventos Generados	Eventos Aceptados	Aceptancia $\pm$ Error
-0.95	79	11	$0.139 \pm 0.044$
-0.85	90	18	$0.200 \pm 0.051$
-0.75	72	11	$0.152 \pm 0.049$
-0.65	64	6	$0.093 \pm 0.040$
-0.55	66	11	$0.166 \pm 0.054$
-0.45	63	11	$0.174 \pm 0.057$
-0.35	92	13	$0.141 \pm 0.041$
-0.25	81	12	$0.148 \pm 0.045$
-0.15	78	10	$0.128 \pm 0.043$
-0.05	65	11	$0.169 \pm 0.055$
0.05	65	8	$0.123 \pm 0.046$
0.15	73	10	$0.136 \pm 0.046$
0.25	70	11	$0.157 \pm 0.050$
0.35	74	10	$0.135 \pm 0.045$
0.45	60	8	$0.133 \pm 0.050$
0.55	64	11	$0.171 \pm 0.056$
0.65	73	14	$0.191 \pm 0.055$
0.75	89	9	$0.101 \pm 0.035$
0.85	63	9	$0.142 \pm 0.050$
0.95	82	21	$0.256 \pm 0.062$

En cada intervalo de  $\cos\theta_y$  dividimos el número de eventos Monte Carlo generados, entre el número de eventos Monte Carlo aceptados. Esta es la aceptación del intervalo

de  $\cos\theta_y$  en cuestión. En la Tabla 2 se ilustra este proceso para un momento transversal promedio de 0.132 GeV y  $X_F > 0$ .

Siguiendo el desarrollo descrito en el párrafo anterior, se obtienen 10 distribuciones de aceptación como función del  $\cos\theta_y$  (5 intervalos de  $P_T$  por cada uno de  $X_F$ ), las cuales pueden ser ajustadas por alguna expresión analítica; nosotros utilizamos la forma de línea recta:  $y=mx+b$ . En la Tabla 3 y en la Tabla 4 se presentan los valores obtenidos para  $m$  y  $b$ , como función de  $P_T$  para  $X_F$  positiva y negativa, respectivamente; asimismo las Figuras 8 y 9 muestran cada una de las distribución de aceptación resultantes, con su correspondiente línea recta graficada.

**Tabla 2.** Parámetros del ajuste a una línea recta para la aceptación.  $X_F > 0$ .

$\bar{P}_T$	$m \pm \Delta m$	$b \pm \Delta b$	$\frac{X^2}{(GDL=18)}$
0.132	$0.003 \pm 0.019$	$0.145 \pm 0.016$	0.533
0.396	$-0.011 \pm 0.021$	$0.214 \pm 0.012$	0.534
0.660	$-0.029 \pm 0.032$	$0.325 \pm 0.018$	0.410
0.924	$-0.016 \pm 0.043$	$0.354 \pm 0.024$	0.600
1.188	$-0.026 \pm 0.052$	$0.333 \pm 0.031$	0.908

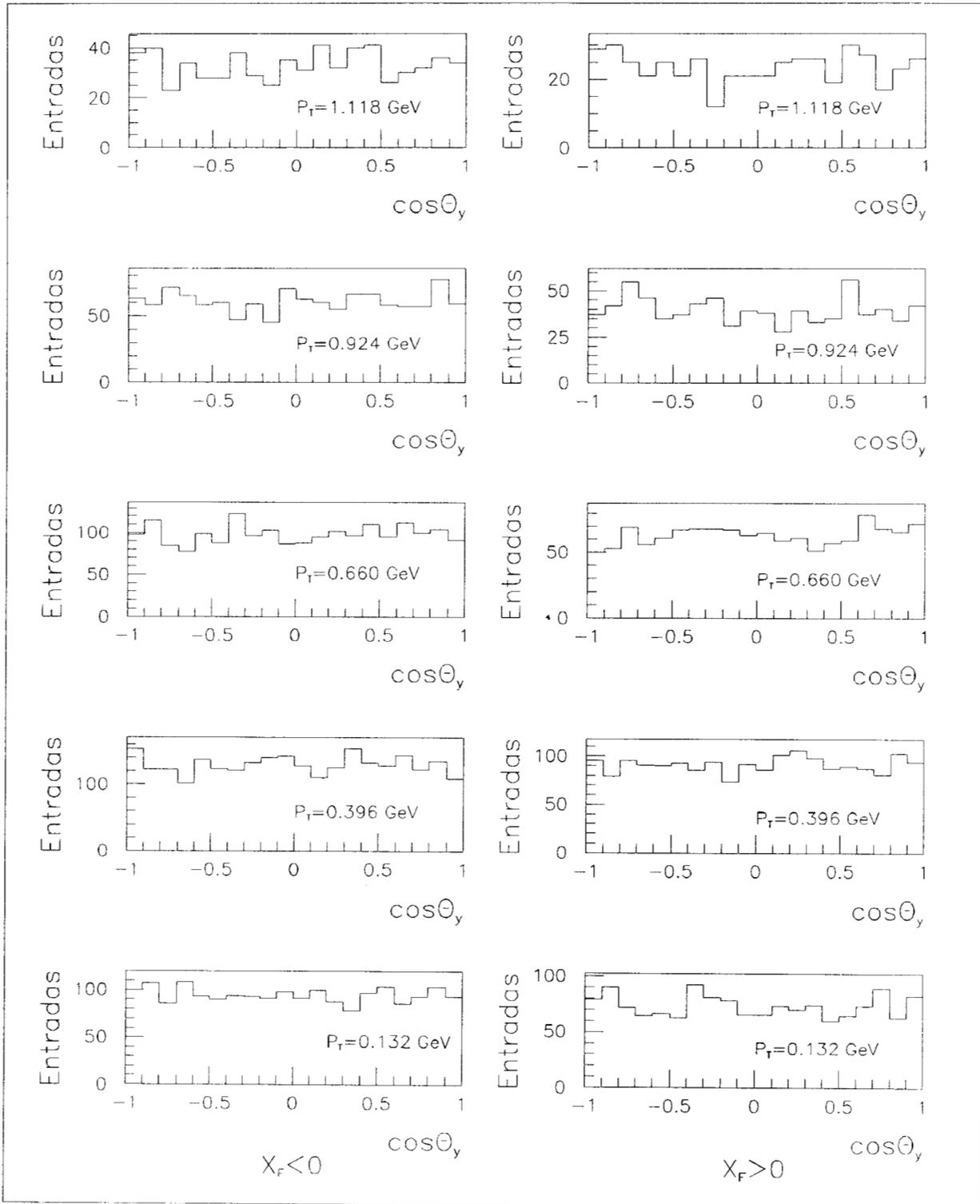
**Tabla 3.** Parámetros del ajuste a una línea recta para la aceptación.  $X_F < 0$ .

$\bar{P}_T$	$m \pm \Delta m$	$b \pm \Delta b$	$\frac{X^2}{(GDL=18)}$
0.132	$0.006 \pm 0.038$	$0.285 \pm 0.023$	0.542
0.396	$-0.008 \pm 0.030$	$0.292 \pm 0.017$	0.311
0.660	$-0.013 \pm 0.025$	$0.311 \pm 0.014$	0.416
0.924	$0.000 \pm 0.022$	$0.321 \pm 0.028$	0.600
1.188	$0.024 \pm 0.026$	$0.332 \pm 0.015$	0.908

## 5.5 Resultados para la aceptación

Del cociente entre los eventos generados sobre los aceptados, vemos que la aceptación global fue de aproximadamente el 30%, mientras que para cada intervalo de  $P_T$ , la aceptación promedio puede ser asociada con el parámetro  $b$  del ajuste -si la pendiente es consistente

con cero-; este valor también fue cercano al 30% para todos los casos -especialmente para  $X_F < 0$ -. El resultado más importante es el que se refiere a la pendiente de las rectas: para todas las distribuciones la pendiente fue consistente con cero; en este caso decimos que la aceptación es plana, lo cual nos permite descartar el hecho de que nuestra medición esté siendo alterada por causa del aparato detector.



**Figura 6.** Distribuciones de  $\cos\theta_y$ , datos generados, en función de  $P_T$  y  $X_F$ .

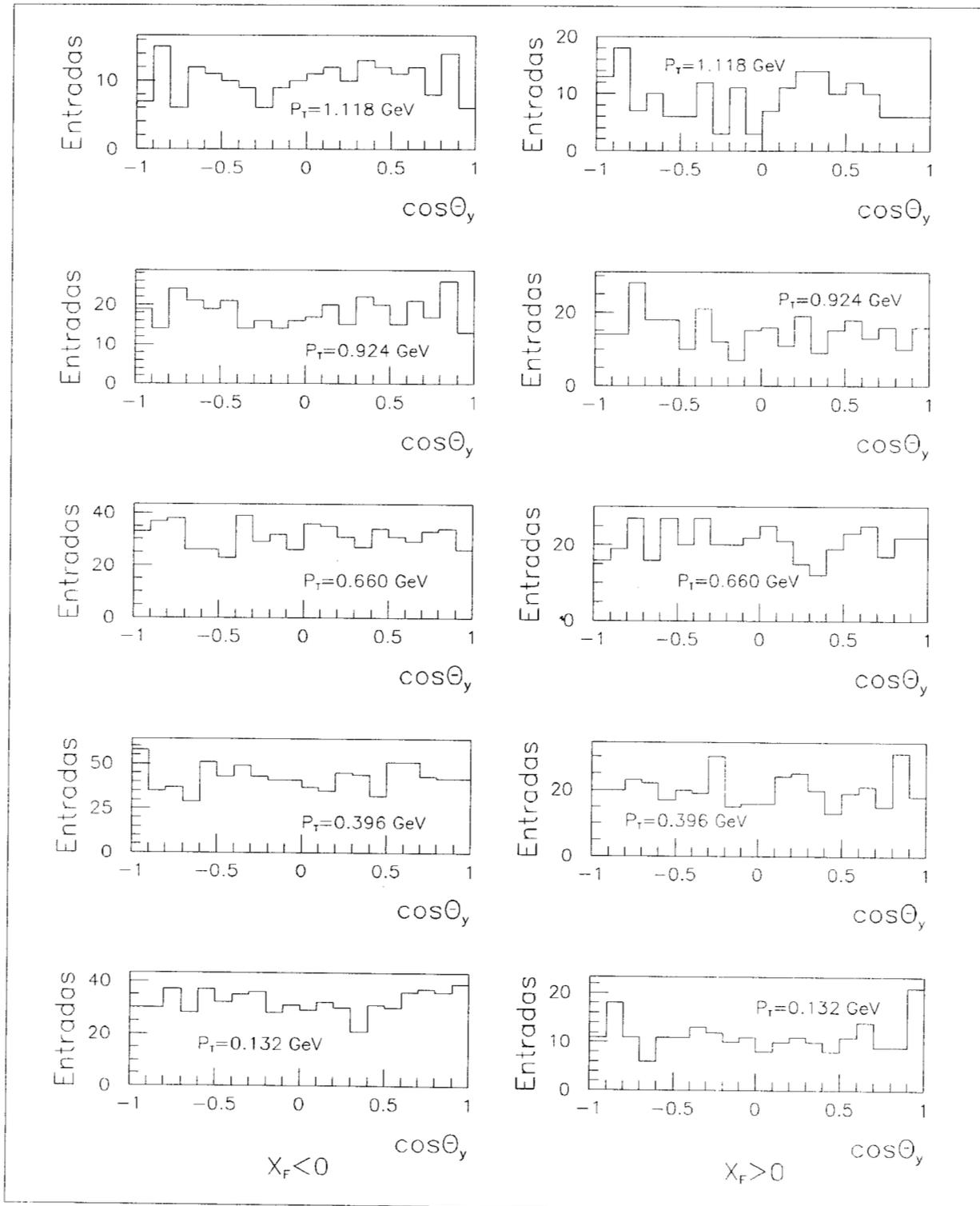
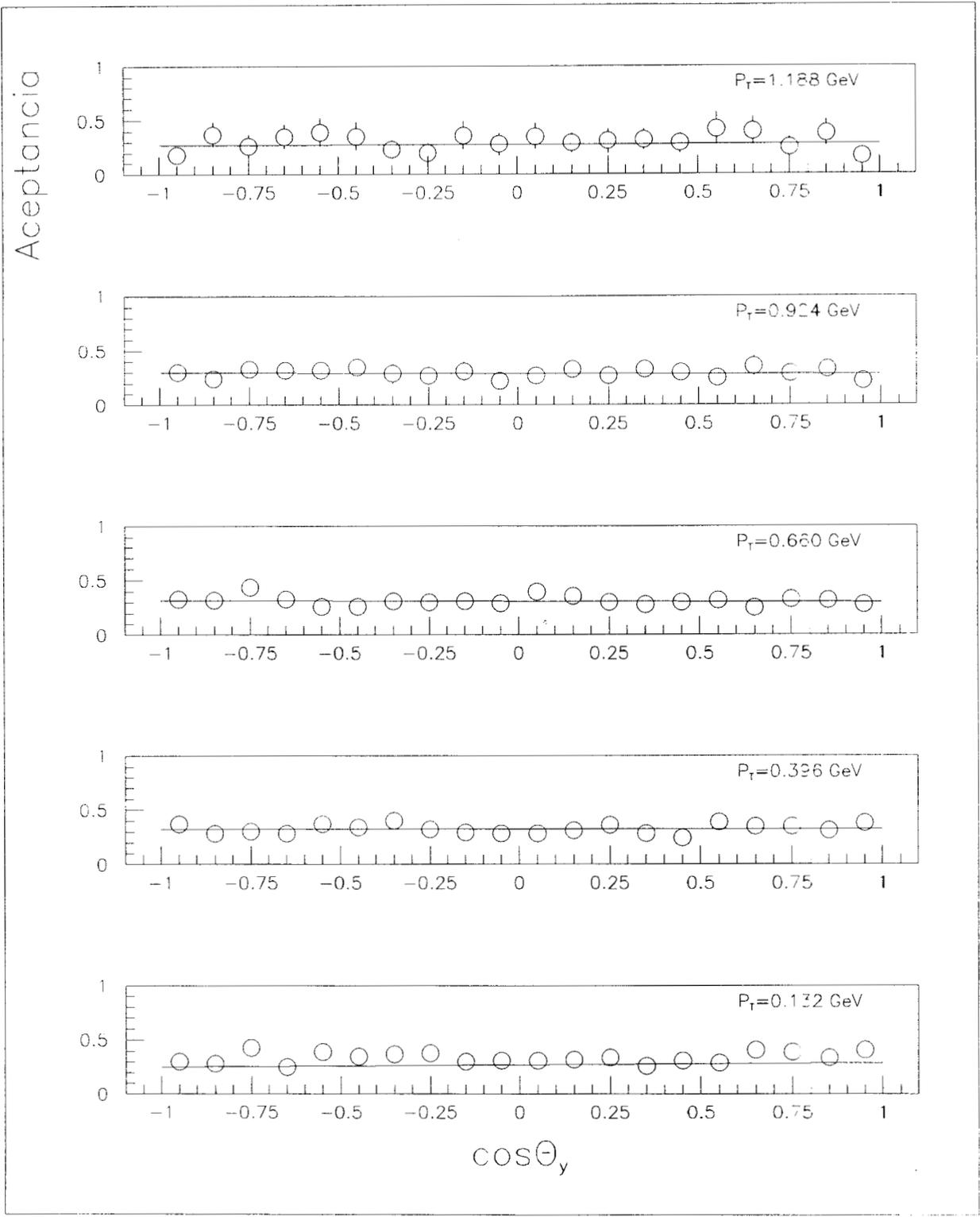
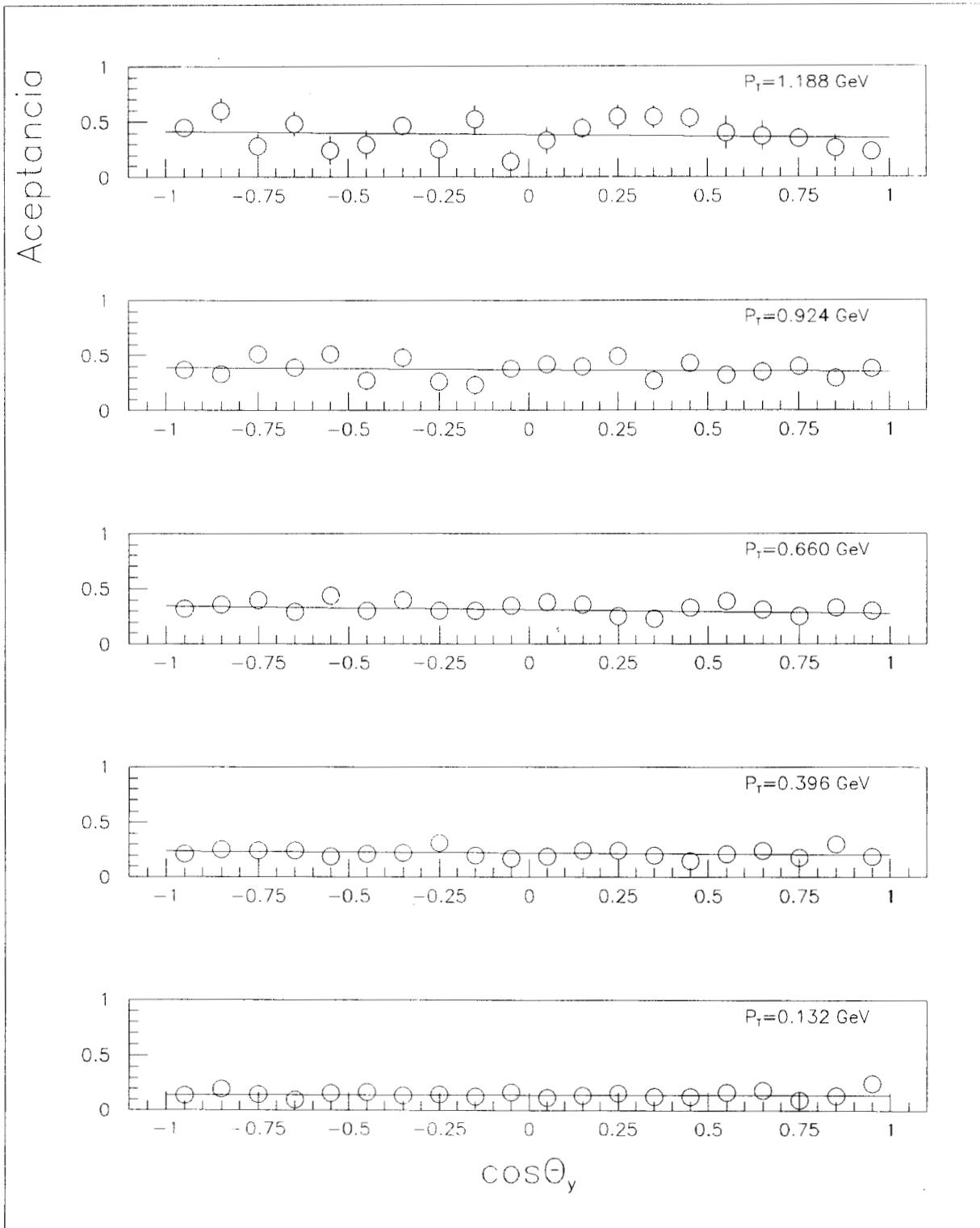


Figura 7. Distribuciones de  $\cos\theta_y$ , datos aceptados, en función de  $P_T$  y  $X_F$ .



**Figura 8.** Aceptancia en función de  $P_T$ , en la región  $X_F < 0$ .



**Figura 9.** Aceptancia en función de  $P_T$ , en la región  $X_F > 0$ .

## CAPITULO 6

### RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Se presenta el resultado de la medición de la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $P_y$ , como función del módulo del momento transversal  $P_T$ , tanto para  $X_F$  positiva, como para  $X_F$  negativa. Se utilizaron eventos inclusivos, lo cual significa que fueron pasados por la reconstrucción de trayectorias (Pass1) y de vértices (Pass2), pero no por el proceso de identificación de partículas (Pass3).

#### 6.1 Selección de los eventos

Nuestro trabajo fue llevado a cabo tomando una muestra de 100 mil eventos inclusivos (hasta nivel de pass2), almacenados en una cinta de video 8mm, de los cuales se tomaron aquellos que tuvieran las siguientes características: a) eventos de dos vértices claramente separados. b) El primer vértice, llamado primario, correspondió al punto donde ocurrió la colisión, y en el vértice secundario ocurrió el decaimiento. Este último vértice fue consistente con  $\bar{\Lambda}^0$ , esto significa que pudo tratarse de una entre varias partículas:  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\Lambda^0$ , kaón (neutro) ó fotón. El decaimiento fue a dos cuerpos; la trayectoria positiva se tomó como  $\pi^+$ , y la negativa como  $\bar{p}$ . Aproximadamente el 70% de los 100 mil eventos originalmente analizados cumplieron con estos requisitos.

#### 6.2 Las variables $P_T$ y $P_Z$ de $\bar{\Lambda}^0$

La polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  la medimos como función de  $P_T$  y  $P_Z$ , por esto es obligado un estudio y discusión de las distribuciones de estas variables. Equivalentemente a la variable  $P_Z$ , podemos usar la variable  $X_F$ . En la Figura 10 se muestra la distribución para el momento longitudinal de  $\bar{\Lambda}^0$ . De la Figura 10, el valor máximo para  $X_F$ , en el hemisferio positivo, es  $\sim 0.6$ ; en el hemisferio negativo esta misma variable tiene el valor  $\sim -1.0$ . El 10% de los eventos tuvo  $X_F < -0.35$ , el 65% estuvo entre  $-0.35$  y  $0.0$ , y el 25% reportó  $X_F$  positiva.

A continuación se tomaron los eventos para los cuales  $X_F$  de  $\bar{\Lambda}^0$  fue mayor que cero, y se agruparon en cinco intervalos del  $P_T$  de esta misma partícula. Sobre estos conjuntos

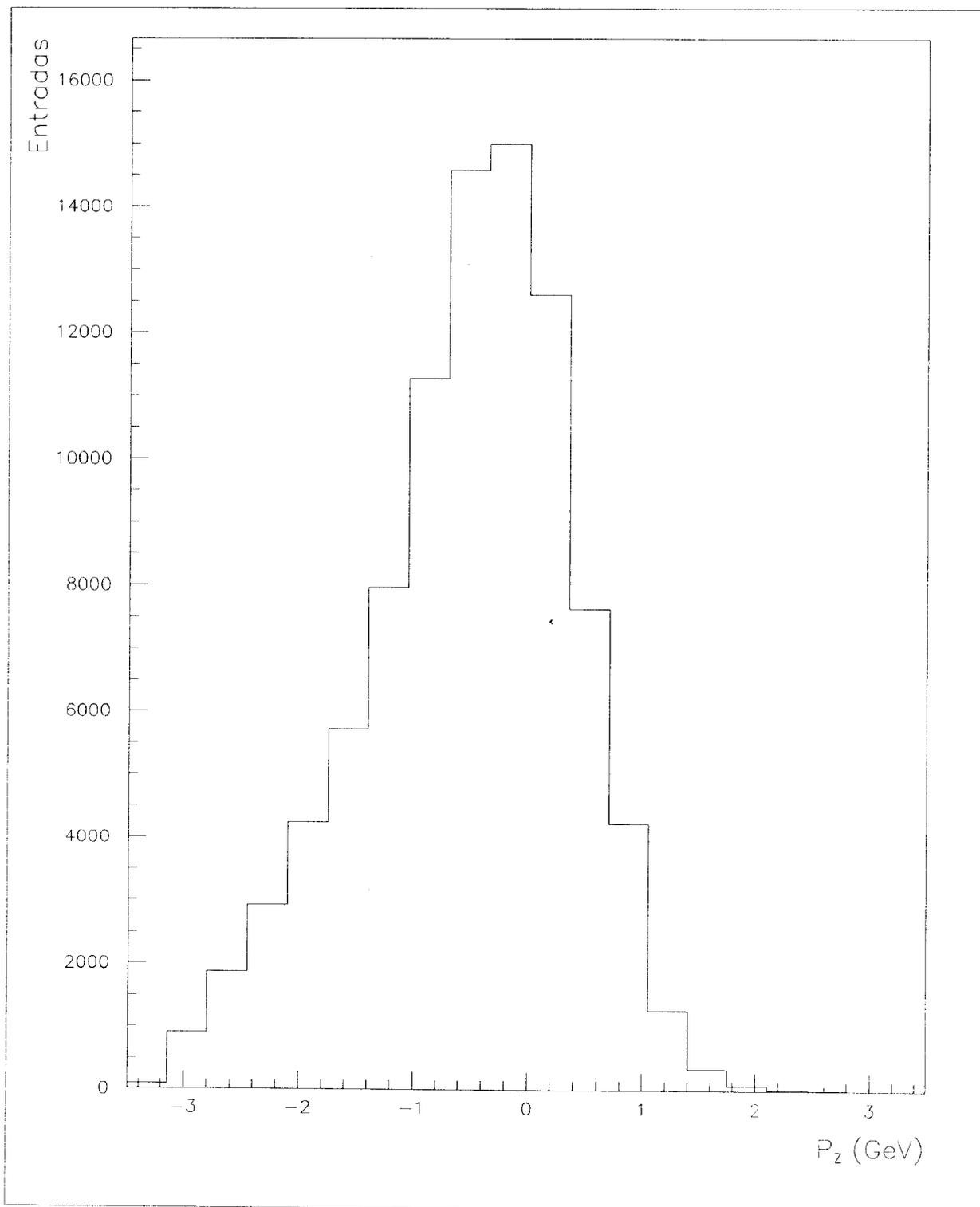


Figura 10. Distribución de  $P_z$  de  $\bar{\Lambda}^0$ .

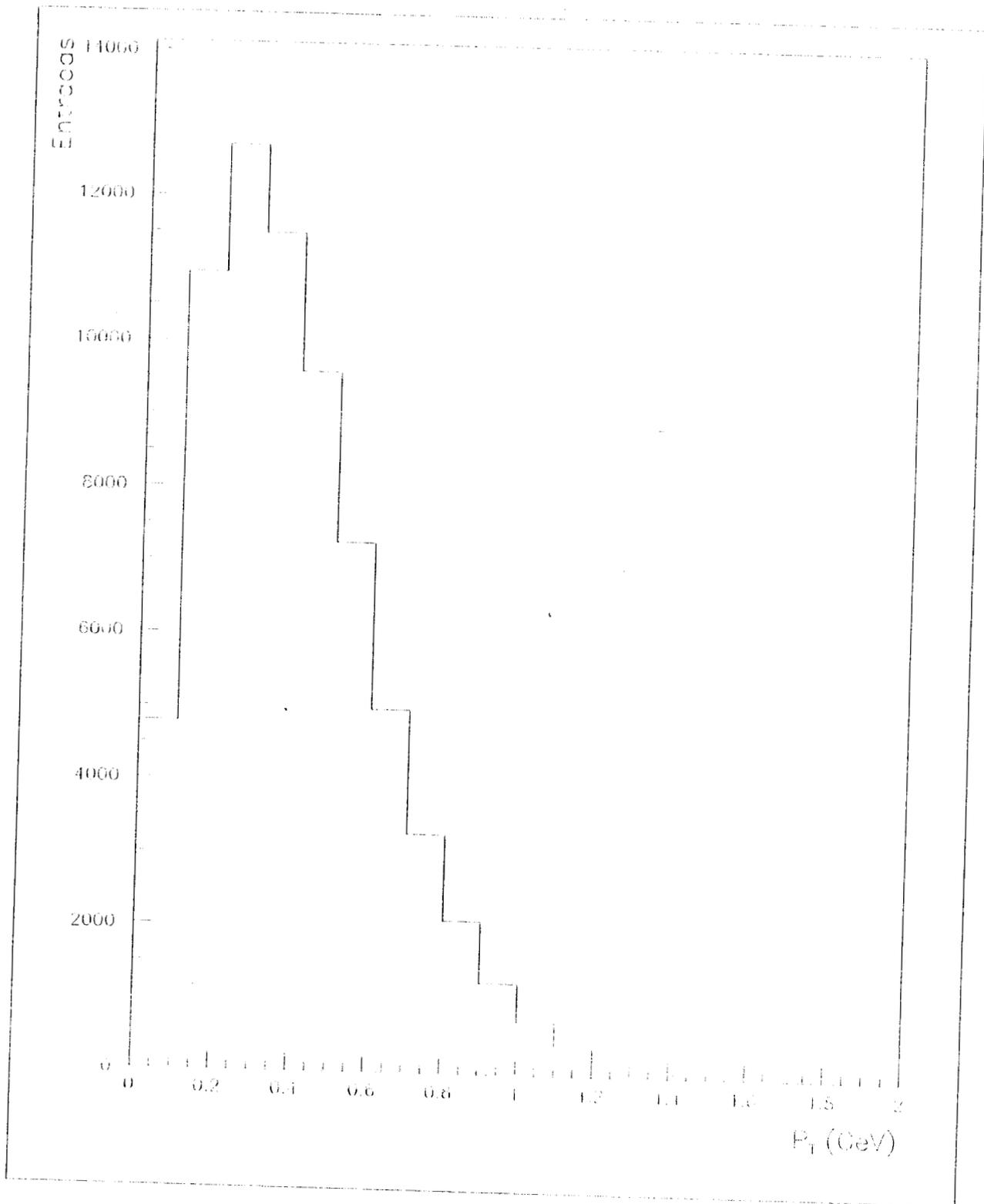


Figura 11. Distribución de  $P_T$  para  $\bar{\Lambda}^0$ ; se muestra un total de 69863 eventos.

de datos fue medida la polarización. En la Tabla 1 se pueden ver los límites para cada intervalo del momento transversal, así como el valor medio y el número de entradas correspondiente a cada uno de ellos. En la Figura 11 se ve la forma seguida por  $P_T$ , donde se nota un valor máximo de 1.2 GeV.

**Tabla 4. Límites de los intervalos del  $P_T$ .**

Límite inferior	Límite superior	$\bar{P}_T$
0.000	0.264	0.132
0.264	0.528	0.396
0.528	0.792	0.660
0.792	1.056	0.924
1.056	1.320	1.188

### 6.3 La masa de $\bar{\Lambda}^0$

Puesto que los eventos seleccionados para el análisis final se exigieron consistentes con la identificación de  $\bar{\Lambda}^0$ , una de las primeras tareas efectuadas fue la medición de la masa de esta partícula; la distribución obtenida se muestra en la Figura 12, donde se aprecia la alta resolución que puede ser lograda en los resultados de este experimento. Esto nos permitió comprobar que el objeto que estudiábamos correspondía a la identificación requerida. Datos del mismo experimento -BNL E766- fueron empleados recientemente para proporcionar el valor de la masa más exacto logrado hasta ahora para  $\bar{\Lambda}^0$  y  $\Lambda^0$ [2].

### 6.4 La polarización de $\bar{\Lambda}^0$

Porque esencialmente las curvas de aceptación son planas, es decir, la aceptación no afecta las curvas reales, presentamos nuestros resultados de la polarización sin corrección. Justificaremos más adelante este proceder, además porque la corrección por aceptación introduce errores extras en nuestra medición -las barras de error se ven incrementadas-.

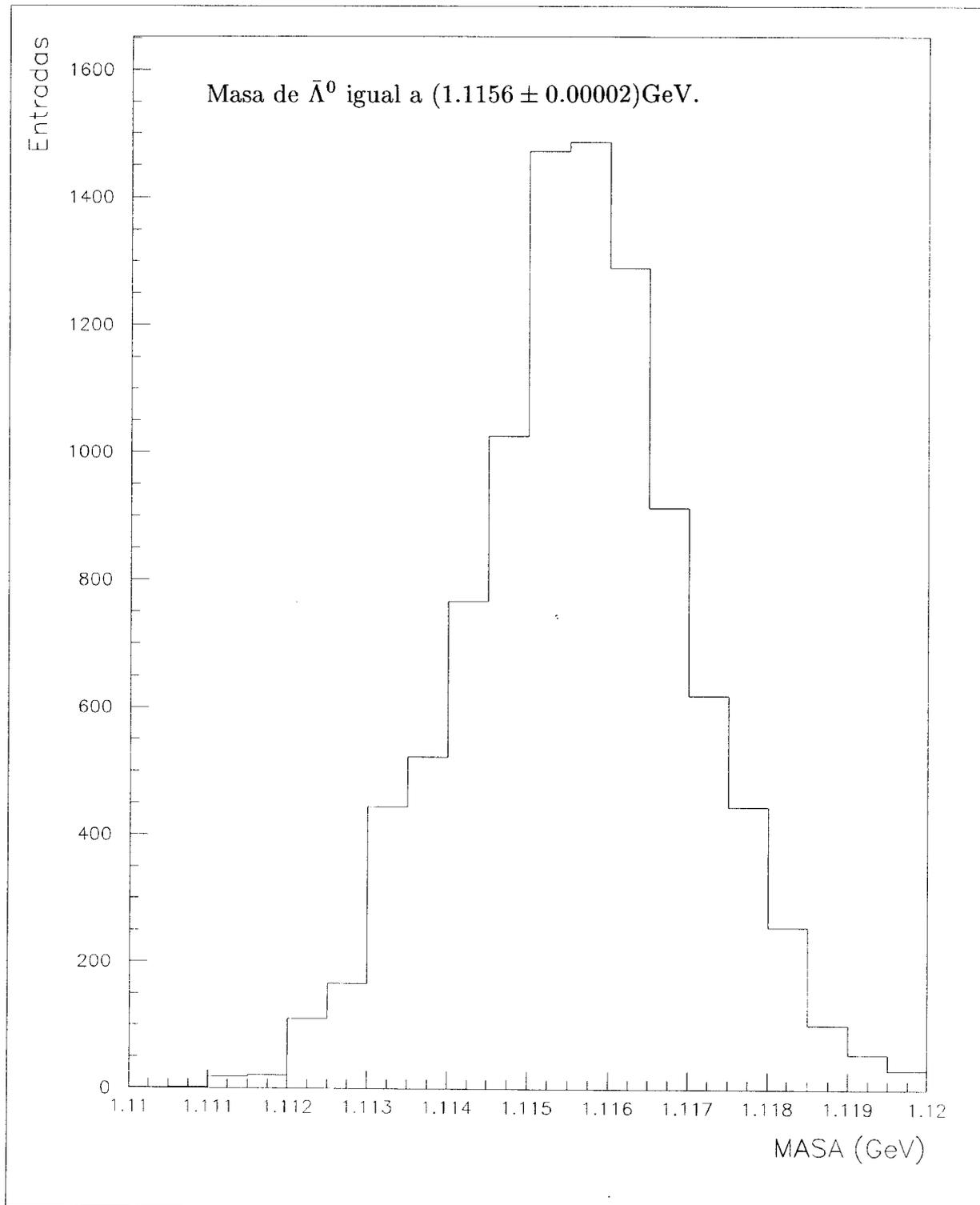
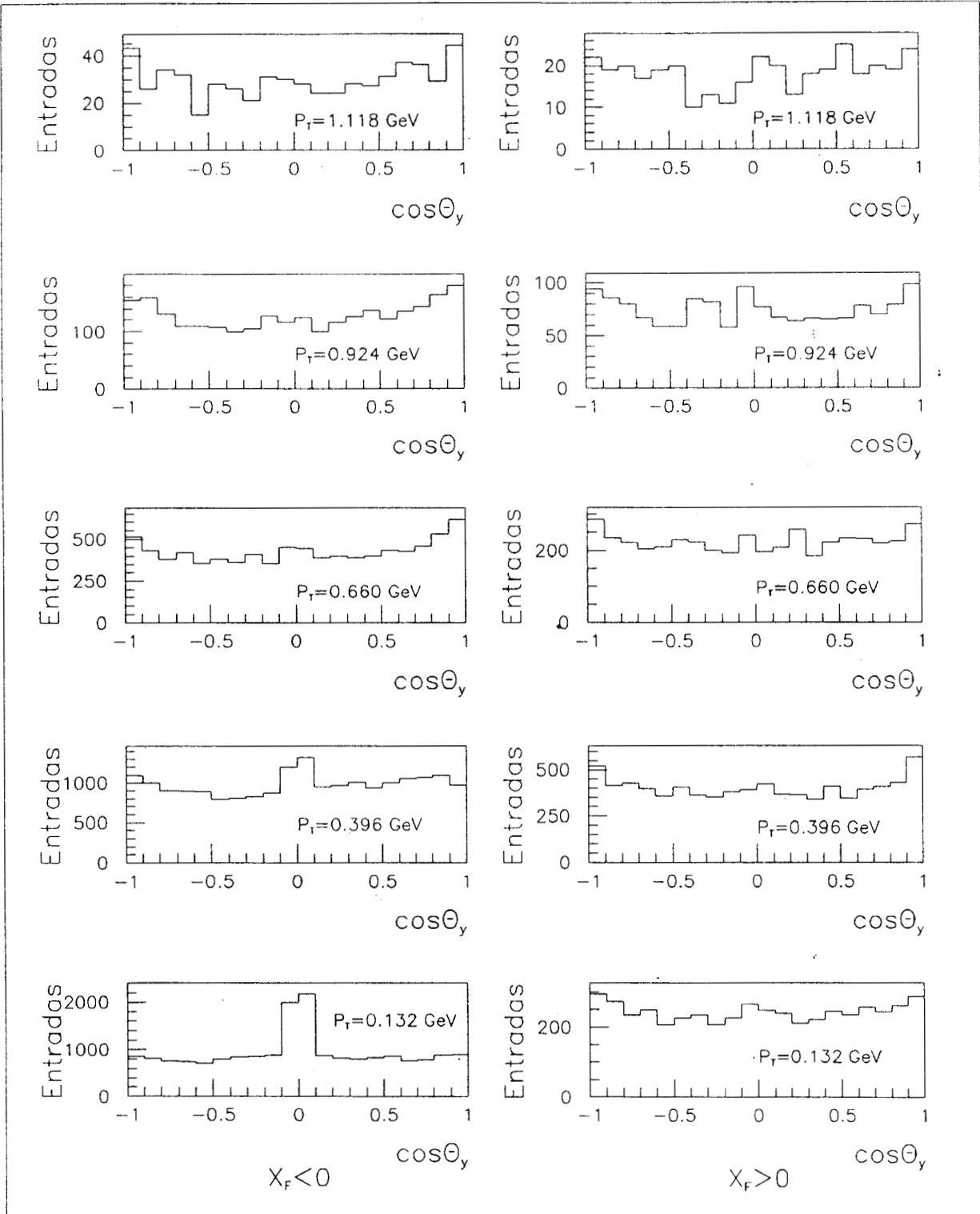


Figura 12. Distribución de la masa de  $\bar{\Lambda}^0$  con una muestra de 9786 eventos.



**Figura 13.** Distribuciones de  $\cos\theta_y$  para los datos reales.

La muestra total de eventos inclusivos de dos vértices, y compatibles con  $\bar{\Lambda}^0$  -69863 eventos-, fue dividida primeramente en dos grupos: eventos con  $X_F < 0$  (50610), y eventos con  $X_F > 0$  (19253). La muestra de cada uno de estos hemisferios se separó en cinco intervalos de  $P_T$ . Se obtuvieron las distribuciones para  $\cos\theta_y$  del  $\bar{p}$  mostradas en la Figura 13, para cada uno de estos intervalos ( $P_T$  y  $X_F$ ).

En el hemisferio hacia adelante la forma de estas gráficas es en general plana, ó a lo más con variaciones de tendencia simétrica, de tal forma que el cálculo de la polarización como función de  $P_T$  resulta ser consistente con cero. Esto es particularmente notable para  $P_T=0.396$ , puesto que es la distribución con mayor número de eventos (ver la Tabla 5 y la Tabla 6).

**Tabla 5.** Número de eventos en cada intervalo de  $P_T$ .  $X_F > 0$ .

$\bar{P}_T$	entradas
0.132	4860
0.396	8040
0.660	4494
0.924	1496
1.188	363

**Tabla 6.** Número de eventos en cada intervalo de  $P_T$ .  $X_F < 0$ .

$\bar{P}_T$	entradas
0.132	8545
0.396	19945
0.660	18967
0.924	2559
1.188	594

Los resultados numéricos de la polarización se presentan en la Tabla 7 para  $X_F < 0$ , y en la Tabla 8 para el hemisferio positivo de  $X_F$ .

**Tabla 7.** Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en la región  $X_F < 0$ 

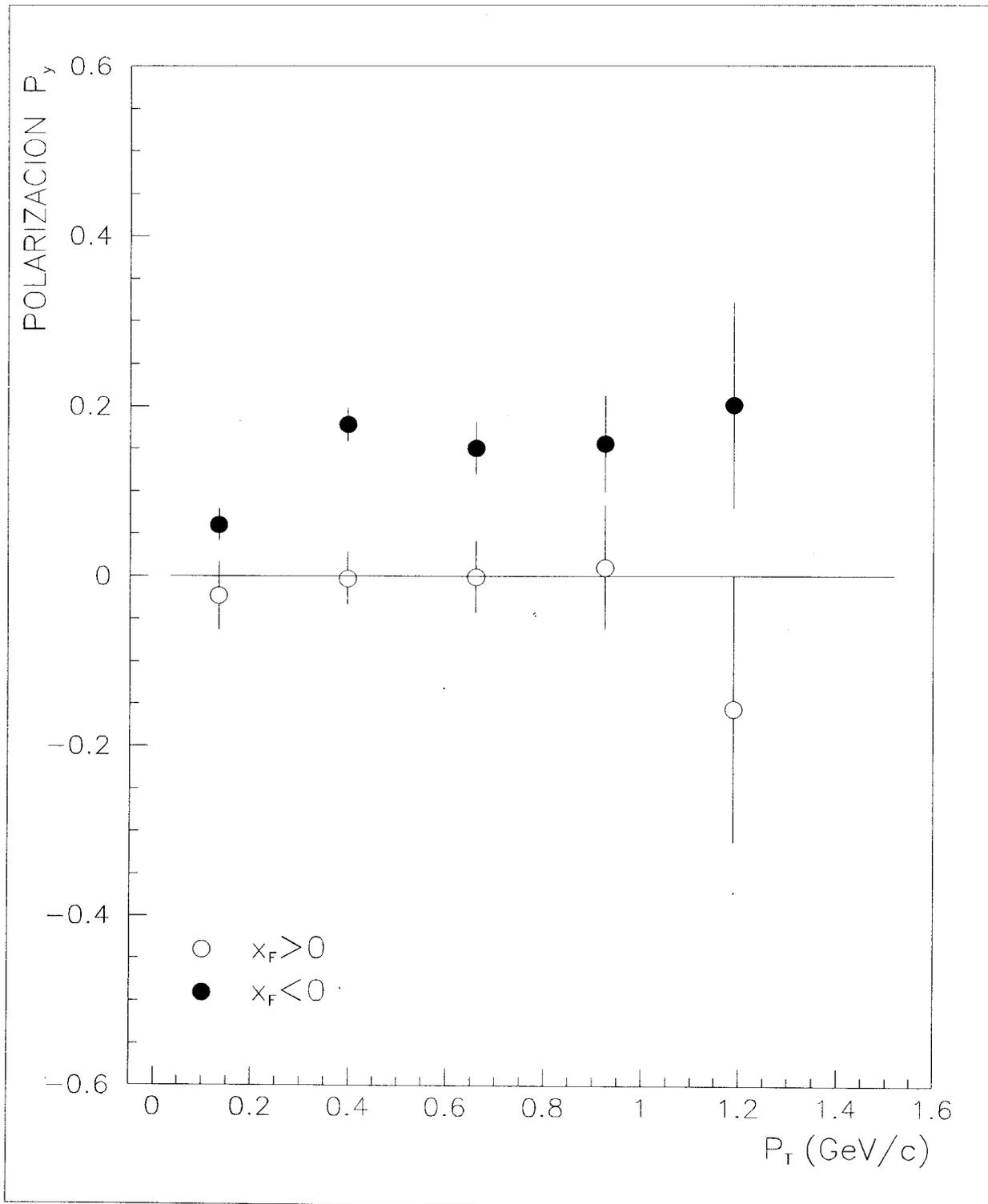
$\bar{P}_T$	$P_y \pm \Delta P_y$	$\frac{\chi^2}{(GDL=18)}$
0.132	$0.060 \pm 0.019$	85.3
0.396	$0.178 \pm 0.020$	16.8
0.660	$0.151 \pm 0.031$	7.32
0.924	$0.156 \pm 0.057$	3.38
1.188	$0.201 \pm 0.121$	1.65

**Tabla 8.** Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en la región  $X_F > 0$ 

$\bar{P}_T$	$P_y \pm \Delta P_y$	$\frac{\chi^2}{(GDL=18)}$
0.132	$0.023 \pm 0.040$	2.52
0.396	$0.003 \pm 0.031$	7.06
0.660	$0.001 \pm 0.042$	3.03
0.924	$-0.010 \pm 0.073$	2.12
1.188	$0.156 \pm 0.156$	1.04

Los resultados para  $X_F > 0$  son consistentes con cero para todo el rango de  $P_T$  analizado, la línea recta que mejor ajusta estos datos es  $(0.01 \pm 0.08)P_T + (0.003 \pm 0.04)$ . En el caso de eventos con  $X_F < 0$ , la solución luce esencialmente diferente; para el valor más pequeño de  $P_T$ , 0.132 GeV, se ve una distribución simétrica, lo que da un valor consistente con cero para la polarización; sin embargo, las siguientes distribuciones presentan una clara asimetría, reportando un número mayor de eventos para la parte positiva respecto a la negativa (en la variable  $\cos\theta_y$ ). Al calcular la polarización encontramos un resultado claramente distinto de cero; se ajustaron los cinco puntos obtenidos para la polarización, resultando una recta con pendiente de  $0.16 \pm 0.05$ , y una intersección con el eje de la polarización igual a  $0.06 \pm 0.02$ , los márgenes de incertidumbre muestran claramente un resultado que no es consistente con cero.

Se observa que en los resultados de la polarización, tanto para  $X_F$  positiva como negativa; las barras de error crecen con  $P_T$ , ya que la estadística se diluye paulatinamente. Una representación gráfica de estos resultados se da en la Figura 14, la cual muestra la polarización en ambos hemisferios de  $X_F$ .



**Figura 14.** Polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  como función de  $P_T$ , para  $X_F > 0$  y  $X_F < 0$ .

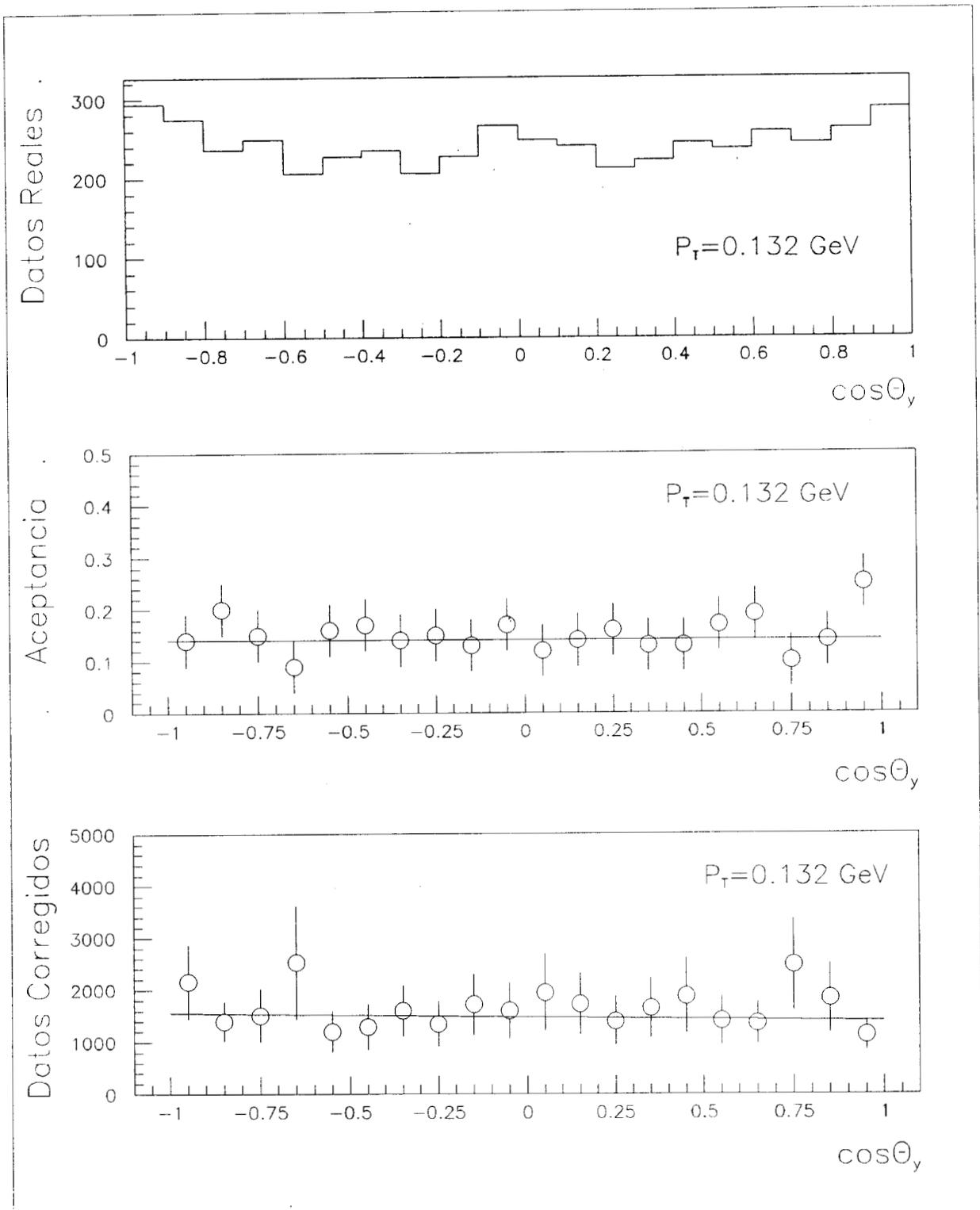
## 6.5 Técnica de corrección por aceptación

Corregimos por aceptación la distribución correspondiente a  $P_T=0.132$  GeV y  $X_F > 0$ , para ilustrar la manera en que ésta se lleva a cabo, y hacer notar que el resultado de la polarización no cambia, salvo en el crecimiento de las barras de error, debido a la contribución de la incertidumbre introducida por la misma aceptación. En la Figura 15 se ejemplifica gráficamente el desarrollo de esta corrección: en a) se tiene la distribución de datos reales; en b) se encuentra la gráfica de la aceptación empleada para la corrección, mostrando los puntos correspondientes a cada valor del  $\cos\theta_y$  y su ajuste a una recta; finalmente, en c) se tiene la distribución corregida por aceptación. La polarización sigue siendo consistente con cero al efectuar este proceso de corrección:  $P_y = 0.088 \pm 0.187$ , compárese con el valor  $0.022 \pm 0.040$  obtenido sin corregir por aceptación; ver Tabla 8.

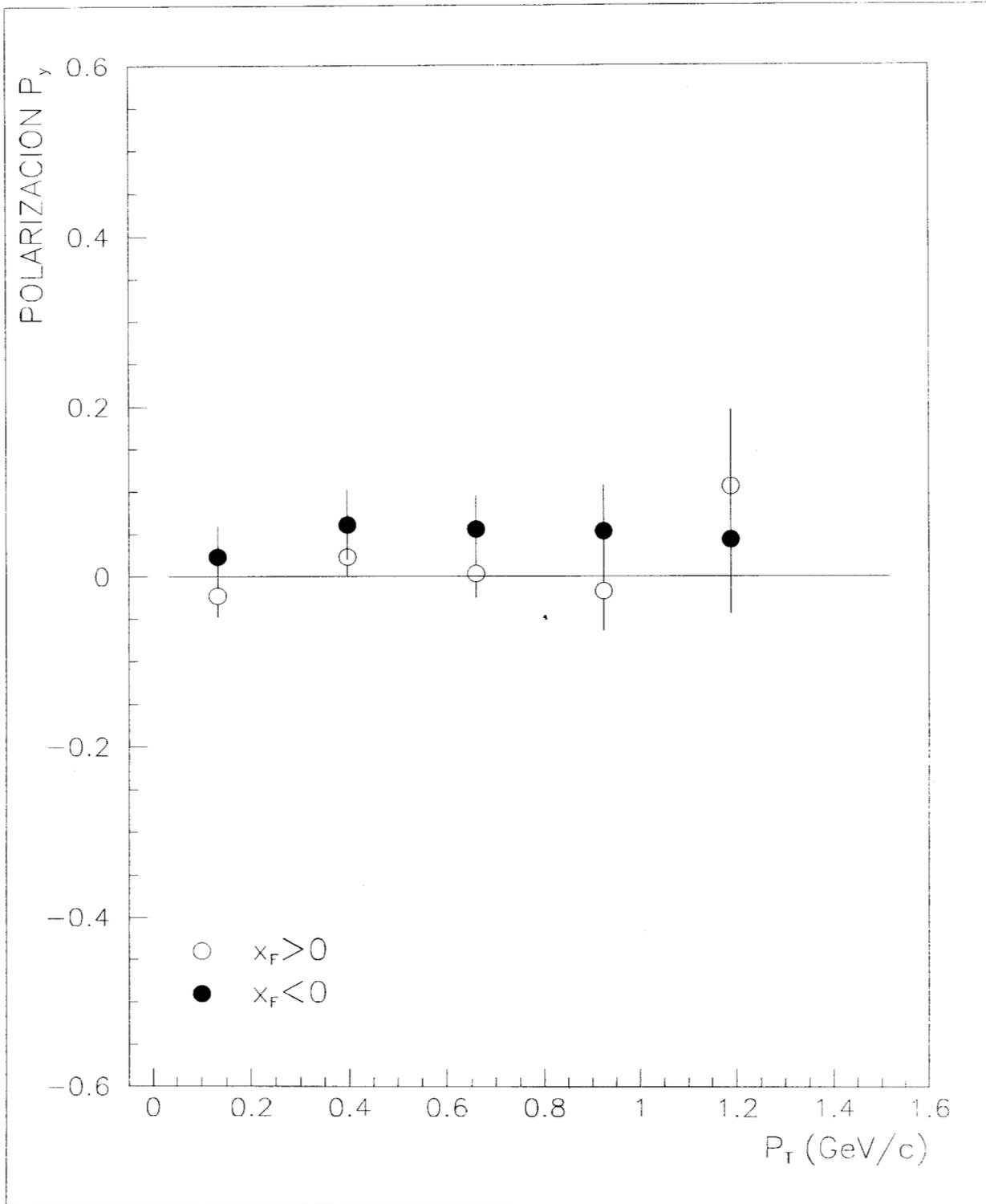
Debido al comportamiento plano de la aceptación, los resultados son independientes de la corrección por aceptación, por lo que finalmente se presentan sin ella; de efectuar dicha corrección las barras de error simplemente se incrementarían, pero no habría un cambio relevante en el resultado.

## 6.6 La polarización de $K_S^0$

Es necesario efectuar algunas pruebas de veracidad a los resultados para mostrar la confiabilidad de la técnica empleada, así como de su correcta aplicación. El estudio de aceptación, y en particular el resultado observado por nosotros -distribuciones planas-, constituye una de estas pruebas, ya que descarta al espectrómetro mismo como posible fuente de error. Otra prueba usada para el tipo de trabajo que hemos desarrollado, es medir la “polarización” de partículas de espín cero. Esto se debe a que nuestro trabajo se basa en el estudio de distribuciones angulares, y la polarización de partículas de espín  $\frac{1}{2}$  es un efecto asociado con asimetrías en las distribuciones angulares estudiadas. En nuestro



**Figura 15.** Aplicación de la técnica de corrección por aceptación.



**Figura 16.** Polarización de  $K_S^0$  como función de  $P_T$ , para  $X_F > 0$  y  $X_F < 0$ .

caso se eligió como partícula de prueba a  $K_S^0$ . Este es un mesón neutro con una masa de  $497.672 \pm 0.031$  MeV [3]. Decae mediante interacción débil en un pión positivo y un pión negativo (vive  $\sim 2.5 \times 10^{-8}$  seg). Tiene espín cero, y por ello su decaimiento es isotrópico, de tal forma que si aplicamos al kaón el mismo procedimiento usado para medir la polarización  $\bar{\Lambda}^0$ , el resultado debe ser consistente con cero.

Se empleó una muestra de 74053 eventos inclusivos (recabados en el mismo experimento BNL E766), los cuales contenían, entre los productos de la reacción, una partícula neutra que decaía en dos piones y cuya identificación era consistente con la de  $K_S^0$ . Se tomaron los eventos con  $X_F$  del kaón positiva y se analizaron las distribuciones angulares de sus productos de decaimiento, separando los eventos en cinco intervalos del momento transversal de esta partícula; los resultados para la polarización para este hemisferio de  $X_F$  se presentan en la Tabla 9. El proceso se repitió nuevamente para  $X_F$  negativa del kaón (ver los resultados en la Tabla 10). En resumen, este análisis fue en todo detalle similar al efectuado para el caso de  $\bar{\Lambda}^0$ , excepto que en lugar de usar el momento de  $\bar{p}$  se usó el momento de  $\pi^+$ .

**Tabla 9.** Polarización de  $K_S^0$  en la región  $X_F < 0$ .

$\bar{P}_T$	$P_y \pm \Delta P_y$	$\frac{\chi^2}{(GDL=18)}$
0.132	$0.023 \pm 0.037$	15.3
0.396	$0.061 \pm 0.041$	22.5
0.660	$0.056 \pm 0.040$	13.6
0.924	$0.054 \pm 0.054$	4.94
1.188	$0.044 \pm 0.088$	1.38

**Tabla 10.** Polarización de  $K_S^0$  en la región  $X_F > 0$ .

$\bar{P}_T$	$P_y \pm \Delta P_y$	$\frac{\chi^2}{(GDL=18)}$
0.132	$-0.023 \pm 0.026$	6.77
0.396	$0.023 \pm 0.023$	5.44
0.660	$0.003 \pm 0.028$	3.27
0.924	$-0.017 \pm 0.047$	2.33
1.188	$0.106 \pm 0.090$	0.88

En la Figura 16 se presenta la “polarización” de  $K_S^0$  como función de su momento transversal, tanto para  $X_F$  positivas como negativas. Se encontró un valor consistente con cero en ambos casos, tal como se esperaba del hecho de que esta partícula tiene espín igual a cero.

Los resultados fueron ajustados a una línea recta, obteniéndose

$$P_y = (0.029 \pm 0.064)P_T + (0.031 \pm 0.038)$$

para el caso de  $X_F < 0$ , y  $P_y = (0.040 \pm 0.051)P_T - (0.014 \pm 0.027)$  para  $X_F > 0$ .

### 6.7 Comparación con el método de momentos

Los resultados de la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  fueron obtenidos mediante el método de momentos. En este caso se empleó una muestra de 20 mil eventos con las mismas características de los datos originalmente estudiados en nuestro trabajo. Los resultados en ambos casos son estadísticamente iguales: para  $X_F > 0$  la polarización es consistente con cero, y para  $X_F < 0$  esta técnica reporta resultados para la polarización que muestran un comportamiento monótonamente creciente, en función de  $P_T$ , y que son ajustados por la recta

$$P_y = (0.185 \pm 0.045)P_T + (0.03 \pm 0.02)$$

La comparación directa deja ver la gran concordancia entre los resultados aportados por los dos métodos (ver Tabla 11 y Tabla 12).

**Tabla 11.** Comparación de los resultados de la polarización de  $\bar{\Lambda}^0$  en la región  $X_F < 0$ .

$\bar{P}_T$	$P_y \pm \Delta P_y$	$P_y \pm \Delta P_y$ (Método de momentos)
0.132	$0.060 \pm 0.019$	$0.024 \pm 0.021$
0.396	$0.178 \pm 0.020$	$0.148 \pm 0.020$
0.660	$0.151 \pm 0.031$	$0.139 \pm 0.028$
0.924	$0.156 \pm 0.057$	$0.160 \pm 0.045$
1.188	$0.201 \pm 0.121$	$0.231 \pm 0.079$

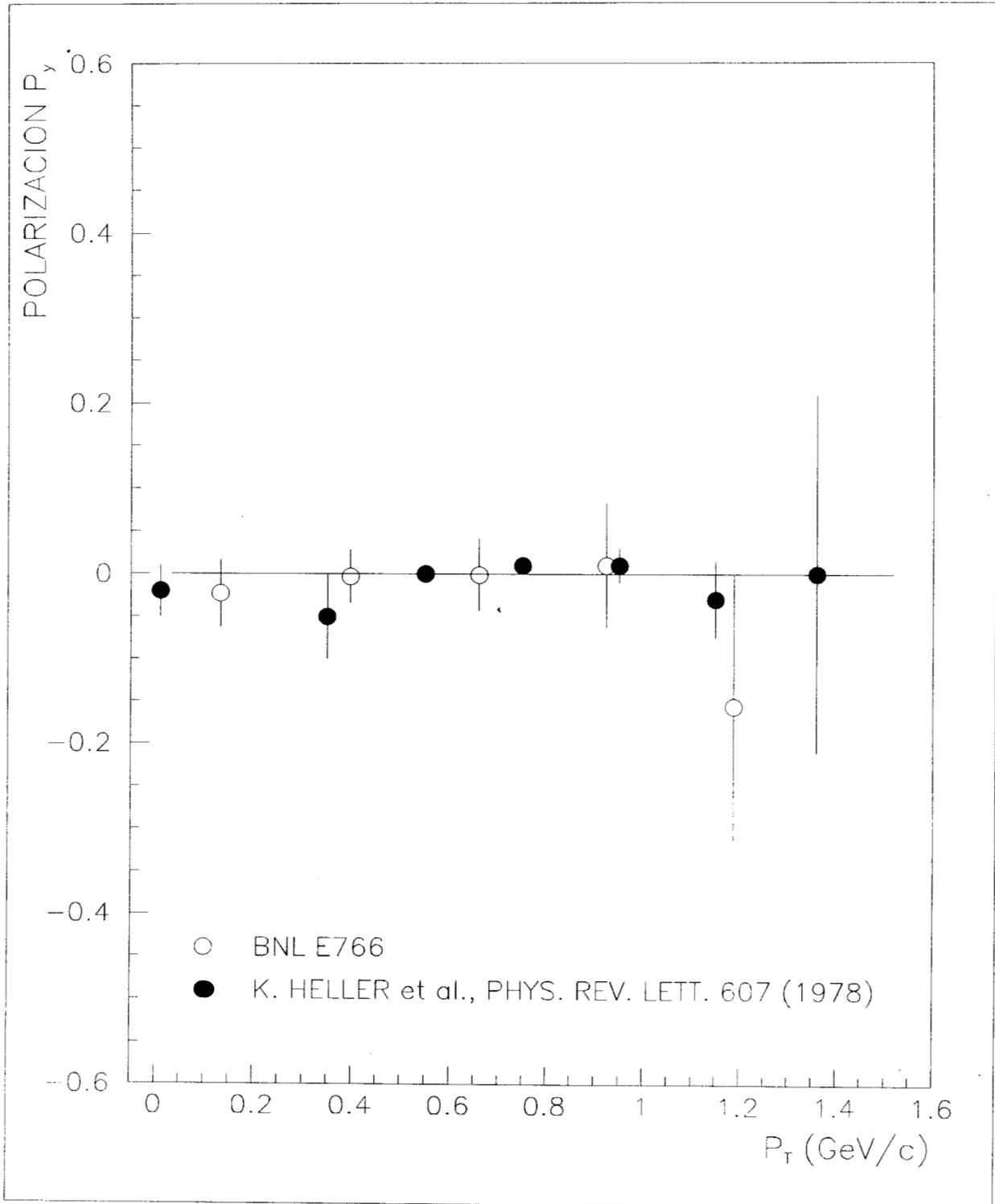
la recta que mejor ajusta estos números es

$$P_y = (0.16 \pm 0.05)P_T + (0.06 \pm 0.02).$$

Este es un resultado novedoso que posiblemente pueda ser explicado en términos de los mecanismos de producción. Tal es el caso de  $\Lambda^0$  [1]: se ha reportado una polarización consistente con cero para  $\Lambda^0$ 's producidas centralmente  $-X_F$  pequeña-, mientras que  $\Lambda^0$ 's producidas con  $X_F$  grandes (tanto en el hemisferio positivo como en el negativo) mostraban polarización diferente de cero.

Hemos visto una fuerte asimetría en la distribución de  $X_F$  para  $\bar{\Lambda}^0$ , hacia adelante solamente vemos hasta un máximo de  $\sim 0.5$ , mientras que hacia atrás casi se llega a  $-1.0$  (esto es equivalente a notar que los límites en la distribución del momento longitudinal de  $\bar{\Lambda}^0$  son  $-3.5$  y  $2.0$ , dado que  $X_F$  es  $P_Z$  dividido entre la mitad de la energía disponible en el centro de masa del evento).

Como corolario agregamos: para  $X_F$  pequeñas  $|X_F| < \sim 0.35$   $\bar{\Lambda}^0$  aparece no polarizada debido a la imposibilidad de separar  $\bar{\Lambda}^0$ 's provenientes de la desintegración del haz, de aquellas que provienen de la desintegración del blanco. Para  $|X_F| > \sim 0.35$  las  $\bar{\Lambda}^0$ 's aparecen polarizadas porque  $X_F$  es un criterio para decir de qué protón -del haz ó del blanco- proviene la  $\bar{\Lambda}^0$ . Para  $\bar{\Lambda}^0$ 's con  $X_F < \sim -0.35$  es muy probable que su origen sea el protón del blanco.



**Figura 17.** Comparación de los resultados obtenidos en el experimento BNL E766 contra investigaciones anteriormente reportadas.

## Referencias

1. Julián Félix, Tesis Doctoral, Universidad de Massachusetts, “ $\Lambda^0$  Polarization in  $pp \rightarrow p\Lambda^0(\pi^+\pi^-)^N$ ,  $N = 1, 2, 3, 4$  at 27.5 GeV”, (1994).
2. E.P. Hartouni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1322 (1993).
3. Particle Data Group, Phys. Rev., **D45**, VII.37 (1992).
4. K. Goulios. Phys. Rep. 101, Número 3 (1983).
5. S.A. Gourlay *et al.*, Phys. Rev. Lett., **56**, 2244 (1986).
6. I.V. Ajinenko *et al.*, Phys. Lett. **121B**, 183 (1983).
7. Heller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**, 607 (1978).
8. E.J. Ramberg *et al.*, FERMILAB Pub-94/015, (1994).
9. G. Bunce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1113 (1976).
10. A. Lesnik. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 770 (1975).
11. J. Lach, Hiperon Polarization: An Experimental Overview.  
Invited talk at the International Workshop on Flavour and Spin in  
Hadronic and Electromagnetic Interactions, Torino, Italy, September 1992.
12. P.M. Ho *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1713 (1990).
13. Bo Andersson *et al.*, Phys. Lett. **85B**, 417 (1979).
14. J.Szwed, *et al.*, Phys. Lett. 5, **105B** (1981).
15. A. G. Frodesen, Probability and Statistics in Particle Physics, 321,  
Universitetsforlaget (1979), Norway.