

Universidad de San Carlos de Guatemala



Facultad de Ingeniería

**DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE
LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO**

TESIS

Presentada a la Junta Directiva de la
Facultad de Ingeniería

POR

Erick Donald Guzmán Ramírez

Al conferírsele el grado académico de:

Licenciado en Física


Guatemala, junio de 1997

HONORABLE TRIBUNAL EXAMINADOR

Cumpliendo con los preceptos que establece la ley de la ley de la Universidad de San Carlos de Guatemala, presento a su consideración mi trabajo de tesis titulado:

**DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE
LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO**

tema que me fuera asignado por la dirección de la Escuela de Ciencias con fecha 11 de septiembre de 1996 Ref. E.C.107 /96



Erick Donald Guzmán Ramírez.

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERIA

MIEMBROS DE JUNTA DIRECTIVA

DECANO:	Ing. Herbert René Miranda Barrios
VOCAL 1o:	Ing. Miguel Ángel Sánchez Guerra
VOCAL 2o:	Ing. Jack Douglas Ibarra Solórzano
VOCAL 3o:	Ing. Juan Adolfo Echeverría Méndez
VOCAL 4o:	Br. Víctor Rafael Lobos Aldana
VOCAL 5o:	Br. Wagner López Cáceres
SECRETARIA:	Licda. Gilda Marina Castellanos de Illescas

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

DECANO:	Ing. Herbert René Miranda Barrios
EXAMINADOR:	Lic. Oscar Castañeda Taracena
EXAMINADOR:	Lic. Anibal Cifuentes Anleu
EXAMINADOR:	Lic. Carlos Castellanos
SECRETARIA:	Licda. Gilda Marina Castellanos de Illescas



FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Guatemala, 12 de mayo de 1997

Ing. Herbert Mendía Alarcón
Director Escuela de Ciencias
Facultad de Ingeniería
Presente

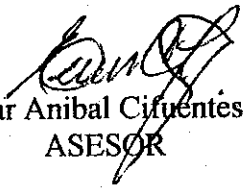
Señor Director:

Hago de su conocimiento que he revisado el trabajo de tesis desarrollado por el estudiante **Erick Donald Guzmán Ramírez**, titulado **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO**; ya que considero que cumple los objetivos propuestos en el proyecto de tesis, me permito aprobarla.

Por lo tanto, el autor de esta tesis y yo, como su asesor, nos hacemos responsables por el contenido de la misma.

Atentamente,

ID Y ENSEÑAD A TODOS


Lic. Edgar Anibal Cifuentes Anleu
ASESOR



FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Guatemala, 14 de mayo de 1997

Ing. Herbert Mendía Alarcón
Director Escuela de Ciencias
Facultad de Ingeniería
Presente

Señor Director:

Me dirijo a usted para informarle que he realizado las revisiones pertinentes al trabajo de tesis titulado **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO**, del estudiante **Erick Donald Guzmán Ramírez**. Considerando que cumple con los objetivos de la carrera de Física Aplicada, me permito aprobarla.

Sin otro particular, me suscribo de usted.

Atentamente,

ID Y ENSEÑAD A TODOS

Lic. Oscar Castañeda Taracena
Coordinador
Licenciatura en Física Aplicada

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS
DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería Mecánica Industrial, Ingeniería Química, Ingeniería Mecánica Eléctrica, Escuela Técnica, Ingeniería en Sistemas Ingeniería Electrónica, Escuela Regional de Ingeniería Sanitaria y Recursos Hidráulicos y Escuela de Posgrado Maestría en Sistemas Mención Construcción y Mención Ingeniería Vial.
Apartado Postal 217-1-01-907, Guatemala
Ciudad Universitaria, Zona 12
Guatemala, Centroamérica

El Director de la Escuela de Ciencias, después de conocer el dictamen del Asesor y del Coordinador de la Licenciatura en Física Aplicada, Lic. Oscar Castañeda Taracena, al trabajo de tesis del estudiante Erick Donald Guzmán Ramírez, titulado DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO, da por este medio su aprobación a dicha tesis.


Ing. Herbert Mendía Alarcón
DIRECTOR

Guatemala, junio de 1,997.



HMA/gdech

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS
DE GUATEMALA

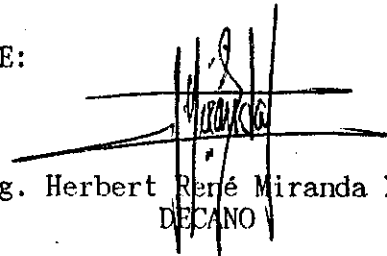


FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería Mecánica Industrial, Ingeniería Química, Ingeniería Mecánica Eléctrica, Escuela Técnica, Ingeniería en Sistemas Ingeniería Electrónica y Escuela Regional de Ingeniería Sanitaria y Recursos Hidráulicos.
Apartado Postal 217-1-01-907, Guatemala
Ciudad Universitaria, Zona 12
Guatemala, Centroamérica

El Decano de la Facultad de Ingeniería, luego de conocer la autorización por parte del Director de la Escuela de Ciencias, Ing. Herbert Mendía Alarcón, al trabajo de tesis DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE LAMBDA CERO Y ANTILAMBDA CERO, del estudiante Erick Donaldó Guzmán Ramírez, procede a la autorización para la impresión de la misma.

IMPRIMASE:



Ing. Herbert René Miranda Barrios
DECANO

Guatemala, junio de 1,997.

HRMB/gdech



Dedicatoria

A Dios,
quien me guía, protege y aconseja en todo instante.

A mi familia,
que siempre me ha apoyado y ha creído en mí.

A mi patria, Guatemala,
el país de la eterna primavera,
tierra del quetzal y de los hombres de maíz.

A todos los hombres de buena voluntad
cuyo principal deseo es el conocimiento de la verdad.

Agradecimientos

Este trabajo de tesis ha sido posible gracias a la ayuda de personas e instituciones que consideran a la física y a la ciencia en general, como uno de los pilares que contribuyen al desarrollo de mi patria, Guatemala.

Quiero agradecer el apoyo moral que he recibido por parte de toda mi familia, en especial de mis padres y hermanos, quienes han comprendido mi vocación por la ciencia y me han alentado a continuar siempre hacia adelante.

Deseo agradecer la formación que he recibido por parte de mis profesores, quienes se han preocupado por desarrollar mis aptitudes académicas. De igual manera agradezco el ambiente de convivencia y amistad por parte de mis compañeros a lo largo de mis estudios.

Agradezco el apoyo que recibí para viajar a México, donde se desarrolló el contenido de esta tesis. En especial, deseo agradecer a la Organización Internacional para las Migraciones (OIM) por colaborar en el pago del boleto aéreo, así como al Centro Latinoamericano de Física en México (CLAFM), la Universidad de Guanajuato y el Instituto de Física (IFUG) por su ayuda económica, el equipo proporcionado y la atenta colaboración de todo su personal.

Reconozco la valiosa ayuda del Doctor Julián Félix Valdez quien, como miembro del equipo de investigadores del experimento BNL-E766, proveyó los datos con que se trabajó esta tesis, preocupándose para que este trabajo fuera presentado en la mejor manera posible.

Finalmente deseo agradecer a todas las personas que no mencioné, y que de una u otra forma han colaborado en mi formación profesional como físico.

Índice General

Lista de ilustraciones	I
Lista de tablas	II
Lista de símbolos	III
Glosario	V
Introducción	VII
Capítulo 1 Vida media de partículas	1
1.1 Las partículas	1
1.1.1 Producción de partículas	3
1.1.2 Detección de partículas	4
1.1.2.1 Los contadores proporcionales	4
1.1.2.2 Las cámaras	4
1.1.2.3 Los centelladores	5
1.1.2.4 Los calorímetros	5
1.2 Masa invariante y vida media de partículas	6
1.2.1 Medición de la vida media de las partículas	7
1.2.1.1 Los métodos estadísticos de ajuste	7
1.2.1.2 El efecto Primakoff	8
1.2.2 Medición de la vida media de las resonancias	9
1.3 El teorema <i>CPT</i>	10
Capítulo 2 Vida media de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$	11
2.1 Estudios más recientes de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$	11
2.1.1 El informe de Poulard sobre la vida media de Λ^0	12
2.1.2 El informe de Clayton sobre la vida media de Λ^0	14
2.1.3 El informe de Zech sobre la vida media de Λ^0	15
2.1.4 El informe de Badier sobre la vida media de $\bar{\Lambda}^0$	15
2.2 Otros estudios importantes sobre Λ^0	16
2.2.1 El informe de Block	16
2.2.2 El informe de Baltay	17
2.2.3 El informe de Althoff	18

Capítulo 3 El experimento BNL-E766	19
3.1 El haz de protones	20
3.2 El contador del blanco	22
3.3 El blanco de hidrógeno	22
3.4 Los contadores de veto	23
3.5 Las cámaras de deriva	24
3.6 El magneto	26
3.7 Los hodoscopios	27
3.8 El contador Cherenkov	28
3.9 El sistema de disparo y de adquisición de datos	30
3.10 El análisis de los datos	31
3.10.1 La reconstrucción de las trayectorias	31
3.10.2 La reconstrucción de los vértices	32
3.10.3 La identificación de las partículas	34
3.10.3.1 La identificación indirecta de las partículas	35
3.10.3.2 La identificación directa de las partículas	36
Capítulo 4 El análisis de los decaimientos Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$	37
4.1 La selección de los decaimientos Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$	38
4.2 La masa invariante de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$	42
Capítulo 5 Resultados y discusiones	49
5.1 Discusión sobre los errores	49
5.2 Los resultados de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$	50
5.3 Análisis de la validez del teorema <i>CPT</i>	57
Conclusiones	IX
Recomendaciones	XI
Referencias	XII
Bibliografía	XV
Apéndices	XVII

Lista de ilustraciones

Figura	página
Fig. 3.1 Distribución de la componente Z del <i>momentum</i> del haz incidente	21
Fig. 3.2 Perspectiva del montaje del experimento E766	27
Fig. 3.3 Esquema que representa el efecto Cherenkov	29
Fig. 4.1 Decaimiento $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ en un evento de 8 trazas	39
Fig. 4.2 Decaimiento Λ^0 mostrando sus vértices primario y secundario	40
Fig. 4.3 Perspectiva de un decaimiento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$	41
Fig. 4.4 Decaimiento $\bar{\Lambda}^0$ mostrando sus vértices primario y secundario	42
Fig. 4.5 Distribución de masa invariante de Λ^0 con 519 decaimientos	43
Fig. 4.6 Distribución de masa invariante de $\bar{\Lambda}^0$ con 529 decaimientos	44
Fig. 4.7 Distribución de masa invariante de Λ^0 con 24,731 decaimientos	45
Fig. 4.8 Distribución de masa invariante de $\bar{\Lambda}^0$ con 24,992 decaimientos	46
Fig. 4.9 Distribuciones de momenta P_{Λ^0} y $P_{\bar{\Lambda}^0}$	48
Fig. 5.1 Distribución de tiempos propios de Λ^0 con 519 decaimientos	51
Fig. 5.2 Distribución de tiempos propios de $\bar{\Lambda}^0$ con 520 decaimientos	52
Fig. 5.3 Distribución de tiempos propios de Λ^0 con 27,127 decaimientos	53
Fig. 5.4 Distribución de tiempos propios de $\bar{\Lambda}^0$ con 26,695 decaimientos	54
Fig. 5.5 Valor obtenido de τ_{Λ^0} comparado con mediciones de otros autores	56
Fig. I.1 Marcos de referencia LAB y CM moviéndose con velocidad relativa	XVII

Lista de tablas

Tabla	página
Tabla 3.1 Principales características de las cámaras de deriva	25
Tabla 5.1 Valores de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$ para alta y baja estadística	55
Tabla 5.2 Valores considerados para el promedio actual [1], comparados con el valor obtenido en este trabajo (E766)	56

Lista de símbolos

Símbolo	significado
Λ^0	símbolo para el barión Lambda cero.
$\bar{\Lambda}^0$	símbolo para el barión Antilambda cero.
e^-	símbolo para el electrón.
μ	símbolo para el leptón mu.
E	energía.
\vec{P}	<i>momentum</i> .
M_0	masa invariante o masa en reposo.
c	velocidad de la luz en el vacío.
N_0	cantidad inicial de partículas en una muestra.
N	partículas que han decaído. Número de eventos.
τ	símbolo para el leptón tau. Vida media.
Σ^0	símbolo para el barión Sigma cero.
K_S^0	símbolo para el mesón Kaón cero.
p	símbolo para el protón.
\bar{p}	símbolo para el antiprotón.
ν	símbolo para el neutrino.
Σ	símbolo de sumatoria.
ϕ_i	i -ésimo parámetro desconocido.
k	razón de decaimiento de partículas.
γ	símbolo para el fotón.
Δ	diferencia de cantidades.
(Z)	núcleo con número atómico Z .
Δ^{*++}	símbolo de la resonancia Delta.
\hbar	h barra, constante de Planck entre 2π .
Γ	ancho de una resonancia.
C	operación de conjugación de carga.
P	operación paridad.
T	operación de inversión temporal.

Símbolo	significado
π^-	símbolo del meson pi menos.
π^+	símbolo del meson pi más.
π^0	símbolo del meson pi cero.
n	neutrón. índice de refracción.
u	símbolo del quark <i>up</i> .
d	símbolo del quark <i>down</i> .
s	símbolo del quark <i>strange</i> .
Ξ^0	símbolo del barión Xi cero.
K^-	símbolo del mesón Kaón menos.
K^+	símbolo del mesón Kaón más.
β	razón de la velocidad de una partícula a la de la luz c .
ϵ	aceptancia del detector.
$\mathcal{L}(\tau)$	función <i>likelihood</i> .
\prod	indica una serie de productos.
R	razón de decaimiento.
Σ^{*+}	símbolo de la resonancia Sigma más.
Σ^{*-}	símbolo de la resonancia Sigma menos.
ρ	densidad volumétrica.
l	longitud de interacción.
K	grados Kelvin.
TOF	tiempo de vuelo de las partículas.
MeV	unidad de energía; un millón de electrón-volts.
GeV	unidad de energía; mil millones de electrón-volts.
θ_C	ángulo Cherenkov.
v_p	velocidad de una partícula.
c'	velocidad de la luz en un medio distinto al vacío.
I	intensidad lumínica.
\propto	símbolo de proporcionalidad.
σ	desviación estándar.
χ^2/dof	parámetro chi cuadrado dividido entre grados de libertad.

Glosario

Aceptancia: es la eficiencia del detector; su valor numérico se calcula por el cociente de los eventos detectados entre el total de eventos generados, producidos por un simulador.

Antilambda: antipartícula de Lambda; por ser difícil de obtener en los experimentos de colisiones hasta hace poco desarrollados, sus principales parámetros se inferían por las predicciones del teorema *CPT*.

Barión: hadrón constituido por tres quarks.

Bin: cada uno de los intervalos en que se agruparon los datos de las distribuciones analizadas.

Decaimiento: proceso por el cual una partícula inestable desaparece, originando otras partículas nuevas.

Evento exclusivo: reacción de la forma $A + B \rightarrow C + B_1 + B_2 + \dots + B_N$, donde se estudia C en el canal específico del conjunto de partículas $B_1 + B_2 + \dots + B_N$.

Evento inclusivo: reacción de la forma $A + B \rightarrow C + X$, donde se estudia C y se ignora el resto de la reacción (X).

Hadrón: partícula que interacciona fuertemente.

Lambda: partícula neutra descubierta a principios de la década de los cincuenta; se le clasifica entre los bariones y está constituido por los quarks *uds*. Posee números cuánticos de espín $1/2$, isoespín 0 , extrañeza -1 y paridad par. Su decaimiento más probable es débil, yendo a un protón y a un pión menos.



Masa invariante: es la masa de la partícula medida en el sistema donde ésta se encuentra en reposo.

Partícula: sistema físico subatómico, estable o inestable, con números cuánticos propios.

Quarks: partes constituyentes de los hadrones; los quarks y los leptones se consideran las partículas elementales.

Resonancia: partícula que decae a través de interacción fuerte, con tiempos de decaimiento del orden de 10^{-23} segundos.

Teorema *CPT*: teorema que establece que un sistema físico cualquiera permanece invariante ante las transformaciones C, P y T aplicadas conjuntamente.

Vida media: es el tiempo en que una muestra inicial de N_0 partículas tarda en decaer hasta llegar a $N_0 e^{-1}$.

χ^2/dof : parámetro que cuantifica el ajuste, a una curva teórica, de una colección de datos experimentales.

Introducción

Una de las ramas de la física que ha tomado un gran auge en los últimos años es la física experimental de partículas. El principal objetivo de esta rama de la física es estudiar las interacciones entre las partículas, los mecanismos de producción y desintegración de éstas, y determinar sus números cuánticos.

El objetivo principal de esta tesis es medir la vida media de los bariones Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$. Para ello utilizamos los datos del experimento E766 desarrollado en colaboración por cuatro instituciones especializadas en física de partículas; en una de ellas, el Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato (IFUG), desarrollamos el contenido de esta tesis. Analizamos las muestras seleccionadas con la ayuda del Doctor en Física Experimental de Partículas, Julián Félix Valdez, investigador en el IFUG y miembro del equipo E766. Comparamos nuestros resultados con aquellos valores promedio considerados universalmente [1] y con los obtenidos en estudios anteriores [2-10].

La ejecución del experimento E766 se llevó a cabo en 1986 en el laboratorio nacional de Brookhaven, Nueva York. Este experimento generó aproximadamente 300 millones de eventos que fueron procesados por un sistema computacional de alta velocidad. De estos datos utilizamos una muestra seleccionada de 57,000 decaimientos Lambda para determinar el valor de τ_{Λ^0} y a partir de una muestra seleccionada de 400,000 decaimientos Antilambda obtuvimos $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$.

En el capítulo 1 desarrollamos una breve introducción a la física de partículas, presentamos la base con la que se les clasifica en la actualidad [11, 12], hacemos un resumen de los mecanismos de producción y detección [13-15]; finalizamos describiendo las técnicas para el tratamiento estadístico de datos [16] y con un breve estudio sobre las predicciones del teorema *CPT*, fundamental en la física de partículas.

En el capítulo 2 presentamos las principales características conocidas de Lambda y Antilambda, su constitución en quarks según el modelo de Gell-Mann Nishijima y algunos de sus principales números cuánticos, mostrando posteriormente los estudios más importantes que se han desarrollado sobre Λ^0 , con énfasis en los artículos que describen mediciones de su tiempo de vida [2-10]. También discutimos el único informe que reporta la vida media de $\bar{\Lambda}^0$ [5].

En el capítulo 3 describimos el desarrollo del experimento E766 y la manera en que se recolectaron todos los datos [21-30], pasando por el análisis computacional efectuado en tres pasos hasta llegar a reconstruir e identificar completamente a las partículas producidas en cada evento.

En el capítulo 4 detallamos la selección de los decaimientos $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ y $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$, así como el análisis al que fueron sometidos estos eventos para confirmar el tipo de partícula analizada.

En el capítulo 5 analizamos las fuentes probables de error y la forma en que los errores afectan las distribuciones de interés en nuestro estudio. Discutimos también la aceptación del detector y la forma en que ésta afecta las distribuciones estudiadas. Posteriormente presentamos la técnica para medir τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$. Describimos la forma de aplicar la técnica para obtener τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$ y sus errores; presentamos únicamente errores estadísticos. Adicionalmente comparamos los valores obtenidos en este trabajo con los últimos resultados reportados [2-4], y determinamos que están de acuerdo, dentro de los errores experimentales, con aquellos obtenidos en diversas instituciones del mundo. En la parte final de este capítulo utilizamos nuestra medición de las vidas medias para calcular una cota superior a la validez del teorema *CPT*.

Por último, presentamos las conclusiones de la presente disertación, mostrando los valores obtenidos para la vida media de Lambda y de Antilambda, así como nuestro resultado de la evaluación de la validez del teorema *CPT*.

Capítulo 1

Vida media de partículas

1.1 Las partículas

En Física se les llama partículas a ciertos objetos minúsculos, individuales, constituyentes de la materia; para reconocerlas y diferenciarlas entre sí, los físicos han estudiado sus características y las han clasificado en familias; una de estas clasificaciones se basa en el tipo de interacción que rige su producción y sus modos de decaimiento. Las interacciones que se producen en la naturaleza son: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil.

Las interacciones gravitacionales se extienden en un rango infinito, influyendo en todo tipo de materia, aún en las partículas que no poseen masa en reposo, como el fotón [11]. Sin embargo, en los estudios en los que se trata con masas infinitesimales, sus efectos son insignificantes, por lo que este tipo de interacción es básicamente ignorado en el campo de la física de partículas.

La fuerza electromagnética se extiende también en un rango infinito, actuando en toda la materia que posee carga. El fotón es el portador de esta fuerza, por lo que se considera a este tipo de interacción entre partículas como el producto de un intercambio de fotones [12].

La fuerza fuerte tiene un rango limitado; sus efectos se extienden hasta un orden de 10^{-15} metros, que es el orden del diámetro de las partículas nucleares como el protón; es este tipo de fuerza la que mantiene unidos y estables a los núcleos atómicos. Cuando las partículas capaces de sentir la interacción fuerte viajan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz en el vacío, interactúan durante unos 10^{-23} segundos, siendo éste el tiempo característico de esta interacción.



La fuerza débil también tiene un rango de acción limitado; en colisiones a bajas energías es 10^{13} veces menos intensa que la fuerza fuerte; en colisiones a altas energías la intensidad de la fuerza débil se incrementa; sin embargo, a las energías alcanzadas en la actualidad, la fuerza fuerte es aún 10^{10} veces más intensa que la débil. La fuerza débil se manifiesta en decaimientos de partículas con tiempos del orden de 10^{-10} segundos.

Las partículas pueden clasificarse según su respuesta a las interacciones fuerte y débil [11]. A las partículas que pueden interactuar fuerte y electromagnéticamente se les llama hadrones; a las que no lo hacen, pero interactúan débil o electromagnéticamente, o por ambas vías, se les llama leptones.

Los hadrones se dividen en dos clases: los bariones y los mesones; entre los bariones se encuentran el protón y el neutrón, y entre los mesones se encuentran los piones y los kaones. En 1963 Gell-Mann y Zweig introdujeron el modelo de quarks. Este modelo postula a las partículas inestables como estados excitados de partículas estables [12]. Según este modelo los bariones como la Λ^0 , consisten de tres quarks y los mesones como el K_S^0 consisten de un quark y un antiquark. En la naturaleza existen tres familias de quarks: el quark u con el quark d , el quark s con el quark c y el quark b con el quark t [14].

Los leptones forman tres familias: el electrón (e^-) con su neutrino (ν_{e^-}); el muón (μ) con su neutrino (ν_μ) y el tau (τ) con su neutrino (ν_τ) [13]. El electrón, el muón y el tau pueden interactuar electromagnética y débilmente; sus neutrinos, que según el modelo estándar de la física de partículas poseen masa nula, interactúan únicamente a través de la fuerza débil. A partir de los resultados obtenidos en diversos experimentos de dispersión, se deduce que los leptones no tienen estructura interna [11].

Para describir e identificar a las partículas se les asignan ciertos números cuánticos que denotan propiedades conservadas durante los procesos de creación y desintegración [11]. Ejemplos de estos números cuánticos son: la carga eléctrica, el espín, los números leptónico y bariónico, etc.

Los números cuánticos, a su vez, proveen un sistema de clasificación [11]. Se distinguen los bariones de los mesones por un número cuántico llamado número bariónico, con un valor asignado de +1 para los bariones y un valor nulo para los mesones. El número bariónico surgió a partir de las observaciones experimentales en las que no se detectaba presencia de solamente mesones entre los productos de decaimiento de los bariones; en cualquier interacción el número bariónico se conserva.

El número leptónico es un número cuántico similar al bariónico, introducido al observarse que los leptones no se pueden desintegrar en solamente hadrones; tampoco se han observado transformaciones entre las tres familias de leptones, por lo que se asigna un número leptónico para cada una de ellas [11]. En todas las interacciones se conservan los números leptónicos [12].

La extrañeza es un número cuántico introducido para explicar las mediciones de tiempos de decaimiento del orden de 10^{-10} segundos (tiempo característico en interacciones débiles) en reacciones en las que intervienen hadrones y donde debería de estar presente la fuerza fuerte (con tiempos de decaimiento del orden de 10^{-23} segundos). Se interpreta la extrañeza como una inhibición de la interacción fuerte dejando que actúe la débil. Las interacciones débiles no conservan extrañeza.

1.1.1 Producción de partículas

El desarrollo de la física de partículas se basa en la producción y estudio de éstas; aunque se tiene conocimiento de fuentes naturales en las que se origina una gran cantidad de partículas, como el espacio exterior (rayos cósmicos), el hombre ha creado potentes aceleradores a través de los cuales se generan nuevas partículas creadas a partir de colisiones entre otras de ellas.

En los primeros años de la investigación sub-atómica se emplearon fuentes radiactivas como proveedoras de haces de partículas. Posteriormente se inició la

construcción de los aceleradores, y en la actualidad éstos son la fuente principal de partículas a altas energías con que se trabaja en los laboratorios modernos.

1.1.2 Detección de partículas

Para estudiar, registrar y medir las propiedades de las partículas se utiliza cierta clase de detectores especiales. Describiremos, brevemente, en las próximas secciones algunos de los más utilizados.

1.1.2.1 Los contadores proporcionales

Un contador proporcional consiste en un cilindro metálico vacío mantenido a un potencial eléctrico negativo respecto a un alambre que lo atraviesa en su centro [13]. Cuando una partícula cargada penetra al cilindro ioniza el gas contenido en él; estos iones, debido a la diferencia de potencial eléctrico, son acelerados hacia el alambre (ánodo) de modo que en su viaje ionizan otras partículas del gas; al alambre llega una cantidad medible de cargas eléctricas, proporcional a la cantidad de partículas que penetraron el cilindro [13]; midiendo la corriente en el ánodo, se determina el número de partículas que penetró al cilindro.

1.1.2.2 Las cámaras

Existen de tres tipos: cámaras de burbuja, de chispas y de deriva. Las cámaras de burbuja consisten en recipientes especiales mantenidos a ciertas condiciones de presión y temperatura conteniendo vapor sobresaturado de hidrógeno o helio. Este vapor se ioniza por el paso de partículas cargadas; el rastro de la trayectoria queda marcado por las burbujas formadas por los iones producidos al paso de las partículas [13]. Para lograr una imagen tridimensional de las trayectorias, se toman fotografías de los rastros del evento desde distintos ángulos. Del conocimiento de la trayectoria y el campo magnético al cual está sometida la cámara, se puede determinar el *momentum* y la carga de la partícula que la atravesó.

Empleando un concepto similar se crearon las cámaras de chispas. Estas cámaras detectan partículas cargadas y determinan sus trayectorias por la serie de chispas dejadas a su paso, producidas en las láminas de su interior [13].

Las técnicas más modernas utilizan cámaras de deriva; éstas consisten en una serie de planos de alambres (ánodos y cátodos) inmersos en un gas especial que se ioniza al paso de partículas cargadas. Usando una serie de rastros dejados en un sistema de cámaras, se logra detectar su paso y reconstruir su trayectoria; una descripción detallada de este dispositivo se hace en la sección 3.5).

1.1.2.3 Los centelladores

Los contadores de centelleo se basan en la propiedad de ciertas sustancias, como el ZnS, de emitir luz al ser atravesados por partículas cargadas o por fotones [13]. Estos centelladores se conectan a fotomultiplicadores que envían la señal que identifica la presencia de las partículas.

Para medir la velocidad de las partículas, principalmente aquellas que viajan con velocidades cercanas a la de la luz, se utiliza el contador Cherenkov (su funcionamiento, como su nombre lo indica, se basa en el efecto Cherenkov); este tipo de detector además de medir la velocidad de las partículas cargadas logra identificarlas. El material centellador usado generalmente es un gas. Una descripción detallada de este contador se hace en la sección 3.8.

1.1.2.4 Los calorímetros

Estos aparatos miden la energía incidente de una partícula en base a la energía total depositada en ellos. Son aparatos con buena resolución para partículas que viajan con energías altas y su respuesta es muy rápida, de manera que pueden conectarse directamente a un sistema computacional para decidir si se rechaza o se acepta la señal generada por el evento [13].

1.2 Masa invariante y vida media de partículas

En mecánica clásica entendemos por masa la cantidad de materia que contiene una partícula; este concepto se continúa manteniendo en la física de partículas. La masa invariante de una partícula es el valor de la masa determinada en un sistema de referencia que se encuentra en reposo con respecto a la partícula. En estado libre es la mínima energía que una partícula posee, de acuerdo a la teoría especial de la relatividad. La masa invariante está relacionada con la energía y el *momentum* a través de la expresión relativista:

$$E^2 = (Pc)^2 + (M_0c^2)^2 \quad (1.1)$$

Con base en lo anterior, se tiene la ley de conservación relativista de masa-energía-*momentum*. Para una partícula que decae en N partículas 1, 2, . . . N con energías E_1, E_2, \dots, E_N y momenta $\vec{P}_1, \vec{P}_2, \dots, \vec{P}_N$, respectivamente, la masa invariante de la partícula madre está dada por:

$$M_0c^2 = \sqrt{(E_1 + E_2 + \dots + E_N)^2 - c^2(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_N)^2} \quad (1.2)$$

Se entiende por vida media asociada a una clase de partícula, al tiempo en el que una muestra decae aproximadamente un 63% de su población original [14]. La ecuación (1.3) describe esta cuantificación cuando t es igual a τ :

$$N = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (1.3)$$

donde N es la cantidad de partículas que ha decaído durante un tiempo t , a partir de una cantidad inicial N_0 y τ es la vida media.

A través de los resultados obtenidos en los experimentos de producción y detección de partículas se ha llegado a determinar que existe un grupo de partículas que posee tiempos de vida del orden de 10^{-10} segundos. Estos decaimientos se generan a través de interacciones débiles; en este grupo se encuentran partículas como Λ^0 y K_S^0 [11].

Otro grupo de partículas decae a través de interacciones electromagnéticas con tiempos de vida del orden de 10^{-18} a 10^{-20} segundos como Σ^0 [11] (véase más adelante la sección 1.2.1.2). Existe un grupo especial de partículas que decae por medio de interacciones fuertes, con tiempos del orden de 10^{-23} segundos; estas partículas son llamadas resonancias (véase más adelante la sección 1.2.2) [13].

1.2.1 Medición de la vida media de las partículas

Para medir tiempos de vida de partículas neutras se miden las trayectorias recorridas de los productos de decaimiento de estas partículas inestables; estas nuevas partículas deben estar cargadas y deben vivir lo suficiente para viajar dentro del detector [13]. La distancia recorrida por la partícula inestable se mide desde su punto de creación hasta el punto donde decae.

La manera en que se relacionan las distancias de decaimiento con los valores de tiempo propio de las partículas se muestra en los apéndices. Con esto se construyen las distribuciones de tiempo propio; éstas distribuciones se ajustan a una función exponencial, ya sea por el método de mínimos cuadrados o la técnica de máxima verosimilitud (*maximum likelihood*).

1.2.1.1 Los métodos estadísticos de ajuste

Las distribuciones de tiempo propio se ajustan a una función de la forma:

$$f(t) = Ce^{-kt} \qquad k = \frac{1}{\tau} \qquad (1.5)$$

con C y k como parámetros desconocidos. Una vez hecho el respectivo ajuste, el inverso del parámetro k corresponde al valor de vida media τ de la partícula. Se puede mostrar que la vida media de la distribución exponencial corresponde al valor inverso de k [16].

El método de mínimos cuadrados es una técnica común de estimación de parámetros [16]. Este ajuste consiste en encontrar los parámetros desconocidos $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_L$ de una función $f_i = f_i(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_L; x_i)$ que produzcan un valor mínimo en la expresión general:

$$\sum_{i=1}^N w_i (y_i - f_i)^2 \quad (1.4)$$

donde el conjunto de los y_i corresponde a los valores experimentales asignados a los puntos observables x_i y donde w_i es la ponderación correspondiente a la i -ésima observación. En la actualidad existen programas de computadora que ajustan las distribuciones experimentales por este método, calculando los parámetros de interés $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_L$ y sus correspondientes errores. Para una descripción detallada de esta técnica en general consúltese la referencia 16.

El método de máxima verosimilitud o *maximum likelihood* es otro método de estimación de parámetros; para su aplicación es necesario conocer la función de probabilidad que caracteriza la distribución que se desea ajustar [16]; actualmente el desarrollo de los pasos de esta técnica también se desarrolla en programas de computadora. El detalle de estos pasos y una descripción profunda del ajuste por esta técnica se encuentran en la referencia 16.

El χ^2/dof es un parámetro estadístico que muestra la exactitud en el ajuste efectuado a una distribución (*dof* son las siglas en inglés para denotar el número de grados de libertad). Cuando los valores de χ^2/dof son cercanos a uno se dice que se tiene un buen ajuste.

1.2.1.2 El efecto Primakoff

Los decaimientos electromagnéticos están caracterizados teóricamente por tiempos de vida del orden de 10^{-18} a 10^{-20} segundos [11]. Debido a su efímera existencia no es posible obtener su distribución de longitudes de decaimiento (no dejan trazas en los detectores) ni de tiempo propio para medir sus valores de vida media.

Utilizando una técnica alternativa, un grupo de investigadores midió la vida media de Σ^0 [15]. Esa técnica se basa en el efecto Primakoff; este efecto se observa cuando partículas Lambda incidiendo en un núcleo Z producen partículas Sigma a través de una reacción de la forma:



donde el núcleo Z proporciona el fotón γ necesario para que se dé la reacción inversa del modo principal de decaimiento de Σ^0 . El propósito de estudiar esta reacción es medir el valor de la sección transversal de interacción $\sigma_{\Sigma^0\Lambda^0}$, la que teóricamente es proporcional a Z^2/τ_{Σ^0} ; utilizando esta relación Dydak *et al.* determinaron un valor para el tiempo de vida τ_{Σ^0} de $(5.8 \pm 1.3) \times 10^{-20}$ segundos [15].

1.2.2 Medición de la vida media de las resonancias

Una de las primeras resonancias en ser estudiada fue la Δ^{*++} (1232); se coloca entre paréntesis el valor de su masa para evitar confusión, pues existen partículas que tienen el mismo nombre, pero no son resonancias. Esta resonancia fue descubierta por Fermi en el estudio de dispersión de piones por nucleones [12].

Utilizando un haz de piones y graficando la probabilidad de dispersión (sección transversal) contra la masa invariante del sistema π -N, se observa que para la dispersión elástica de π^+ la sección transversal llega a tener un pico, originándose en un valor de energía correspondiente a la suma de las masas del π^+ y el protón ($1080 \text{ MeV}/c^2$) y llegando a obtenerse un máximo en $M_{\Delta^{*++}} = 1232 \text{ MeV}/c^2$; el pico tiene un ancho a media altura de $115 \text{ MeV}/c^2$. Este pico se interpreta como una resonancia en el sistema pión-protón, correspondiendo a Δ^{*++} [13].

Con el ancho del pico se calcula la vida media de esta resonancia; a través de la relación de Heisenberg se calcula la incertidumbre en el tiempo (que se asigna como la vida media de la resonancia) asociada con la incertidumbre de la energía de los productos (ancho a medio pico Γ), vista desde el centro de masa.

En este caso se tiene:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \sim 5 \times 10^{-24} \text{ s} \quad (1.7)$$

Este ejemplo ilustra la técnica empleada actualmente para obtener la vida media de las resonancias.

1.3 El teorema *CPT*

El teorema *CPT* es uno de los teoremas fundamentales en física de partículas; básicamente establece que los sistemas físicos son invariantes bajo la acción combinada de las tres operaciones: conjugación de carga (C), paridad (P) e inversión temporal (T) [12].

Este teorema establece dos consecuencias muy importantes: a) debe existir una antipartícula para toda partícula en la naturaleza; y b) los valores de la masa y de la vida media para cualquier partícula deben ser idénticos a los valores de masa y vida media para la correspondiente antipartícula. Midiendo una misma característica separadamente en un sistema partícula-antipartícula se puede probar experimentalmente la validez del teorema (véase la sección 5.3).

Tomando este teorema como base se esperaría encontrar los mismos valores de vida media para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$; inversamente, midiendo la vida media de Lambda y la de Antilambda podemos evaluar la validez del teorema *CPT*.

Un hecho importante que se debe considerar es que hasta la fecha no se ha observado algún proceso que viole la combinación de las tres operaciones mencionadas, aunque aplicadas en forma separada se ha observado que las operaciones C y P son violadas por las interacciones débiles [12].

Capítulo 2

Vida media de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$

En 1951 el grupo de Blackett (Manchester) descubrió un par de partículas sin carga eléctrica [17] utilizando cámaras de niebla expuestas a la radiación cósmica en los Pirineos; una de ellas es la partícula neutra Λ^0 . En otros estudios posteriores se descubrió la existencia de $\bar{\Lambda}^0$.

En este capítulo se presentan algunos estudios sobre Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$, mostrando sus características más importantes, principalmente los valores que se han medido para sus tiempos de vida media.

La partícula Lambda es un barión con espín $1/2$, isoespín 0 , extrañeza -1 , paridad positiva y conformado por los quarks $u d s$ según el modelo de Gell-Mann Nishijima [1]. Su decaimiento más probable, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, sucede con un 63.9% de probabilidad; su otro decaimiento importante es $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ con casi 36% de probabilidad y presenta otros decaimientos electromagnéticos y débiles [1] de menor importancia. Por otro lado la partícula Antilambda presenta extrañeza $+1$, espín $1/2$, isoespín 0 , una constitución en quarks $\bar{u} \bar{d} \bar{s}$ y un decaimiento principal $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$.

2.1 Estudios más recientes de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$

Uno de los parámetros más importantes de Λ^0 es su vida media, cuyo valor considerado en la actualidad es $\bar{\tau}_{\Lambda^0} = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos [1]. Este valor ha sido obtenido tomando el promedio de los valores de vida media para Λ^0 reportados en las referencias 2, 3 y 4.



El primer artículo utilizado para el promedio actual de la vida media de Λ^0 es el de G. Poulard *et al.* [2] en el que obtuvo $\tau_{\Lambda^0} = (2.626 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos. Otro artículo tomado en cuenta es el de E. F. Clayton *et al.* [3] donde se muestra el valor $\tau_{\Lambda^0} = (2.611 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos. El último artículo considerado para el valor actual de la vida media de Λ^0 es el de G. Zech *et al.* [4] en el que se obtuvo un valor de $\tau_{\Lambda^0} = (2.69 \pm 0.03) \times 10^{-10}$ segundos. Los artículos de Clayton *et al.*, y Poulard *et al.*, reportan valores cercanos entre sí, siendo ligeramente distinto el valor obtenido por Zech *et al.* Estos informes provienen de tres distintos experimentos, todos considerados de alta estadística por la cantidad de eventos analizados.

Es una práctica común que para una pareja partícula-antipartícula solo se midan las características de una de ellas; las características correspondientes de la pareja se infieren a través del teorema *CPT* (véase la sección 1.3 para una breve explicación de este teorema). Por ejemplo, medir la masa de Λ^0 (o su vida media) implica, según este teorema, medir la masa de $\bar{\Lambda}^0$ (o su vida media) porque son propiedades de la pareja partícula-antipartícula invariantes ante la transformación *CPT*. Por lo mismo, medir por separado la masa o la vida media de una partícula y de su correspondiente antipartícula, permite poner a prueba experimental la validez del teorema *CPT* (consúltese la sección 5.3).

2.1.1 El informe de Poulard sobre la vida media de Λ^0

Al final de la década de los años sesentas e inicios de la década de los años setentas únicamente se tenían algunos informes acerca del valor de vida media para Lambda que provenían de experimentos en los que se habían logrado reconstruir pocos eventos (menos de diez mil decaimientos Lambda). Como resultado de los valores reportados en esos informes, se consideraba en esa época un valor de la vida media para Lambda de $\tau_{\Lambda^0} = (2.521 \pm 0.021) \times 10^{-10}$ segundos (consúltese la referencia 2).

El artículo de G. Poulard *et al.* [2] está basado en los datos obtenidos de tres experimentos distintos empleando un haz incidente de K^- y una cámara de burbujas, donde se dieron dos tipos de producción de Λ^0 a través de las reacciones:

$$K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^- \quad (2.1)$$

$$K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (2.2)$$

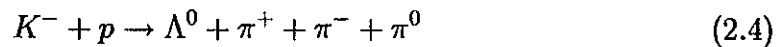
Con los datos del primer experimento (17,000 decaimientos fueron completamente reconstruidos) ejecutado en colaboración por grupos del CERN, Heidelberg y Saclay (CHS), se llegó a un valor de $\tau_{\Lambda^0} = (2.638 \pm 0.031) \times 10^{-10}$ segundos. En el segundo experimento realizado por físicos del College de France, Rutherford y Saclay (CRS) se obtuvo $\tau_{\Lambda^0} = (2.625 \pm 0.032) \times 10^{-10}$ segundos; esta última medición usó más de 13,000 decaimientos Lambda. En el tercer experimento, realizado por grupos del College de France y Saclay (CS), se llegó a $\tau_{\Lambda^0} = (2.605 \pm 0.041) \times 10^{-10}$ segundos con más de 6,000 eventos reconstruidos.

Haciendo una ponderación de estos valores respecto a la cantidad de eventos usados en cada caso, se llegó a $\tau_{\Lambda^0} = (2.626 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos [2]; en este resultado se consideraron errores estadísticos y sistemáticos (como una corrección por pérdida de Lambdas debido a su interacción con el hidrógeno de cada cámara de burbujas); además se consideró el error introducido por ambigüedades cinemáticas al existir la posibilidad de darse la reacción $K^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^+ + \pi^-$, en la que Ξ^0 decae en Λ^0 y π^0 , por lo que podría existir confusión en la asignación del vértice de Lambda, pues dada su neutralidad eléctrica Λ^0 y Ξ^0 no dejan traza en la cámara de burbujas.

A los datos de cada experimento se les aplicó por separado la técnica *maximum likelihood* para llegar al mejor resultado de la vida media de Lambda; para ese cálculo, a los datos de los tres experimentos se les aplicaron ciertas restricciones (como un volumen fiducial mayor a seis centímetros para las trazas de los productos de decaimiento de Lambda); el *momentum* de las partículas Lambda se restringió a valores mayores a 0.4 GeV/c.

2.1.2 El informe de Clayton sobre la vida media de Λ^0

El artículo de E. F. Clayton *et al.* [3] se originó de resultados experimentales obtenidos en la cámara de burbujas de dos metros del CERN; en este experimento se hizo incidir un haz de mesones K^- con *momentum* entre 0.96 y 1.36 GeV/c ; se observaron las reacciones:



En la reacción (2.5) Σ^0 decae en una partícula Λ^0 y un fotón (γ) en un tiempo del orden de 10^{-20} segundos (consúltese la sección 1.2.1.2); se determinó que más de 25,000 decaimientos se produjeron en la forma (2.3) y un poco más de 4,000 eventos en cada una de las reacciones (2.4) y (2.5).

Para obtener el valor de la vida media de Λ^0 se utilizó la función $S(k)$ de Barlett [3] que no es más que la función que se debe maximizar en el método *maximum likelihood*. La función $S(k)$ de Barlett se escribe:

$$S(k) = \sum_i \left[1 - kt_i + \frac{k(\alpha e^{-k\alpha} - \beta e^{-k\beta})}{e^{-k\alpha} - e^{-k\beta}} \right] \left[\sum_i 1 - \frac{k^2(\alpha - \beta)^2 e^{k(\alpha+\beta)}}{(e^{-k\alpha} - e^{-k\beta})^2} \right]^{-1/2} \quad (2.6)$$

donde α y β fueron los valores de los tiempos propios mínimo y máximo, respectivamente, considerados para que la Λ^0 cumpliera con el volumen fiducial impuesto (desde $L_i^{min} = 0.6$ centímetros hasta $L_i^{max} = 30$ centímetros). Aplicando esta función a los 34,000 decaimientos $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ que cumplieron con las restricciones impuestas se obtuvo el valor ya mencionado de $\tau_{\Lambda^0} = (2.611 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos, en el que se consideraron errores sistemáticos como la corrección por pérdidas debido a interacciones Lambda-protón en el detector.

2.1.3 El informe de Zech sobre la vida media de Λ^0

El artículo de G. Zech *et al.* [4] se basa en los resultados obtenidos a partir de un experimento realizado con el haz de protones de 24 GeV/c del CERN. En el montaje de este experimento se utilizó un espectrómetro similar al empleado en el experimento BNL-E766 (consúltese el capítulo 3). La reacción estudiada fue:



A partir de los datos experimentales (alrededor de 53,000 decaimientos sobrevivieron a los cortes impuestos y fueron totalmente reconstruidos) se construyó la distribución de masa invariante de los productos p y π^- . Esta distribución obedece a la forma $W(\tau) = N_0 e^{-\tau/\lambda_{\Lambda^0}}$ a la que se le hizo una expansión en τ considerándose únicamente términos de primer orden; se hizo un ajuste lineal en base a la técnica de mínimos cuadrados y se consideró una incertidumbre sistemática, con lo que se llegó al valor de vida media ya mencionado. Además de los cortes geométricos que aseguraron una buena reconstrucción de vértices se impuso un volumen fiducial, se consideraron únicamente eventos con vértices primarios dentro del blanco y valores de masa invariante entre 1.1086 y 1.1226 GeV/c^2 .

2.1.4 El informe de Badier sobre la vida media de $\bar{\Lambda}^0$

El único artículo reportado sobre parámetros medidos para Antilambda es el de J. Badier *et al.*, realizado en 1967 [5]. El informe proviene de los resultados de un experimento en el que se estudiaron colisiones protón-antiprotón, dándose reacciones de la forma:



con antiprotones incidentes con momentum de 2.434 GeV/c sobre una cámara de burbujas de hidrógeno. Los valores estimados para la vida media de ambas partículas fueron $\tau_{\Lambda^0} = (2.55 \pm 0.15) \times 10^{-10}$ segundos para Lambda, y $\tau_{\bar{\Lambda}^0} = (2.44 \pm 0.15) \times 10^{-10}$ segundos para Antilambda.

2.2 Otros estudios importantes sobre Λ^0

Desde su descubrimiento se han desarrollado muchos experimentos en los que se han analizado las principales características de la partícula Λ^0 . En 1953 se determinó que sus productos de decaimiento eran un protón y un mesón π^- [17]. A partir de las mediciones efectuadas en diversos experimentos se considera en la actualidad un valor para la masa de Λ^0 de $(1,115.683 \pm 0.006) \text{ MeV}/c^2$ y se estima el mismo valor para $\bar{\Lambda}^0$ a partir de la predicción del teorema *CPT*; precisamente la prueba más reciente acerca de la validez del teorema *CPT* la hizo Hartouni *et al.* a través de la medición de las masas M_{Λ^0} y $M_{\bar{\Lambda}^0}$ [18]. A continuación se presentan brevemente algunos estudios acerca de Λ^0 .

2.2.1 El informe de Block

A principios de los años sesentas aún se tenía mucha incertidumbre en el valor de la vida media de Λ^0 . Dos trabajos importantes acerca de este parámetro mostraban valores muy diferentes; el primero de ellos, presentado en 1960 en la Conferencia Internacional Anual sobre Física de Altas Energías en Rochester, mostraba un valor medio de $\tau_{\Lambda^0} = 2.4 \times 10^{-10}$ segundos [6], mientras que el otro trabajo presentado en 1962 en la Conferencia Internacional sobre Física de Altas Energías en el CERN daba un valor medio de $\tau_{\Lambda^0} = 2.8 \times 10^{-10}$ segundos [7]. Debido a este desacuerdo se generó la necesidad de hacer estudios muy cuidadosos para medir la vida media de Λ^0 .

En el informe de M. M. Block *et al.* [8] se presenta una nueva medición para la vida media de Lambda a partir de un experimento en el que un haz incidente de mesones K^- , al interactuar con una cámara de burbujas de helio, provocaron la producción de partículas Lambda con un *momentum* medio de $250 \text{ MeV}/c$.

Para la determinación de la vida media de las partículas Lambda se utilizó la función *likelihood*:

$$\mathcal{L}(\tau) = \prod_{i=1}^N \left[\frac{e^{-(t_i/\tau)}}{\tau (1 - e^{-T_i/\tau})} \right] \quad (2.9)$$

En esta expresión t_i es el tiempo de vuelo de la i -ésima partícula Λ^0 , T_i es el tiempo máximo que podría viajar una Λ^0 dentro del volumen fiducial impuesto y τ es el valor de su vida media; para mayores detalles de estos cálculos véase la referencia 8. El valor medido fue $\tau_{\Lambda^0} = (2.36 \pm 0.06) \times 10^{-10}$ segundos para poco más de dos mil eventos que sobrevivieron a los cortes impuestos [8].

2.2.2 El informe de Baltay

En 1971 se reportó una nueva medición para la vida media de Lambda y un estudio de su razón de decaimiento R ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$). El informe, escrito por C. Baltay *et al.* [9] muestra un valor de $\tau_{\Lambda^0} = (2.54 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ segundos y un índice de decaimiento $R = 0.646 \pm 0.008$.

La importancia teórica de la determinación del índice de decaimiento de Lambda radica en que este valor es tomado como una evidencia de la regla de selección $|\Delta I| = 1/2$ para decaimientos bariónicos débiles [9]. Esta regla predice que la razón $R = (\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-) / [(\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-) + (\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0)]$ debe ser 2/3. En dos trabajos anteriores acerca de este parámetro se mostraban los valores (0.643 ± 0.016) y (0.685 ± 0.017) , alejados uno de otro.

En el experimento reportado por Baltay, kaones incidentes de 250 MeV/c produjeron las reacciones $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ y $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 (\Lambda^0 + \gamma) + \pi^0$ sobre una cámara de burbujas. Se midieron aproximadamente 14,000 eventos que fueron procesados a través de un programa de reconstrucción geométrica; se impusieron ciertas condiciones a estos eventos, la principal de ellas fue tomar un volumen fiducial para los decaimientos Lambda.

El resultado fue $\tau_{\Lambda^0} = (2.54 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ segundos, utilizando el método *maximum likelihood* con 4,572 eventos. Para calcular la razón de decaimiento R ($\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$), a todos los eventos se les aplicaron otras restricciones adicionales como una ponderación a cada evento igual al recíproco de la probabilidad de detección, resultando al final el valor $R = 0.646 \pm 0.008$.

2.2.3 El informe de Althoff

En 1973 se presentó un estudio de K. H. Althoff *et al.* [10] en el que se obtuvo un valor de vida media para Λ^0 un poco alejado del valor promedio $\bar{\tau}_{\Lambda^0} = (2.52 \pm 0.02) \times 10^{-10}$ segundos [19], hasta entonces considerado. El informe procede de un experimento realizado con el objetivo de medir el índice de decaimiento de Lambdas polarizadas en un tipo de decaimiento beta $\Lambda^0 \rightarrow p + e + \nu$ [20]; en el experimento también se dieron decaimientos de la forma $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$.

En este experimento las partículas Lambda fueron producidas a través de la reacción $n + \pi^+ \rightarrow \Lambda^0 + K^+$ que se dio en un blanco de Be. Para el análisis de τ_{Λ^0} se tomaron cerca de 15,000 decaimientos Lambda en el canal $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ observados en una cámara de chispas, permitiendo la reconstrucción tanto del vértice de producción como del vértice de decaimiento de la Lambda.

Las características principales del análisis del experimento se centraron en exigir pureza en la muestra de datos, calidad en la reconstrucción cinemática de los decaimientos y eficiencia en la detección. Para determinar la vida media de Λ^0 se utilizó un análisis *maximum likelihood* que produjo un valor $\tau_{\Lambda^0} = (2.69 \pm 0.05) \times 10^{-10}$ segundos que resultó ser $(6.7 \pm 2.0)\%$ mayor al valor promedio considerado hasta 1972 [19].

Capítulo 3

El experimento BNL-E766

El experimento E766 surgió a partir de la colaboración de un grupo de investigadores de instituciones especializadas en física de partículas: la Universidad de Columbia, la Universidad de Massachusetts, el Fermilab y el Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato. La razón de la participación de estas cuatro entidades radica en que proyectos de la magnitud del experimento E766 necesitan un número considerable de personas que trabajen cuidadosa e intensamente en todos los detalles del experimento para lograr las metas propuestas, con un mayor apoyo científico y tecnológico que el desarrollado por una sola institución.

El objetivo principal inicialmente propuesto consistía en desarrollar procesos de interacción fuerte entre nucleones (colisiones n-p y p-p) para investigar, sobre la base de un análisis evento por evento, estados finales exclusivos de alta multiplicidad [21]; los estados finales exclusivos son aquellos cuyo estado final está completamente determinado.

En el experimento se logró el registro de una gran cantidad de eventos, por lo que está clasificado como un experimento de alta estadística. Los resultados obtenidos de él han sido utilizados para desarrollar temas de física de vanguardia como la búsqueda de partículas con encanto [22], el estudio de la polarización de Lambdas [21], la producción de partículas extrañas [23], análisis del efecto Gamow [24], estudios de correlación entre piones [25], disociación difractiva en choques entre protones [26], etc.

Los resultados del experimento también han sido utilizados para otros estudios; entre ellos está una nueva medición de la masa de algunas partículas como Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$, así como la primera determinación de la vida media de Σ^0 y de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} utilizando la técnica de espectroscopía y nuevos estudios acerca de la medición de la vida media para algunas partículas como Λ^0 y K_s^0 .

La técnica de espectroscopía se basa en el análisis de espectros de los sistemas estudiados (espectros de masa, energía, *momentum*, tiempo de vida, etc); para obtener estos espectros se implementaron los últimos avances en la tecnología de la época a los aparatos utilizados en el experimento, al sistema de procesamiento y al registro de los datos. En este capítulo se describen los aparatos utilizados en el experimento E766, la función que cumplieron, así como la forma de adquisición y el análisis de los datos.

3.1 El haz de protones

El experimento E766 ejecutado en 1986 en el Brookhaven National Laboratory (BNL), Nueva York, tuvo como objetivo principal estudiar estados exclusivos de partículas, producidos por colisiones entre protones, y para ello utilizó un haz incidente y un blanco de protones fijo.

El haz de protones fue extraído del sincrotón de gradiente alterno (AGS, por sus siglas en inglés) adyacente al BNL, en pulsos de un segundo dejando tres segundos entre cada pulso [23].

Para reducir la intensidad inicial del haz (10^{12} protones/segundo) se utilizó un bloque de cobre de 69 centímetros [24] que lo atenuó a 10^7 protones/segundo, sin modificar su trayectoria rectilínea [25]; el motivo de esta atenuación fue evitar daños a los aparatos durante su exposición al haz, ya que la ejecución del experimento tardó en total más de dos semanas [26], tiempo suficiente para que la intensidad del haz inicial hubiera dañado algunas partes importantes de los detectores.

Para medir el *momentum* del haz incidente de protones antes de llegar al blanco, se colocaron cuatro cámaras especiales [23] (similares a las cámaras multialámbricas descritas posteriormente en la sección 3.5).



La distribución de la componente Z del *momentum* del haz incidente de protones se muestra en la figura 3.1; el valor medio es $P_Z = 27.52 \text{ GeV}/c$ con una desviación estándar de $0.18 \text{ GeV}/c$.

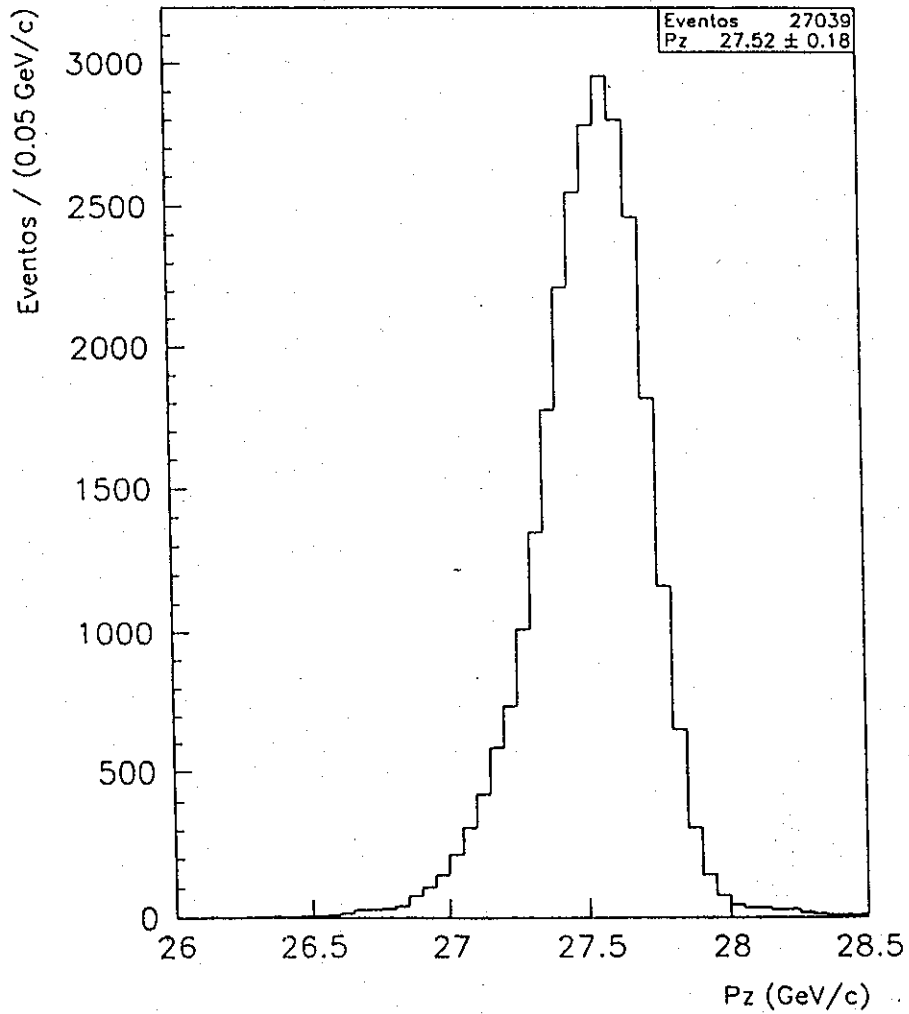


Fig. 3.1 Distribución de la componente Z del *momentum* del haz incidente.

3.2 El contador del blanco

El contador del blanco (*target counter*) era un pequeño centellador de 5 x 5 x 0.25 centímetros; se conectó a un fotomultiplicador y fue colocado frente al blanco, de manera que el haz lo atravesaba antes de llegar al blanco. Para evitar que a este centellador pudiera ingresar algún fotón externo que interviniera en su función, se le cubrió con papel aluminio y cinta eléctrica de aislar negra [25].

Este centellador fue diseñado para detectar la entrada de cada uno de los paquetes del haz de protones procedentes del atenuador [30]; cuando esto sucedía el contador enviaba una señal al fotomultiplicador para iniciar el funcionamiento del resto de componentes del espectrómetro y principiar el registro del tiempo de vuelo de las partículas [21, 25] (consúltese la sección 3.7).

3.3 El blanco de hidrógeno

Debido al objetivo de provocar procesos difractivos entre el haz incidentes de protones y un blanco de protones fijo se utilizó hidrógeno líquido como blanco; la muestra de hidrógeno líquido consistió básicamente de protones, pues sus electrones no pueden interactuar significativamente con el haz de protones con un *momentum* del orden ya especificado¹.

El hidrógeno líquido fue colocado dentro de un recipiente cilíndrico de 30 centímetros de longitud, con tapaderas semiesféricas y rodeado por 40 capas de 170 micrómetros de espesor [21] de *mylar*, una especie de plástico capaz de soportar las condiciones en que se mantuvo el hidrógeno; debido al espesor y al material elegido para el recipiente, fue mínima la posibilidad de interacciones con el haz, por lo que se consideró que no hubo pérdida de energía del haz de protones.

¹ Los protones son mil ochocientas cuarenta veces más masivos que los electrones; para la energía del haz incidente las interacciones electromagnéticas entre protones y electrones son insignificantes.

En general, la probabilidad $P(x)$ para que ocurra una interacción en un medio de longitud x es [21]:

$$P(x) = 1 - e^{-\frac{\rho x}{l}} \quad (3.1)$$

en donde ρ es la densidad del medio y l es la probabilidad de interacción por unidad de longitud, valor que depende de cada material. Para la longitud de 30 centímetros del blanco de hidrógeno y habiéndose mantenido térmicamente aislado a 4.3 K de temperatura y 1.1 atmósferas de presión [21, 26], la probabilidad de interacción resulta ser de 4.2% [24], pues en estas condiciones la densidad del hidrógeno es 0.0708 g/cm^3 y su probabilidad de interacción por unidad de longitud es 50.8 g/cm^2 .

3.4 Los contadores de veto

Los contadores de veto fueron un conjunto de doce detectores dispuestos en forma trapezoidal, formando una pirámide truncada horizontal rodeando al blanco de hidrógeno, de manera que el eje principal de este conjunto coincidía con el eje del depósito cilíndrico [25]. Cada uno de estos doce detectores consistió de cuatro piezas de plomo y cinco centelladores, todos de 3 milímetros de espesor colocados en forma alterna.

La función de estos contadores fue vetar el registro de aquellos eventos en los que se habían producido partículas que hubieran viajado con ángulos muy grandes respecto al sentido del haz incidente [25]; estos contadores detectaron los eventos que en el estado final no habrían llegado a ser exclusivos, pues las partículas producidas en el blanco que viajaban muy alejadas angularmente del sentido del haz no podían llegar a ser detectadas por el espectrómetro o incluso podrían no llegar a él (en el caso de las partículas en retroceso que viajaron en el sentido opuesto al haz); estos eventos fueron eliminados al ser detectados por los contadores de veto.

Una partícula cargada es detectada por los centelladores cuando al pasar por ellos logra excitar los átomos del centellador; luego de cierto tiempo, estos átomos excitados emiten fotones para volver a su estado base. Estos fotones detectados por los fotomultiplicadores son el indicio de que las partículas han pasado por el centellador.

La disposición alternada de los centelladores y las piezas de plomo hizo posible la detección tanto de partículas cargadas como neutras, éstas últimas como consecuencia de la interacción que sufrían con las piezas de plomo, ya que al chocar con ellas producían partículas cargadas, las que fueron detectadas fácilmente por los centelladores [24].

3.5 Las cámaras de deriva

Las cámaras de deriva o cámaras multialámbricas son una versión mejorada de otro detector de partículas: la cámara de chispas. Aunque provee básicamente el mismo tipo de información, con la cámara multialámbrica se obtienen valores más precisos de la posición de las partículas en su viaje a través de ellas.

Para el experimento se utilizaron seis cámaras instrumentadas de deriva, las primeras cinco cámaras con el hodoscopio medio se colocaron en la abertura del magneto (consúltese la sección 3.6 y la figura 3.2) que generó el campo magnético requerido. Cada cámara contuvo cuatro planos formados con alambres muy finos, regularmente espaciados, paralelos entre sí y eléctricamente aislados por resistencias del orden de $10^6 \Omega$ [30], formándose una especie de arpa en cada uno de estos planos anodales; estos planos de alambres fueron colocados perpendiculares al sentido del haz y se fijaron a distintas inclinaciones respecto a la vertical (-21.6° , -7.93° , $+7.93^\circ$, $+21.6^\circ$) [24], de manera que en cada cámara se formó una especie de enrejado.

Alternados con estos cuatro planos anodales se colocaron cinco planos similares (cátodos) mantenidos a un potencial de $-2,000$ voltios [22] y distanciados de aquellos por 0.325 centímetros. La precisión en la posición de todos estos planos fue de unos 200 micrómetros [24].

Además del conjunto de planos dentro de cada cámara se colocó un gas especial (71% argón, 25% isobutano y 4% metanol) [25] que se ionizaba con facilidad al paso de partículas cargadas; los electrones producidos en estas ionizaciones viajaban a los alambres anodales más cercanos generando señales eléctricas que eran transmitidas al sistema de registro, para lo cual se utilizaron más de diez mil alambres en las seis cámaras. Del conocimiento del tiempo de deriva (lapso en que los electrones producidos en el gas ionizado llegan a los ánodos más cercanos), del espaciamiento entre los alambres y de las señales eléctricas generadas por cada plano de alambres, se logró determinar, con una precisión del orden de milímetros, la posición en que cada partícula producida en el blanco atravesaba cada plano de las cámaras. Con esta información se pudo hacer la reconstrucción de trayectorias para cada evento, necesaria para su identificación (consúltese la sección 3.10.3).

Algunas de las características más importantes de las cámaras multialámbricas se muestran en la tabla 3.1. Un análisis más detallado de su constitución y funcionamiento se encuentra en la referencia 30.

Número de cámara	Diámetro del ánodo (cm)	Distancia entre alambres (cm)	Alambres instrumentados
1	0.0020	0.19844	1,536
2	0.0020	0.19844	1,920
3	0.0025	0.31750	1,920
4	0.0025	0.31750	1,920
5	0.0025	0.31750	1,920
6	0.0025	0.34925	2,048

Tabla 3.1 Principales características de las cámaras de deriva.

Muchas partículas generadas en el blanco no llegaron a viajar por el sistema de cámaras multialámbricas; fueron eliminados los eventos con partículas que no lograron atravesar tres cámaras y los dos hodoscopios [25]; a pesar de esta restricción más de 300 millones de eventos fueron aceptados y registrados.

En la construcción de las cámaras de deriva se empleó la mínima cantidad de material posible para minimizar la probabilidad de interacción de las partículas con las cámaras [21]; por la misma razón en el espacio entre cada cámara se colocó helio, el que por ser menos denso que el aire garantizó una menor probabilidad de pérdidas energéticas debido a interacciones [22].

3.6 El magneto

El magneto (llamado *Jolly Green Giant*) utilizado en el experimento estuvo constituido por cuatro bobinas y un armazón metálico de 240 toneladas con una abertura de 2.20 metros de ancho, 1.25 metros de altura y 2.60 metros de profundidad a lo largo de la dirección del haz (véase la figura 3.2).

Por las cuatro bobinas independientes se hizo circular una corriente eléctrica de 1,500 amperios [25], generándose un intenso campo magnético, principalmente en la región en que estuvieron colocadas las cámaras de deriva. El valor de este campo magnético (no homogéneo pero estable) se midió con mucha precisión en toda esa zona [26], siendo la de mayor interés; el valor máximo del campo magnético fue de 10 kilogauss en la parte central de la abertura del magneto [21] con un sentido vertical. Este campo magnético curvó la trayectoria de cada partícula cargada que viajaba por esa zona de acuerdo al valor de su carga y de su velocidad.

El conocimiento preciso del campo magnético y la información de las cámaras de deriva llevó al cálculo de los *momenta* de las partículas; se tomó como base un sistema coordinado ortogonal izquierdo con el sentido Z en la dirección del haz, el sentido Y hacia arriba y se fijó el origen en el centro del magneto [21].

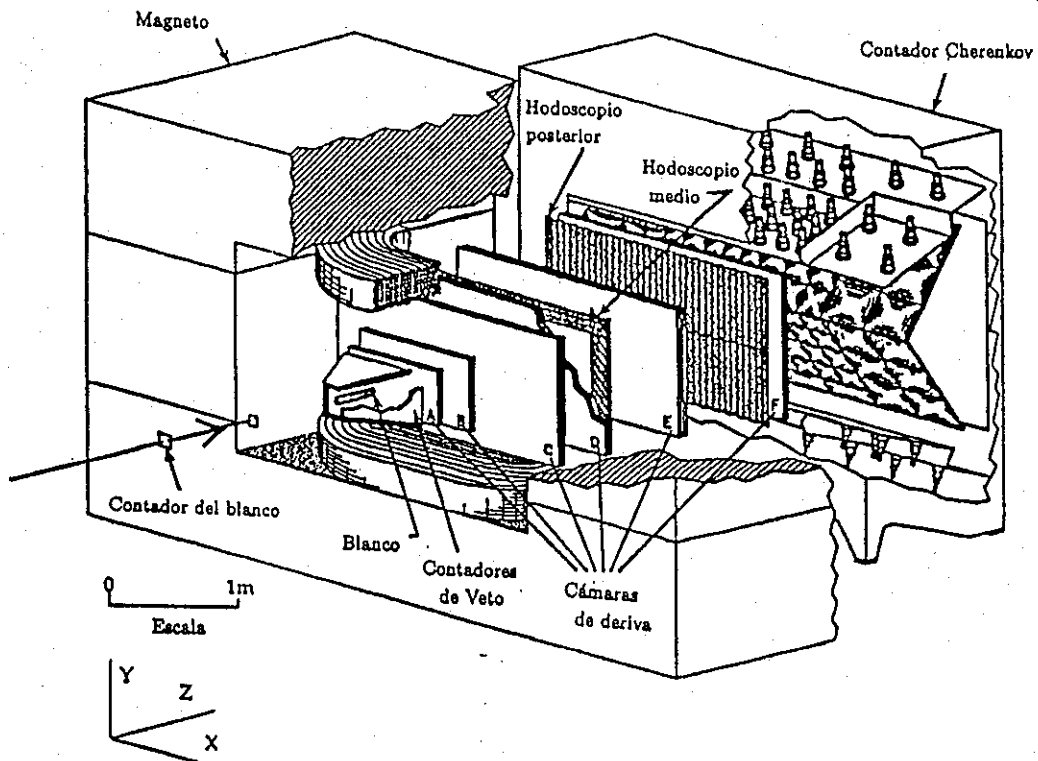


Fig. 3.2 Perspectiva del montaje del experimento E766.

3.7 Los hodoscopios

En el experimento se utilizaron dos tipos de centelladores especiales llamados hodoscopios; el primero se colocó entre la cuarta y la quinta cámara de deriva y el segundo fue colocado entre la quinta y la sexta (una perspectiva de las posiciones en que fueron colocados los hodoscopios puede verse en la Fig. 3.2).

Estos dos hodoscopios cumplieron dos funciones: a) determinaron la posición en que eran atravesados por las partículas, registrando a la vez el número de partículas producidas en cada evento y b) midieron el tiempo de vuelo de las partículas; éste es el tiempo en que las partículas recorrieron la distancia desde la posición especificada por el primer hodoscopio, hasta la segunda posición, determinada por el otro hodoscopio. Se consideró como tiempo inicial para cada uno de los eventos, el dato proporcionado por el *target counter*. El tiempo de vuelo (*TOF* por sus siglas en inglés) no fue determinado para las partículas que viajaban muy rápido [21] (velocidades mayores a $0.99c$) debido a que la resolución en los hodoscopios no permitía medir con certeza el corto tiempo en que estas partículas cubrían la distancia recorrida entre ambos hodoscopios. La resolución en el tiempo de vuelo en el primer hodoscopio fue de 2.0 nanosegundos y 1.2 nanosegundos para piones y protones con *momenta* menor a $1 \text{ GeV}/c$, respectivamente, mientras que en el segundo hodoscopio las resoluciones fueron 0.9 y 0.8 nanosegundos para las mismas partículas.

El material empleado para estos hodoscopios fue un tipo de centellador llamado *pilot-U* seleccionado por su respuesta rápida [22]. Estos centelladores también fueron recubiertos con papel aluminio y cinta eléctrica de aislar negra. Ambos hodoscopios presentaron una eficiencia de detección mayor a 97% [25].

Una información más detallada acerca de la construcción y manejo de estos hodoscopios, la electrónica involucrada en su funcionamiento y el sistema tiempo de vuelo se encuentra en las referencias 24 y 26.

3.8 El contador Cherenkov

El contador Cherenkov es un tipo especial de detector cuyo funcionamiento se basa en la emisión de fotones por parte de una partícula cargada cuando viaja por un medio con una velocidad mayor a la de la luz en ese medio [26]; este efecto recibe el nombre de efecto Cherenkov.

En un medio material la transmisión de luz se produce por absorción y emisión de fotones en los átomos del medio; en ese medio la luz viaja con una velocidad $c' = c/n$ donde n es el índice de refracción, con lo que es posible que alguna partícula logre viajar con una velocidad v_p mayor a c' (obsérvese la Fig. 3.3 en la que está representada la trayectoria de la partícula, así como los frentes de onda de la luz producida por la partícula y la geometría que de ellas se deriva); estas partículas proyectan un haz de luz en forma de cono [26] con un ángulo de apertura θ_C , conocido como ángulo Cherenkov, medido respecto al sentido del movimiento y dado por la ecuación (3.2):

$$\theta_C = \cos^{-1} \left(\frac{c}{v_p} \right) \quad (3.2)$$

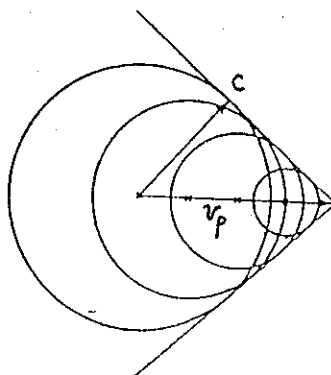


Fig. 3.3 Esquema que representa el efecto Cherenkov.

El detector Cherenkov utilizado en el experimento se colocó atrás de la última cámara de deriva, como se muestra en la figura 3.2. Este detector consistió de 96 espejos dentro de una caja de aluminio de 0.025 milímetros de grosor [30] conteniendo gas freón 114 ($C_2Cl_2F_4$) mantenido a una presión de una atmósfera; el gas freón es un tipo de gas empleado comúnmente en refrigeración y fue seleccionado para el experimento debido a sus características y al diseño del experimento [26]; el valor del índice de refracción del freón 114 es 1.0015 con lo que la velocidad mínima necesaria para que en él se desarrolle el efecto Cherenkov es $0.9985c$.

La condición umbral impuesta en la velocidad de las partículas ($v_p > c'$) para que se logre producir el efecto Cherenkov se puede extender al *momentum* de las partículas, con lo que se tienen valores de *momenta* umbrales de $2.55 \text{ GeV}/c$ para piones, $9.02 \text{ GeV}/c$ para kaones, $17.14 \text{ GeV}/c$ para protones y $0.0094 \text{ GeV}/c$ para electrones [21, 26]; con esta condición es posible discriminar algunas partículas a partir de la producción del efecto Cherenkov y del conocimiento exacto del *momentum* de cada una de ellas, información proveída por la reconstrucción de la traza dada por las cámaras de deriva.

El detector Cherenkov hizo el análisis de la intensidad de emisión de los fotones producidos; esta intensidad de luz dependía inversamente del índice de refracción del medio y la velocidad v_p de la partícula [26], en la forma:

$$I \propto \left(1 - \frac{c^2}{v_p^2 n^2} \right) \quad (3.3)$$

A través del cálculo (3.3) y los datos proporcionados por las cámaras multialámbricas, se determinó el tipo de partícula que producía el efecto (consúltese más adelante la sección 3.10.3). Una mayor información acerca del funcionamiento de este contador puede obtenerse en las referencias 24, 25 y 26.

3.9 El sistema de disparo y adquisición de datos

Durante el tiempo que duró la ejecución del experimento E766 se produjeron aproximadamente 10^6 interacciones por segundo, una cantidad de información tan grande que ni el equipo computacional más moderno podría ser capaz de registrar en su totalidad, por lo que se utilizó un sistema de disparo o *triggering* que inició el proceso de medición, registrando cierta cantidad de datos seleccionados en cada evento; tomando ciertas condiciones (encaminadas básicamente a seleccionar eventos exclusivos en el estado final) y a través de este sistema se decidió qué eventos serían registrados y cuáles serían rechazados.

La velocidad de registro de los eventos en este experimento fue de unos mil eventos por segundo [26].

El E766 utilizó un sistema *data driven* [25]; esto significa que su operación depende de sus propios datos, requiriendo un dato para poder operar el siguiente. En este sistema de adquisición de datos la información proveniente de distintas secciones del detector fluye en forma simultánea al sistema de lectura computacional. Una información más detallada de la manera en que opera este sistema se encuentra en las referencias 25 y 26.

3.10 El análisis de los datos

El proceso del análisis y la selección de los datos del experimento E766 se dividió en cuatro pasos; los tres primeros fueron realizados directamente por computadoras muy rápidas y consistieron en: a) la reconstrucción de trayectorias; en este paso se calculó la trayectoria de cada una de las partículas usando la información de las trazas dada por las cámaras de deriva; a partir de estas trayectorias reconstruidas se midieron los *momenta* de las partículas; b) la reconstrucción de vértices; en este paso se buscó la posición de los puntos de interacción primaria y los puntos de decaimiento de las partículas producidas en el blanco; c) la identificación de partículas, en este paso se estableció la identidad de las partículas. El último paso del análisis fue la selección de los estados finales de interés, propios de cada estudio en particular.

3.10.1 La reconstrucción de las trayectorias

Las trayectorias de las partículas se reconstruyeron a partir de la información proporcionada por las cámaras multialámbricas y por el campo magnético, medido en cada punto de la región del espectrómetro en base a un sistema computacional, usando la información de los cuatro planos de cada cámara. Se lograron reconstruir

cuatro vistas independientes para cada trayectoria, de esta forma se reconstruyó una imagen tridimensional de la trayectoria seguida por cada partícula [26].

Las trazas se dividieron en tres grupos principalmente [25]: a) las que provenían de partículas que pasaron por las seis cámaras de deriva; b) las que procedían de partículas que atravesaron las primeras cuatro cámaras, y c) las que pertenecían a partículas que viajaron por las últimas cuatro cámaras.

El procesador se empleó como un filtro de datos; se estableció que el *momentum* total en la dirección Z asociado a las trazas de cada evento debería ser mayor que $19.9 \text{ GeV}/c$ [21], es decir:

$$\sum_{i=1}^N P_{Zi} > 19.9 \text{ GeV}/c \quad (3.4)$$

donde las trazas con valor $P_Z \geq 24.45 \text{ GeV}/c$ no fueron incluidas en la suma, siendo consideradas como trazas del haz de protones que no interactuaron con el blanco y que fueron detectadas como parte del evento; a estas trazas se les llamó trazas probables del haz [25].

Esta primera fase del análisis (*PASS 1*) filtró aproximadamente el 50% de los eventos; cada evento que sobrevivió a las condiciones impuestas por *PASS 1* fue registrado y la información obtenida se agregó a la ya existente [25].

3.10.2 La reconstrucción de los vértices

A los eventos que sobrevivieron al procesador *PASS 1* posteriormente se les aplicó un siguiente paso de análisis, encargado de la reconstrucción de vértices de cada evento (*PASS 2*); una vez determinados estos vértices, el programa se encargó de mejorar la reconstrucción de las trayectorias usando estos nuevos puntos determinados.

Se definió como vértice al punto en el que dos o más trazas se intersectan; en el experimento se consideraron dos categorías: vértice primario y vértices secundarios [25]. El vértice primario de cada evento es el punto en el que se produce la colisión de algún protón del haz con un protón del blanco, por lo que este vértice debe estar situado dentro de las dimensiones del blanco de hidrógeno; en el paso inicial *PASS 1*, se exigió que en ese punto deberían converger por lo menos tres de las trayectorias reconstruidas en cada evento. La máxima separación entre las trayectorias que pasaban por ese punto fue de 1.1 milímetros [25]. Una vez obtenido el vértice primario de algún evento en particular, las trayectorias derivadas de él fueron reajustadas, tomando a ese vértice primario como el origen de todas esas trayectorias.

Se consideraron como vértices secundarios aquellos puntos en donde decayeron las partículas producidas durante la colisión protón-protón. Estos vértices secundarios se determinaron por la intersección de al menos dos de las trayectorias reconstruidas en el paso anterior [21].

Para hacer el análisis de los vértices primario y secundario, se definieron y reconstruyeron tres grupos de trazas: a) buenas trazas, b) trazas fuera de tiempo, y c) trazas del haz [25]. Se le llama buena traza a la generada por una partícula cargada con un *momentum* menor a $23 \text{ GeV}/c$; la medida temporal de su traza debe estar de acuerdo con la medida que la identifica como parte del evento. Estas trazas pudieron ser asignadas a un vértice o pudieron no ser asignadas a vértice alguno (un 2% de los eventos que pasaron por *PASS 2* tuvieron trazas no asignadas).

Las trazas fuera de tiempo son aquellas en las que se determinó que no pertenecían al evento en cuestión, sino a uno anterior, pues presentaron una diferencia temporal significativa entre su producción y el desarrollo del evento al que supuestamente pertenecerían. Por último se tuvieron las trazas del haz, que son las trazas que presentaron valores de *momenta* mayores a $23 \text{ GeV}/c$, por lo que no se les asignó vértice alguno.

Los cortes aplicados en el *PASS 2* fueron en el *momentum* total transversal y

en el *momentum* longitudinal total. El *momentum* longitudinal total fue calculado sumando la componente *Z* del *momentum* de cada partícula, P_{Zi} . Se tomaron eventos con un *momentum* longitudinal total mayor o igual a $26.5 \text{ GeV}/c$ [21], es decir:

$$\sum_{i=1}^N P_{Zi} \geq 26.5 \text{ GeV}/c \quad (3.5)$$

donde N es el número de trayectorias asignadas al vértice primario. El *momentum* transversal total al cuadrado, P_T^2 , se tomó de la siguiente forma:

$$P_T^2 = \left[\sum_{i=1}^N P_{Xi} - (-0.275) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^N P_{Yi} - (-0.030) \right]^2 \leq 0.02 \text{ GeV}/c \quad (3.6)$$

Los valores -0.275 y $-0.030 \text{ GeV}/c$ fueron sustraídos de P_{Xi} y P_{Yi} ; estos valores corresponden a las componentes promedio de P_X y P_Y del haz incidente de protones. En este paso del análisis se impuso la condición $P_T^2 \leq 0.02 \text{ GeV}/c$ mostrada en la ecuación (3.6). Imponiendo las condiciones (3.5) y (3.6), el *PASS 2* fue procesado en una computadora NEC SX-2; los 180 millones de eventos provenientes del *PASS 1* le tomaron seis meses en ser analizados, sobreviviendo poco más de doce millones a las condiciones impuestas en este segundo paso del análisis [25].

3.10.3 La identificación de las partículas

El siguiente paso en el análisis de los eventos fue la identificación de las partículas; esta fase del análisis se conoce como *PASS 3*.

Para reducir la cantidad de datos y garantizar el mayor número posible de eventos exclusivos, se impusieron nuevas restricciones; la primera se basa en la conservación de la carga eléctrica, imponiéndose la condición de que el valor de la carga total en el estado final de cada evento sea igual a $+2$ (en unidades de la carga eléctrica fundamental e), pues cada evento se produjo a partir del choque

de dos protones (cada uno con carga eléctrica +1). La segunda condición se basó en la conservación del *momentum*; para cada evento se definió un nuevo sistema coordinado ortogonal, donde se tomó como la dirección Z positiva la dirección seguida por el protón incidente que produjo el evento [21]; se esperaba que el estado final tuviera un *momentum* transversal nulo, por lo que se tomaron únicamente los eventos que en el estado final tuvieron un valor de *momentum* transversal total cuadrático menor o igual a 0.01 (GeV/c)^2 , es decir, para cada evento con N trazas en su estado final:

$$P_T'^2 = \left(\sum_{i=1}^N P_{X_i}' \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N P_{Y_i}' \right)^2 \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (3.7)$$

Además se eliminaron los eventos que no tuvieron todas sus trazas asignadas a un único vértice primario [25], exceptuándose los eventos cuyas trazas no asignadas al vértice primario fueran del haz o trazas fuera de tiempo.

La identificación de las partículas se hizo de dos maneras: a) una identificación indirecta, basada en la conservación de la energía y el *momentum*, y b) una identificación directa, que consistió en determinar la masa de cada partícula, utilizando la información del contador Cherenkov y del sistema tiempo de vuelo [25].

3.10.3.1 La identificación indirecta de las partículas

A las trayectorias de los eventos que sobrevivieron a las condiciones anteriores, se les asignó un conjunto de identidades probables (π^+ , π^- , p , \bar{p} , K^+ , K^-). A un conjunto de asignaciones se le consideró como una posible solución del evento. En ocasiones fue posible obtener la solución más probable para un evento, exigiendo el cumplimiento combinado de las leyes de conservación de energía y *momentum*, técnica $\Delta(E - P_t)$. En este paso se impuso el corte:

$$-0.028 \text{ GeV} \leq \sum_{i=1}^N (E_i - P_{t_i})_{final} - \sum_{i=1}^N (E_i - P_{t_i})_{inicial} \leq 0.032 \text{ GeV} \quad (3.8)$$

A pesar de los cortes impuestos en *PASS 1* y *PASS 2*, el corte en el *momentum*

transversal (3.7) y la condición (3.8), hubo eventos consistentes con más de una solución.

3.10.3.2 La identificación directa de las partículas

La identificación directa consistió en identificar a las partículas determinando su masa; la masa de una partícula fue medida usando su *momentum* y su velocidad [25]. La velocidad de las partículas fue obtenida por dos formas: a) para partículas muy veloces (con velocidades mayores a $0.99c$) se utilizó el contador Cherenkov, y b) para partículas con velocidades menores a $0.99c$ se utilizó el sistema tiempo de vuelo; el valor del *momentum* para cada una de las partículas [21] se obtuvo del conocimiento de la forma de la respectiva trayectoria y del campo magnético.

Usando el valor detectado de la intensidad de la radiación Cherenkov emitida por una partícula cargada fue posible determinar su velocidad [25], véase la ecuación (3.3).

Capítulo 4

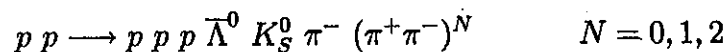
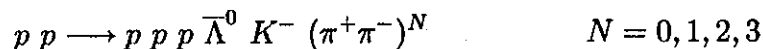
El análisis de los decaimientos Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$

En el proceso de producción, registro y análisis de los datos del experimento E766 (consúltese la sección 3.10) se reconstruyeron las trayectorias de las partículas (*PASS 1*), se determinaron para cada evento los vértices primario y secundario (*PASS 2*) y se asignó una identificación a las partículas (*PASS 3*); aproximadamente tres millones de eventos superaron todos los cortes y fueron clasificados, por lo tanto, como eventos exclusivos.

Las partículas Lambda estudiadas en la presente disertación provinieron, en su totalidad, de la reacción [18]:



Las reacciones a partir de las cuales provinieron, en su mayor parte, las partículas Antilambda [18] fueron:



En este estudio consideramos reacciones del tipo $p p \rightarrow \Lambda^0 X$ y $p p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X$, donde X representa el resto de los productos de la reacción, ignorados en nuestro análisis.

Las muestras que utilizamos para medir la vida media de Lambda y la de Antilambda provinieron de los tres millones de eventos procedentes del *PASS 3*. La forma en que seleccionamos estas muestras se detalla en la sección 4.1.

4.1 La selección de los decaimientos Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$

Para seleccionar las muestras tanto de Lambdas como de Antilambdas, aplicamos las siguientes condiciones:

a) Cada evento seleccionado debería poseer una única traza del haz incidente; tomamos esta condición con el fin de restringir la selección a un solo evento por cada colisión.

b) Seleccionamos eventos con un único vértice primario y un único vértice secundario. En el vértice primario se debieron de originar todas las trazas de cada evento. El segundo vértice debió identificarse como una Λ^0 (para el caso de las Lambdas) o como una $\bar{\Lambda}^0$ (para el caso de las Antilambdas).

c) El vértice primario de cada evento debió situarse dentro del blanco, es decir, la posición Z del vértice primario debió estar en el intervalo de -156.72 a -127.00 centímetros. Esta condición garantiza que la reacción que produce las Lambdas y las Antilambdas proviene de una colisión entre el protón del haz y al menos un protón del blanco.

d) El vértice secundario debió ubicarse fuera del blanco de hidrógeno, es decir, la posición Z del vértice secundario debió ser mayor a -121.92 centímetros. Con esta condición el segundo vértice se situó después del blanco en la dirección de las cámaras multialámbricas, reduciendo con ello las posibles incertezas sistemáticas introducidas por pérdida de energía de los productos de decaimiento de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ al atravesar el blanco.

e) Las trayectorias de cada una de las partículas del evento, en el estado final, debieron estar asignadas al vértice primario o al vértice secundario. La proyección de la composición de las trayectorias asignadas al vértice secundario debió pasar por el vértice primario.

f) En cada evento requerimos que las partículas de los decaimientos analizados (p y π^- para Λ^0 y \bar{p} y π^+ para $\bar{\Lambda}^0$) se originaran a partir de las partículas principales Lambda y Antilambda.

Partiendo de una muestra seleccionada (una salida de *PASS 3*) de 57,000 eventos consistentes con Lambda, obtuvimos una muestra de 27,127 Λ^0 que pasaron los cortes anteriores; a partir de otra muestra de 400,000 eventos consistentes con Antilambdas logramos obtener una muestra de 51,421 $\bar{\Lambda}^0$. Para equiparar el número en ambas muestras tomamos 26,695 $\bar{\Lambda}^0$ para el presente estudio de vida media.

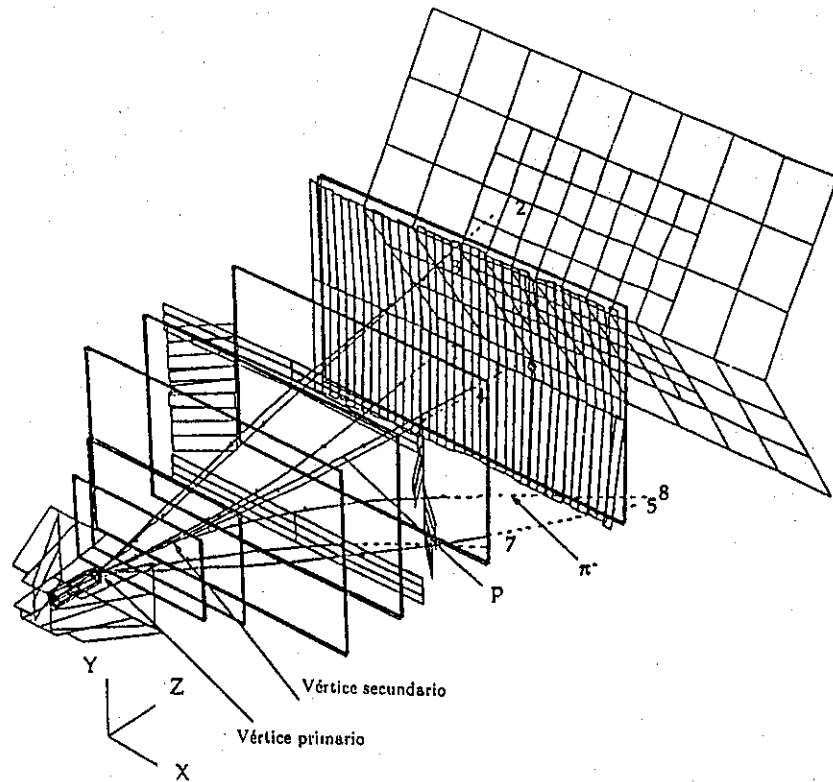


Fig. 4.1 Decaimiento $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ en un evento de 8 trazas.

En las figuras 4.1 y 4.2 mostramos un decaimiento típico $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ que sobrevivió a todos los cortes impuestos; este evento presenta 8 trazas en su estado final. En la Fig. 4.1 se muestran algunos de los componentes del detector con lo que se ilustran mejor las trayectorias seguidas por las partículas que participaron en ese evento.

En las dos vistas presentadas en la figura 4.2 se especifica en una mejor manera la posición del vértice primario, punto donde convergen todas las trayectorias de las partículas producidas en el evento y que se encuentra dentro del blanco; también se observa la posición del vértice secundario, que se ubica fuera de las dimensiones del blanco de hidrógeno. La traza 6 que se curva en el sentido X negativo corresponde al protón y la traza 8 que se desvía en el sentido X positivo representa al π^- , producidos por el decaimiento de la partícula Lambda que tiene asignada la traza representada por puntos, indicando su trayectoria reconstruida, ya que por ser una partícula neutra no fue posible determinar directamente su traza.

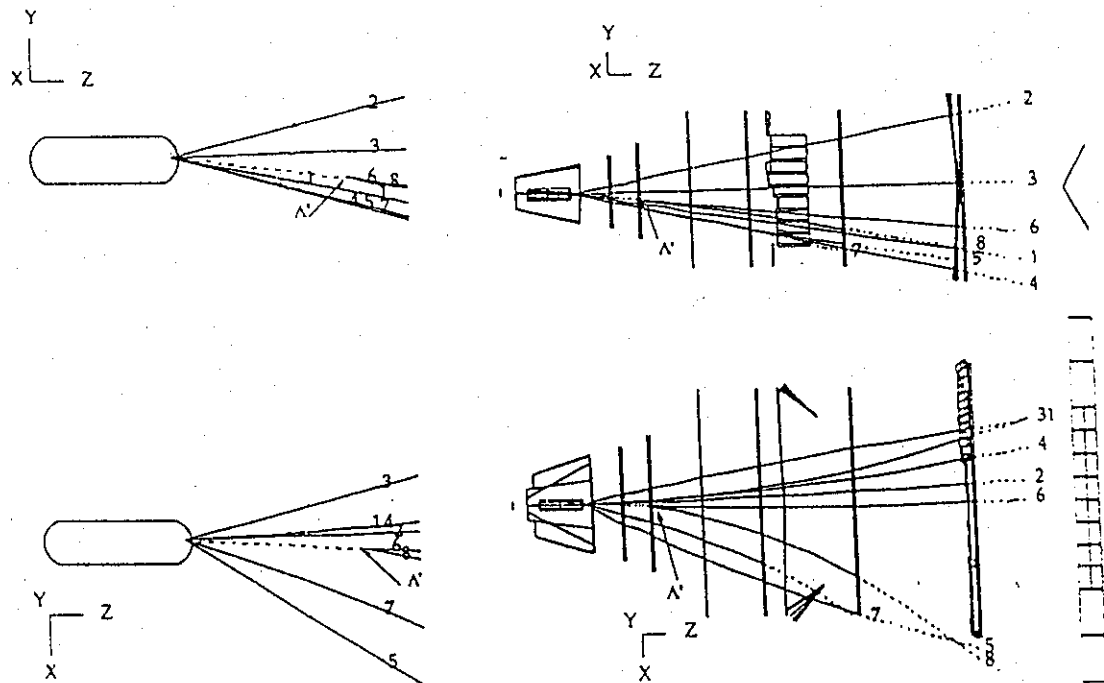


Fig. 4.2 Decaimiento Λ^0 mostrando sus vértices primario y secundario.

En forma similar, en la figura 4.3 mostramos un evento en el que se presenta el decaimiento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$, que es el tipo de decaimiento Antilambda analizado para medir su vida media. Asumimos este decaimiento como el más probable de acuerdo a lo estipulado por el teorema *CPT*.

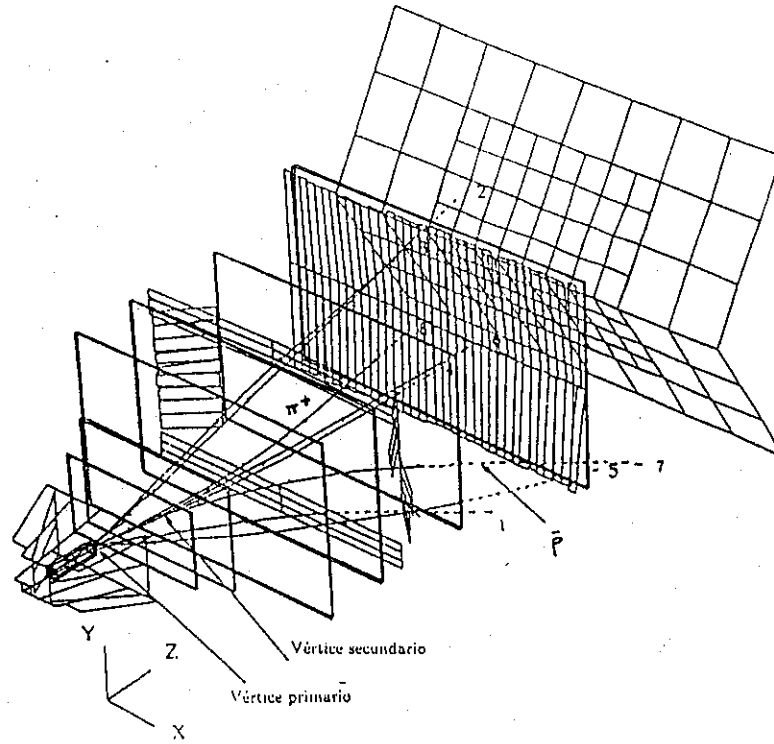


Fig. 4.3 Perspectiva de un decaimiento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$.

En el evento ilustrado en la figura 4.3, la traza 7 que muestra una desviación en el sentido *X* positivo corresponde al antiprotón producido por el decaimiento de la Antilambda y la traza 8 que se curva en el sentido *X* negativo corresponde al π^+ , el otro producto del decaimiento. La trayectoria de Antilambda se representa por una línea discontinua, enfatizando que es una partícula neutra incapaz de dejar trazas en las cámaras de deriva. En la figura 4.4 con dos vistas del mismo decaimiento, se observa que el vértice primario está ubicado dentro del blanco y el vértice secundario está fuera de él, como se exigió en las condiciones de la selección de los decaimientos.

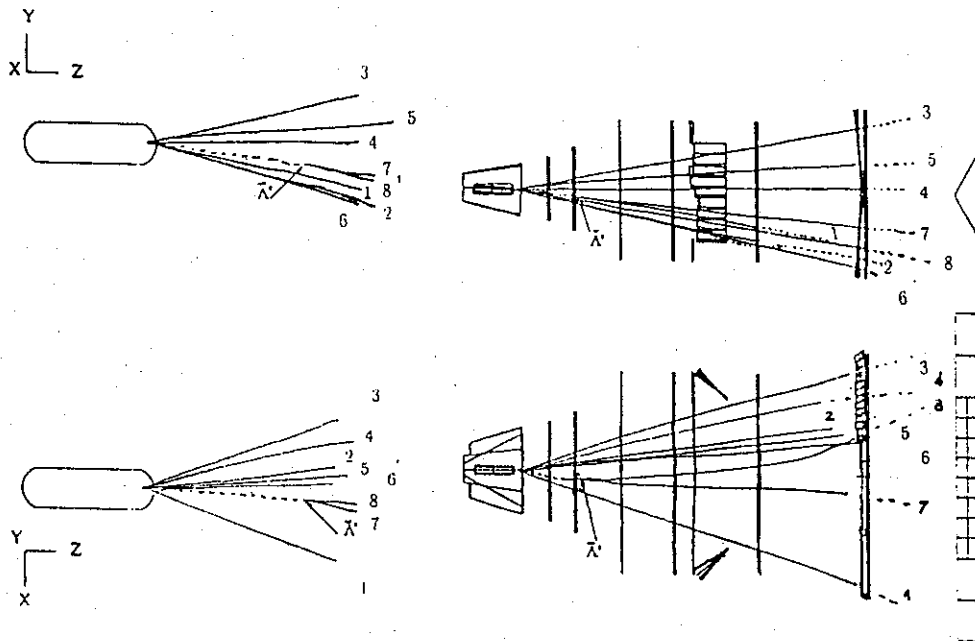


Fig. 4.4 Decaimiento $\bar{\Lambda}^0$ mostrando sus vértices primario y secundario.

4.2 La masa invariante de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$

Tanto las Lambdas como las Antilambdas fueron reconstruidas a partir de sus productos de decaimiento (véase Fig. 4.1 a 4.4). Usando los valores medidos de los *momenta* de los productos de decaimiento de Lambda (protón y π^-), determinamos su masa invariante M_{Λ^0} evento por evento, véase la ecuación (1.2). La distribución de esta medición se observa en la figura 4.5 para la submuestra de 519 eventos (baja estadística). La distribución de masa invariante para la muestra principal de Lambda se observa en la figura 4.7.

En la distribución de masa invariante para esta muestra de Lambdas presentada en la figura 4.5 hay 519 eventos graficados en 50 bins de $0.0004 \text{ GeV}/c^2$ cada uno, entre 1.105 y $1.125 \text{ GeV}/c^2$. Ajustamos esta distribución a una gaussiana de la forma:

$$f(\bar{M}_{\Lambda^0}, \sigma_{M_{\Lambda^0}}) = Ce^{-\left(\frac{\bar{M}_{\Lambda^0} - M_i}{\sigma_{M_{\Lambda^0}}}\right)^2}, \quad (4.3)$$

utilizando el método de mínimos cuadrados obtuvimos una desviación estándar $\sigma = 0.0010 \text{ GeV}/c^2$, por lo que nuestro resultado es:

$$M_{\Lambda^0} = 1.1157 \pm 0.0010 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.4)$$

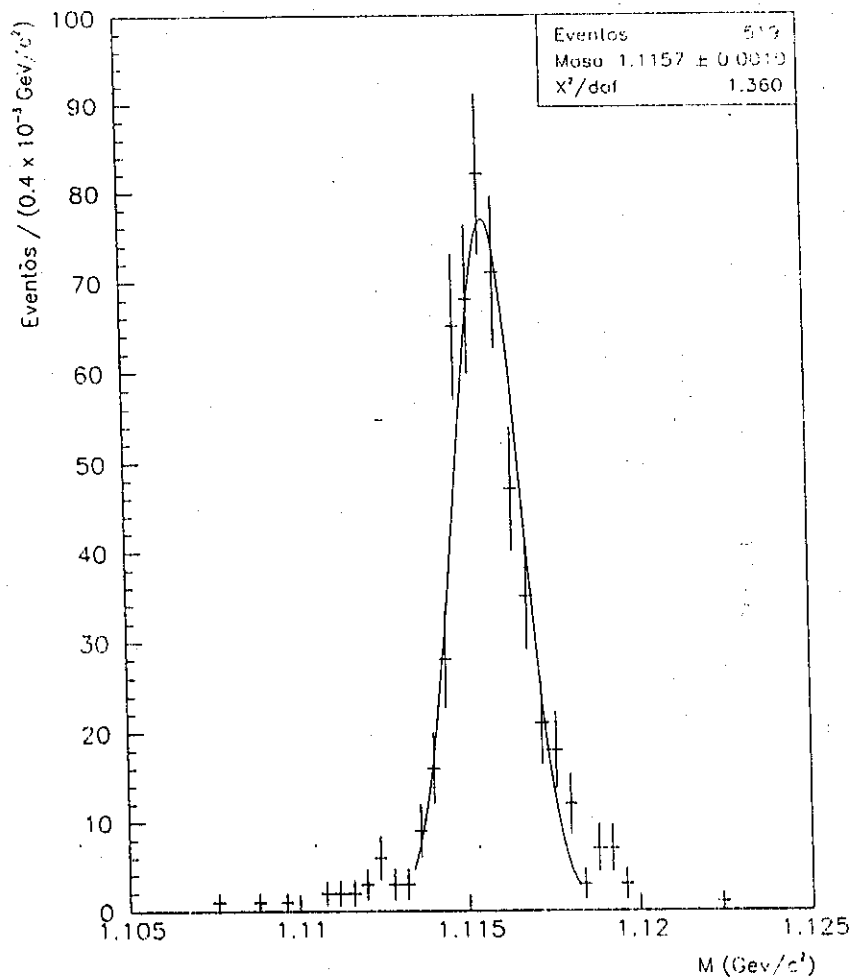


Fig. 4.5 Distribución de masa invariante de Λ^0 con 519 decaimientos.

En el ajuste de esta distribución obtuvimos el valor χ^2/dof de 1.360, indicando que el ajuste es aceptable (consúltese la sección 1.2.1). Considerando las incertezas este resultado a baja estadística está de acuerdo con el valor aceptado actualmente para la masa de Lambda [1].

Mostramos en la figura 4.6 la distribución de masa invariante para la submuestra de decaimientos $\bar{\Lambda}^0$. Empleamos 50 bins, en donde se ubicaron los 529 datos que pasaron por cortes similares a los impuestos para Λ^0 ; ajustamos esta distribución gaussiana con un análisis de mínimos cuadrados y obtuvimos una desviación estándar $\sigma = 0.0009 \text{ GeV}/c^2$, dando como resultado:

$$M_{\bar{\Lambda}^0} = 1.1153 \pm 0.0009 \text{ GeV}/c^2 \quad \chi^2/dof = 1.686 \quad (4.5)$$

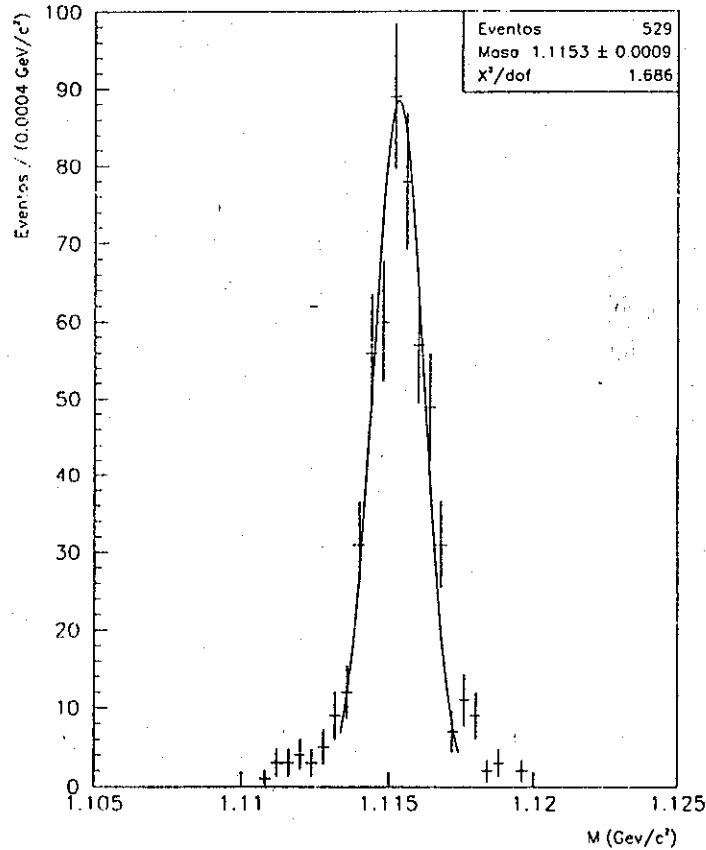


Fig. 4.6 Distribución de masa invariante de $\bar{\Lambda}^0$ con 529 decaimientos.

El parámetro C de la ecuación (4.3), por ser la constante de normalización, no tiene importancia en nuestro estudio. Utilizando los cortes descritos y la misma relación para determinar los valores de masa invariante de cada decaimiento Lambda y Antilambda se analizaron muestras de alta estadística, la primera con 57,000 decaimientos Λ^0 , de los cuales 24,731 sobrevivieron a los cortes impuestos.

La distribución principal de masa invariante para Lambda se muestra en la figura 4.7; ajustamos esta distribución a una gaussiana, utilizando el método de mínimos cuadrados obtuvimos una desviación estándar $\sigma = 0.0008 \text{ GeV}/c^2$, dando el resultado:

$$M_{\Lambda^0} = 1.1156 \pm 0.0008 \text{ GeV}/c^2 \quad \chi^2/dof = 4.051 \quad (4.6)$$

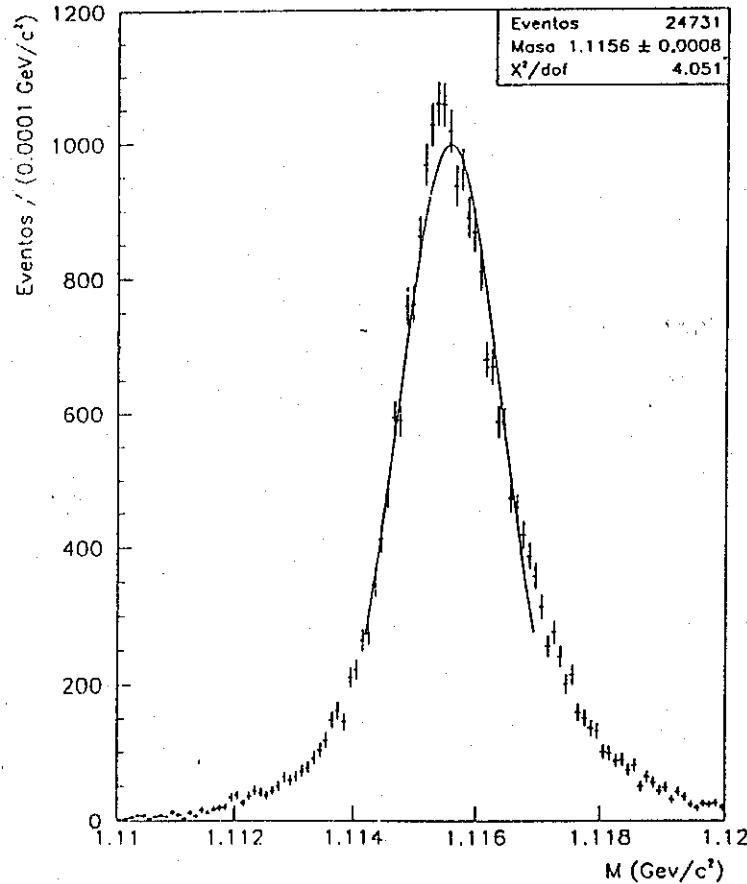


Fig. 4.7 Distribución de masa invariante de Λ^0 empleando 24,731 decaimientos.

La distribución de masa invariante de Antilambda se muestra en la figura 4.8; esta distribución está constituida por 24,992 decaimientos $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$. Ajustamos a una distribución gaussiana a través del método de mínimos cuadrados y obtuvimos una desviación estándar $\sigma = 0.0009 \text{ GeV}/c^2$, dando el resultado:

$$M_{\bar{\Lambda}^0} = 1.1154 \pm 0.0009 \text{ GeV}/c^2 \quad \chi^2/dof = 4.787 \quad (4.7)$$

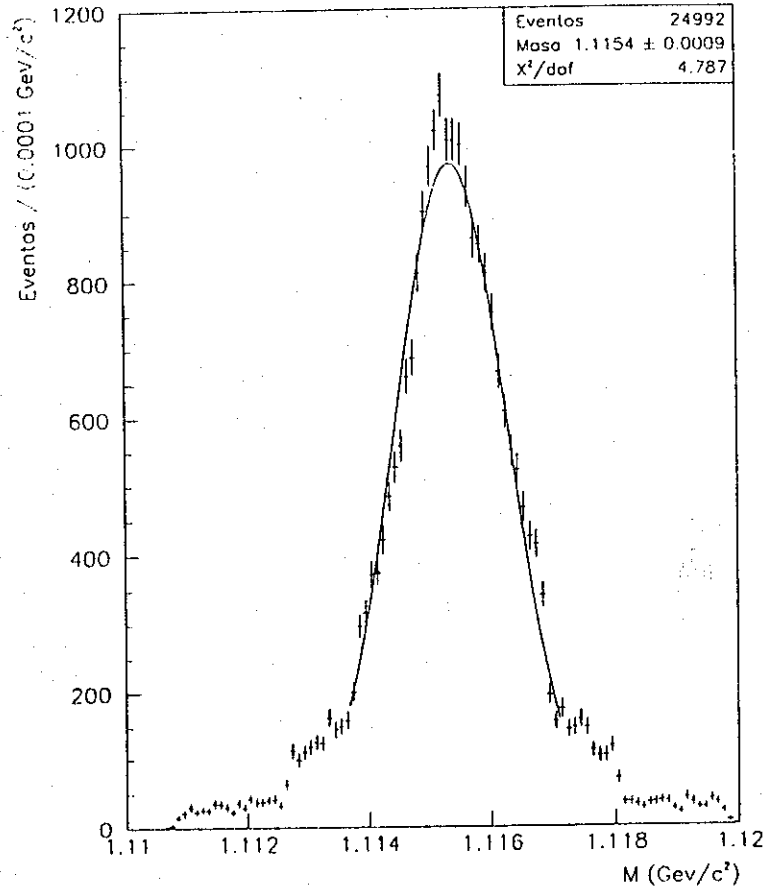


Fig. 4.8 Distribución de masa invariante de $\bar{\Lambda}^0$ empleando 24,992 decaimientos.

El valor para $M_{\bar{\Lambda}^0}$ está de acuerdo, dentro de los errores experimental, con el valor reportado por Hartouni *et al.*, ($M_{\bar{\Lambda}^0} = 1115.690 \pm 0.008 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$) en su análisis de las masas de Lambda y Antilambda [18], mientras el valor (4.6) para M_{Λ^0} está de acuerdo al valor reportado en la literatura mundial [1].

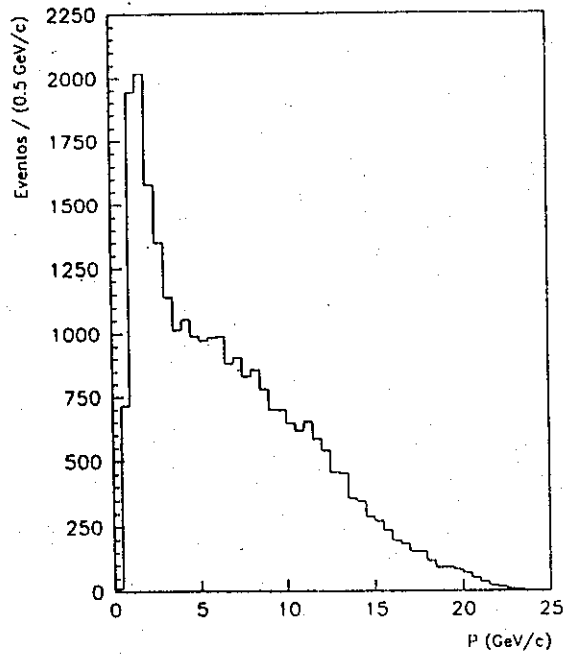
Ajustamos en la región central las distribuciones de masa invariante a baja y alta estadística para ambas partículas. En esa región central determinamos la masa invariante obtenida a partir de trayectorias que presentaron la menor incertidumbre; por lo general fueron trayectorias reconstruidas por las seis cámaras multialámbricas. Los hombros observados en la base de las distribuciones son causados por cortes impuestos durante la selección de los eventos Lambda o Antilambda.

A través de los ajustes tomados en la región central obtuvimos valores de χ^2/dof bajos; al tomar un ajuste sobre toda la distribución el χ^2/dof aumentaba, indicando que el ajuste no era completamente satisfactorio, aunque el valor medio (el valor promedio de la masa invariante para Lambda y Antilambda) no fue afectado; esto se debe a que las distribuciones de masa mostradas en las figuras 4.7 y 4.8 son una superposición de las distribuciones de masa para eventos que pasaron por todas las cámaras de deriva, por cinco o por cuatro de ellas.

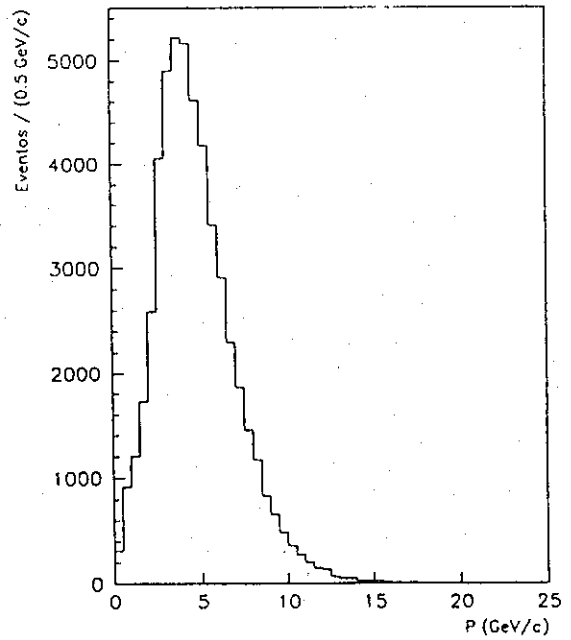
En los ajustes de las distribuciones de masa invariante a baja estadística obtuvimos valores más bajos de χ^2/dof que los que obtuvimos para los ajustes de las distribuciones de alta estadística; esto se debe a que las barras de error estadístico en las submuestras de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ encubren las distorsiones introducidas por la aceptación del detector; sin embargo, dentro de los errores experimentales se obtuvo el mismo valor medio de masa en las distribuciones a baja y a alta estadística, por lo que se decidió no tomar correcciones por aceptación.

A partir de los valores medios obtenidos en los ajustes de las distribuciones de masa invariante de las figuras 4.7 y 4.8, deducimos que los cortes impuestos a esas muestras condujeron a seleccionar con toda certeza decaimientos Lambda y Antilambda, que era el objetivo de esta parte del análisis.

Para las muestras principales de Lambda y Antilambda construimos las distribuciones de *momenta* que se presentan en la figura 4.9. En la figura 4.9 (a) se observa que en la región menor a $2.4 \text{ GeV}/c$ existe una distorsión; esta distorsión se debe a problemas con la aceptación del detector.



(a)



(b)

Fig. 4.9 Distribuciones de *momenta* P_{Λ^0} y P_{Λ^0} .

En la distribución de *momenta* de Antilambdas en la figura 4.9 (b) también se observa una distorsión en la región con *momentum* menor a $2.7 \text{ GeV}/c$. La razón por la que estas distorsiones en los *momenta* sean diferentes se debe a que la aceptación del detector afecta en forma distinta a cada una de estas partículas.

Capítulo 5

Resultados y discusiones

Toda medición proveniente de un experimento en el que se utilice alguna técnica estadística se encuentra sujeta a dos clases de errores: los estadísticos y los sistemáticos. Los errores estadísticos provienen del ajuste hecho para las distribuciones a un modelo estadístico en particular, mientras los errores sistemáticos se deben a los errores introducidos por imprecisiones en las mediciones de los parámetros que se han de calcular. Para la determinación de la vida media de las partículas Lambda y Antilambda se dieron ambos tipos de errores, sin embargo, el error sistemático es básicamente de una magnitud considerablemente menor que el estadístico por lo que en los resultados finales no se tomó en cuenta, ya que su contribución quedó encubierta por el error estadístico que es de un valor significativamente mayor.

5.1 Discusión sobre los errores

Agrupamos a los errores sistemáticos en el experimento en dos clases: los que provinieron de las medidas efectuadas directamente por el espectrómetro y los errores introducidos a través de los cálculos efectuados para llegar a los resultados de la vida media de Lambda y de Antilambda.

A pesar de la alta eficiencia de todos los instrumentos utilizados en el montaje experimental (consúltese el capítulo 3), existieron incertezas en la determinación de algunas medidas dadas por estos instrumentos. Una de ellas se dio en la medición de la posición de las trazas en las cámaras de deriva, estimándose una incertidumbre de 150 a 200 micrómetros en la posición en que las partículas atravesaron cada plano de las cámaras multialámbricas [27]; este pequeño error fue trasladado a las mediciones de los *momenta* de las partículas.

La medición de los *momenta* de las partículas también estuvo afectada por el error en la medición del campo magnético, el cual fue medido con una incerteza de ± 1 gauss, además la estabilidad del campo magnético dependió directamente de la estabilidad de la corriente eléctrica proporcionada por las fuentes del BNL; esta corriente estuvo regulada con variaciones de $\pm 0.1\%$ por lo que se estimó el error relativo en la determinación del *momentum* como $\Delta p/p = 0.01$, que resultó finalmente en un error en la medición de la masa de las partículas de $\pm 0.1\%$ [18]. Por otro lado, la identificación de partículas, en base a la medición del *momentum*, en general fue satisfactoria, excepto en la región de 1.6 a 2.5 GeV/c [25].

Para estudiar en forma general el efecto y los errores introducidos por la aceptación del detector en todas las partículas, necesitaríamos utilizar una simulación Monte Carlo. Este programa computacional consiste de un generador de eventos y un detector que calcula la aceptación del detector para los eventos generados. En el simulador de eventos se deben usar los mismos cortes impuestos a los eventos reales, de tal manera que se reproduzca la misma situación.

5.2 Los resultados de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$

Obtuvimos el valor τ de la vida media para Lambda y Antilambda a partir de las mediciones de las distancias de sus decaimientos, los valores de sus *momenta* y el valor de la masa de acuerdo con la ecuación (en los apéndices se muestra la deducción):

$$\tau_i = \frac{d_i \times M_0}{P_i \times c} \quad (5.1)$$

donde d_i es la distancia de decaimiento de la i -ésima partícula Λ^0 o $\bar{\Lambda}^0$, M_0 es el valor de la masa propia de la partícula Lambda o Antilambda, P_i es el *momentum* de la i -ésima partícula Λ^0 o $\bar{\Lambda}^0$ y c es la velocidad de la luz en el vacío. El valor que utilizamos para la masa M_0 es el valor medio que se reporta en el *Particle Data Group '96* [27], siendo 1.115683 GeV/c² para las Lambdas; este mismo valor fue tomado para las Antilambdas de acuerdo con la predicción *CPT*.

Ajustamos las distribuciones de tiempo propio para los decaimientos Lambda y Antilambda a una función de decaimiento exponencial por la técnica de mínimos cuadrados (consúltese la sección 1.2.1.1). A continuación presentamos el ajuste y el análisis de estas distribuciones.

La distribución de tiempos propios para la muestra de 519 decaimientos Lambda es la que mostramos en la figura 5.1. El valor que obtuvimos para la vida media fue:

$$\tau_{\Lambda^0} = (2.50 \pm 0.13) \times 10^{-10} \text{ s} \quad (5.2)$$

con un χ^2/dof de 1.046.

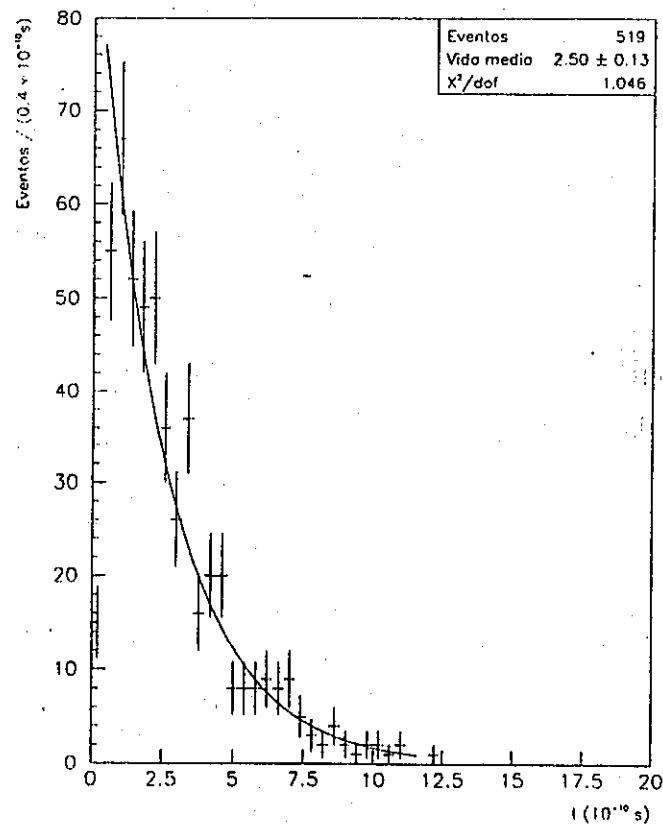


Fig. 5.1 Distribución de tiempos propios de Λ^0 con 519 decaimientos.

La distribución de tiempos propios para decaimientos Antilambda, utilizando la submuestra de 520 eventos se presenta en la figura 5.2. A través del ajuste mostrado en la distribución llegamos a:

$$\tau_{\bar{\Lambda}^0} = (2.49 \pm 0.18) \times 10^{-10} \text{ s} \quad (5.3)$$

con un valor χ^2/dof de 0.99.

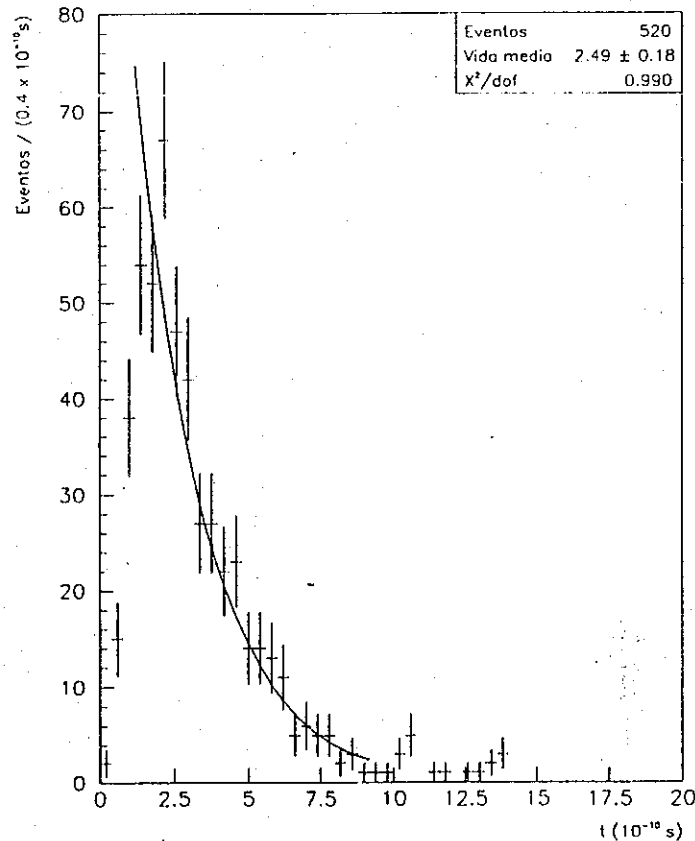


Fig. 5.2 Distribución de tiempos propios de $\bar{\Lambda}^0$ con 520 decaimientos.

La distribución de tiempos propios a alta estadística para decaimientos Lambda se muestra en la figura 5.3; se observa claramente su decaimiento exponencial característico. A través del ajuste obtuvimos un valor de:

$$\tau_{\Lambda^0} = (2.66 \pm 0.03) \times 10^{-10} \text{ s} \quad \chi^2/dof = 6.333 \quad (5.4)$$

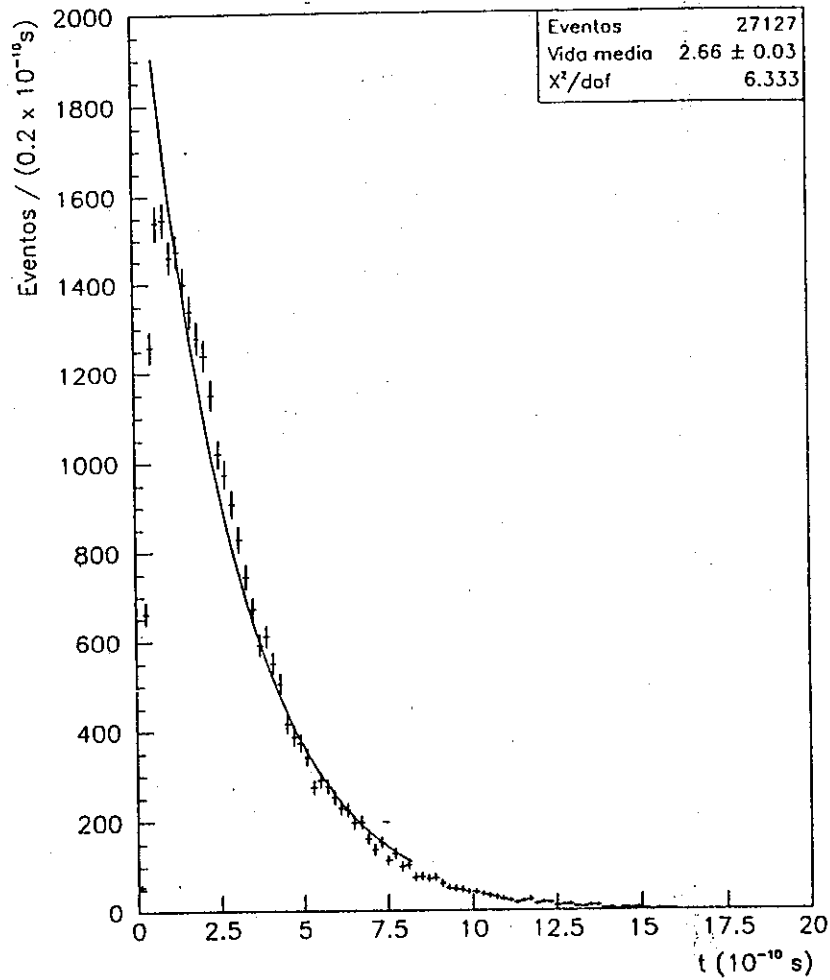


Fig. 5.3 Distribución de tiempos propios de Λ^0 con 27,127 decaimientos.

Para el ajuste a esta distribución tomamos 27,127 decaimientos $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ totalmente reconstruidos que sobrevivieron a los cortes impuestos (consúltese la sección 4.1). A esta misma distribución le aplicamos el método *maximum likelihood* con el que se obtuvo el valor $\tau_{\Lambda^0} = (2.66 \pm 0.03) \times 10^{-10}$ segundos similar al anterior, pero con un χ^2/dof de 14.53.

La distribución de tiempos propios a alta estadística para Antilambda se presenta en 100 bins en la figura 5.4. El valor que obtuvimos para la vida media con un ajuste de mínimos cuadrados fue:

$$\tau_{\bar{\Lambda}^0} = (2.64 \pm 0.05) \times 10^{-10} \text{ s} \quad \chi^2/dof = 4.05 \quad (5.5)$$

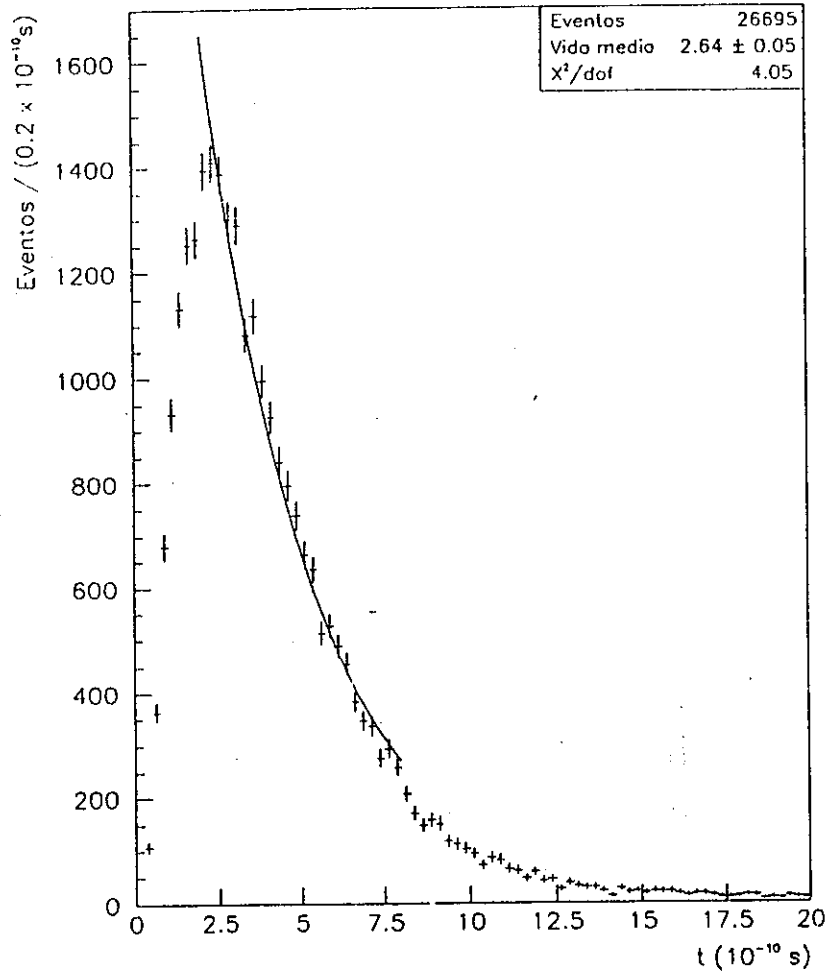


Fig. 5.4 Distribución de tiempos propios de $\bar{\Lambda}^0$ con 26,695 decaimientos.

En este ajuste tomamos 26,695 eventos Antilambda que decayeron a través de la reacción $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^-$. El valor que obtuvimos por el método *maximum likelihood* fue $\tau_{\Lambda^0} = (2.64 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ segundos con un χ^2/dof de 13.01.

Los valores de χ^2/dof en ambas distribuciones de alta estadística (figuras 5.3 y 5.4) presentan valores altos debido a que en estos casos los errores introducidos por aceptación del detector ya no son totalmente cubiertos por el error estadístico, situación contraria a la que sucedió con las muestras analizadas para los decaimientos Lambda y Antilambda empleando baja estadística.

Debido a que los valores centrales son consistentes en cada caso, tomamos como nuestros resultados los valores obtenidos a alta estadística; los valores se muestran en la tabla 5.1, que muestra únicamente los valores obtenidos por el método de mínimos cuadrados, ya que los obtenidos por el método *maximum likelihood* son iguales a éstos últimos.

Partícula	Vida media (10^{-10} segundos)	χ^2/dof	Número de eventos
Λ^0	2.50 ± 0.13	1.046	519
$\bar{\Lambda}^0$	2.49 ± 0.18	0.990	520
Λ^0	2.66 ± 0.03	6.333	27,127
$\bar{\Lambda}^0$	2.64 ± 0.05	4.050	26,695

Tabla 5.1 Valores de τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$ para alta y baja estadística

El valor obtenido para la vida media de Lambda está en total acuerdo con los últimos valores reportados [2, 3, 4], provenientes de experimentos clasificados de alta estadística debido a la cantidad de decaimientos utilizados, siendo los considerados para el valor promedio considerado actualmente de τ_{Λ^0} .

Los resultados considerados para el valor promedio actual de tiempo de vida de Lambda así como el medido en el presente análisis se presentan en la tabla 5.2, donde se observa la congruencia de nuestro valor con aquellos; en la figura 5.5 comparamos gráficamente estos resultados. Debido a este resultado es que se confirma la certeza en los cortes impuestos para el ajuste de la distribución de tiempo propio mostrada en la figura 5.3. Nuestro valor para $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$ está de acuerdo con el último valor reportado [5].

Autor	Año del estudio	Vida media (10^{-10} s)	Eventos analizados
Poulard [2]	1,973	2.626 ± 0.020	36,000
Clayton [3]	1,975	2.611 ± 0.020	34,000
E. Zech [4]	1,977	2.69 ± 0.03	53,000
Promedio [1]		2.632 ± 0.020	
E766	1,996	2.66 ± 0.03	27,127

Tabla 5.2 Valores considerados para el promedio actual [1], comparados con el valor obtenido en este trabajo (E766).

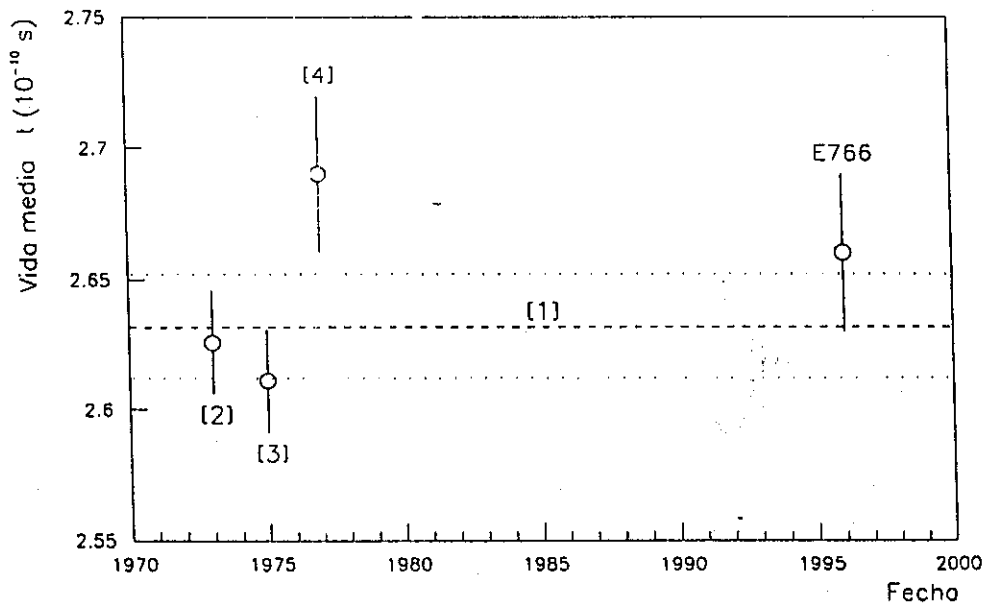


Fig. 5.5 Valor obtenido de τ_{A^0} (E766) comparado con mediciones de otros autores.

5.3 Análisis de la validez del teorema *CPT*

Una de las predicciones del teorema *CPT* establece (consúltese la sección 1.3) que el valor de algunas características como la masa y la vida media en un partícula-antipartícula, debe ser el mismo; tomando como base este teorema y los valores medidos para algunas partículas se han inferido los valores de estos parámetros para sus correspondientes antipartículas. De la misma manera, midiendo por aparte alguno de estos valores a una partícula y a su correspondiente antipartícula se puede hacer un análisis de la validez de este teorema.

La evaluación más reciente de este teorema utilizando la pareja $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$, la efectuó Hartouni [18]. En su informe mide por aparte los valores de las masas de Lambda M_{Λ^0} y de Antilambda $M_{\bar{\Lambda}^0}$. Su resultado final de la validez del teorema *CPT* fue:

$$\frac{(M_{\Lambda^0} - M_{\bar{\Lambda}^0})}{M_{\Lambda^0}} = (-1.08 \pm 0.90) \times 10^{-5} \quad (5.7)$$

lo que se interpreta como una validez del teorema *CPT* en una parte por 10^5 . Por otro lado la única verificación hecha hasta ahora sobre este teorema utilizando como parámetro el tiempo de vida de Lambda y de Antilambda fue realizada con las mediciones de J. Badier *et al.* arrojando un resultado de 0.044 ± 0.085 [5], es decir, una validez del teorema *CPT* de cuatro partes por cien. Este resultado se obtuvo utilizando:

$$\frac{(\tau_{\Lambda^0} - \tau_{\bar{\Lambda}^0})}{\bar{\tau}} \quad (5.8)$$

Con los valores medidos (5.5) y (5.6) para τ_{Λ^0} y para $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$, nuestro cálculo de la expresión (5.8) lleva a:

$$\frac{(\tau_{\Lambda^0} - \tau_{\bar{\Lambda}^0})}{\bar{\tau}} = 0.0076 \pm 0.0219 \quad (5.9)$$

Este valor refleja la validez de este teorema en ocho partes por millar. Nuestro resultado (5.9) es mejor en un factor de diez que el de J. Badier *et al.* Tomando el intervalo limitado por los errores se observa que el valor es consistente con cero, lo cual significa que los valores de la misma característica, en este caso el tiempo de vida, son el mismo para la pareja $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$.

Conclusiones

Utilizando una muestra de 27,127 Lambdas y otra con 26,695 Antilambdas recolectadas en el experimento BNL-E766 determinamos su vida media, τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$; para estimar las posibles influencias que en estos resultados pudo provocar la aceptación del detector, utilizamos adicionalmente una submuestra de 519 Lambdas y otra de 529 Antilambdas.

Determinamos la vida media de cada uno de estos dos bariones (Lambda y Antilambda) ajustando la distribución de tiempos propios, de cada una de las muestras, a una función exponencial de la forma $f(t) = Ce^{-kt}$ con $k = \tau^{-1}$, utilizando el método de mínimos cuadrados.

El resultado que obtuvimos para los 27,127 decaimientos que constituyeron la muestra principal de Lambdas fue $\tau_{\Lambda^0} = (2.66 \pm 0.03) \times 10^{-10}$ segundos, con un valor χ^2/dof de 6.333, mientras que para los 26,695 decaimientos Antilambda nuestro resultado fue $\tau_{\bar{\Lambda}^0} = (2.64 \pm 0.05) \times 10^{-10}$ segundos, con un valor χ^2/dof de 4.05; el resultado obtenido para la submuestra de 519 decaimientos Lambda fue $\tau_{\Lambda^0} = (2.50 \pm 0.13) \times 10^{-10}$ segundos con un valor χ^2/dof de 1.046, y el resultado para los 529 decaimientos que constituyeron la submuestra de Antilambda fue $\tau_{\bar{\Lambda}^0} = (2.49 \pm 0.18) \times 10^{-10}$ segundos con un χ^2/dof de 0.990.

Comparando los resultados de la vida media para cada uno de estos bariones (Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$) se observa que los resultados son consistentes a alta y a baja estadística, aunque se nota que el valor del χ^2/dof a alta estadística es mayor. De esto se concluye que, aunque se tuvieron problemas de aceptación que modificaron las distribuciones de tiempo propio, los resultados que obtuvimos son satisfactorios, ya que a baja estadística las distorsiones de las distribuciones quedaron encubiertas por las barras de error (se obtuvo un χ^2/dof cercano a la unidad en los ajustes a baja estadística).

Usando los resultados obtenidos para la vida media de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ calculamos una cota superior para la validez del teorema *CPT* para la pareja $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$; nuestro resultado es 0.0076 ± 0.0219 . De este resultado se concluye que el teorema *CPT* es válido aproximadamente en 8 partes por millar en el sistema $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$.

Hemos mejorado el resultado para la cota superior de la validez del teorema *CPT* midiendo la vida media en el sistema $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ en un factor de diez respecto a la medida obtenida por otros autores.

En resumen, medimos la vida media de Λ^0 y de $\bar{\Lambda}^0$. El valor que obtuvimos para la vida media de Λ^0 es consistente con aquel reportado en la literatura mundial, $(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ segundos; nuestro valor de la vida media de $\bar{\Lambda}^0$ es consistente con el único valor reportado, $(2.44 \pm 0.15) \times 10^{-10}$ segundos. Determinamos, usando los resultados de las mediciones de vida media τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$ que la cota para la validez del teorema *CPT* es 0.0076 ± 0.0219 para la pareja $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$, indicando que el teorema *CPT* es válido en ocho partes por millar; esta cota es mejor en un orden de magnitud que la anteriormente reportada.

Recomendaciones

Aunque el análisis efectuado para determinar la vida media de Lambda y Antilambda se efectuó de una manera formal y metódica, empleando muestras consideradas de alta estadística, existen algunos aspectos que pueden mejorarse para hacer un estudio aún más preciso sobre τ_{Λ^0} y $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$.

Se podría utilizar una simulación Monte Carlo para analizar con precisión los efectos de la aceptación del detector y con ello calcular la forma precisa en que distorsiona las distribuciones de tiempo propio de ambas partículas.

Otra recomendación importante sería tomar cortes más rigurosos en las muestras analizadas, como un valor más pequeño de la diferencia $\Delta(E - P_1)$, junto a esto podría exigirse que se tomaran únicamente los eventos cuyos productos de decaimiento hubieran atravesado las seis cámaras de deriva, de manera que se seleccionaran los mejores eventos reconstruidos y de esa manera los ajustes pudieran hacerse sobre todo el intervalo de las distribuciones.

En el propio análisis de los decaimientos Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ se podría volver a utilizar la información del tiempo de vuelo y el contador Cherenkov para confirmar la identificación de las partículas, eliminando los eventos que pudieran ser consistentes con más de una solución luego del *PASS 3*.

Referencias

1. AMERICAN PHYSICAL SOCIETY. Particle Data Group.
Physical Review D54 (1996) 1.
2. POULARD, G. *et. al.* New Measurement of the Λ Lifetime.
Physical Letters 46B (1973) 135.
3. CLAYTON, E. *et. al.* High Statistics Determination of Λ Lifetime.
Nuclear Physics B95 (1975) 130.
4. ZECH, G. *et. al.* A Measurement of the Lifetimes of Ξ^0 and Λ .
Nuclear Physics B124 (1977) 413.
5. BADIER, J. *et. al.* Reactions $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ at 2.5 GeV/c.
Physics Letters 25B (1967) 152.
6. The 1960 International Conference on High Energy Physics at Rochester.
Interscience Publishers, Inc. New York, 1960; 879 pp.
7. The 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN.
Scientific Information Service, Geneva, 1962; 839 pp.
8. BLOCK, Michael *et. al.* Lifetime of the Λ^0 Hyperon.
Physical Review 130 (1963) 766.
9. BALTAY, C. *et. al.* Precision Measurement of the Lifetime and
Decay Branching Ratio of the Λ^0 Hyperon.
Physical Review D4 (1971) 670.
10. ALTHOFF, K. *et. al.* A New Determination of the Λ^0 Mean Life.
Nuclear Physics B66 (1973) 29.
11. DRELL, S. Electron Positron Annihilation and the New Particles.
Scientific American, June 1985; 50 pp.

12. SAAVEDRA, Igor. Física de Partículas. Monografía 4
Chile: Unión Panamericana, 1969; 65 pp.
13. ROLNICK, W. The Fundamental Particles and Their Reactions.
USA: Edit. Addison Wesley, 1993; 466 pp.
14. HALZEN, Francis / Alan MARTIN. Quarks & leptons.
USA: Edit. Wiley, 1984; 396 pp.
15. DYDAK, F. *et. al.* Measurement of the Σ^0 lifetime.
Nuclear Physics B118, (1977) 1.
16. FRODESEN A. *et. al.* Probability and statistics in particle physics.
Noruega: Edit. Universitetsforlaget, 1979; 284 pp.
17. FELIX VALDEZ, Julián. Extrañeza.
Avance y Perspectiva 13, (1994) 79.
18. HARTOUNI, E. *et. al.* Precise measurement of the Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$
masses and a test of CPT invariance.
Physical Review Letters 72(1994) 1322.
19. AMERICAN PHYSICAL SOCIETY. Review of particle properties.
Review of Modern Physics 45 (1973) 1.
20. ALTHOFF, K. *et. al.* Polarization in $p p \rightarrow p \Lambda^0 K^+ (\pi^+ \pi^-)^N$
with $N = 1, 2, 3, 4$ at 27.5 GeV.
Physical Letters 37B (1971) 531.
21. FELIX, Julián. Λ^0 Polarization in $p p \rightarrow p \Lambda^0 K^+ (\pi^+ \pi^-)^N$,
with $N = 1, 2, 3, 4$ at 27.5 GeV.
(Tesis: Universidad de Guanajuato). México, 1994; 84 pp.
22. STERN, Benjamin. A Search for Charmed Particles in 15-28 GeV
Neutron Proton Interactions.
(Tesis: Columbia University) USA, 1988; 97 pp.

23. GOTTSCHALK, Erik. Strange Baryon Production in 27.5 GeV Proton Proton Interactions.
(Tesis: Columbia University). USA, 1992; 116 pp.
24. WIENCKE, L. Observation of Final State Coulomb Interactions in Proton Proton Collisions at 27.5 GeV/c.
(Tesis: Columbia University). USA, 1993; 112 pp.
25. URIBE, J. Pion Pion Correlations at Low Relative Momentum in $pp \rightarrow pp (\pi^+, \pi^-)^n$ with $n = 2, 3, 4, 5, 6$.
(Tesis: University of Massachusetts) USA, 1993; 98 pp.
26. FORBUSH, M. High Mass Diffractive Dissociation at 27.5 GeV Proton Proton Interactions in Exclusive Final States.
(Tesis: Texas A & M University). USA, 1990; 89 pp.
27. URIBE, J. *et. al.* Pion Pion Correlations at Low Relative Momentum Produced in p p collisions at 27.5 GeV/c.
Physical Review D49 (1994) 4373.
28. GOTTSCHALK, Erik. *et. al.* Hyperon production in 28 GeV/c proton proton interactions.
Physical Review D53 (1996) 4756.
29. FELIX, J. *et. al.* Study of Λ^0 Polarization in $pp \rightarrow p \Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ at 27.5 GeV.
Physical Review Letters 76 (1996) 22.
30. CHURCH, M. Ξ^- Production in 15-28 GeV Neutron Proton Interactions.
(Tesis: Columbia University). USA, 1986; 91 pp.
31. HAGEDORN, R. Relativistic Kinematics.
W. A. Benjamin, Inc. 1963; 210 pp.
32. PERKINS, Donald. Introduction to High Energy Physics.
USA: Addison Wesley, 1972; 189 pp.

Bibliografía

- BENITEZ, Erika / Ricardo ONDARZA. Análisis de polarización en producción hadrónica de la partícula Lambda cero en reacciones exclusivas.
(Tesis: Universidad Nacional Autónoma de México). 1,986; 89 pp.
- BERNSTEIN, Jeremy. Elementary Particles and their Currents.
USA: W. H. Freeman and Company, 1967; 127 pp.
- BOURNE, Philip E. Unix for VMS Users.
USA: Digital Press, 1989; 94 pp.
- CARRUTHERS, P. Hadronic Multiparticle Production.
Singapore: World Scientific, 1987; 109 pp.
- DAVIS, Gordon / Thomas HOFFMANN. FORTRAN 77. Un estilo estructurado y disciplinado
2da. edición; México: Mc. Graw Hill, 1988; 89 pp.
- FAYYAZUDDIN / RIAZUDDIN. A modern introduction to Particle Physics.
Singapore: World Scientific, 1994; 134 pp.
- GOTTFRIED, Kurt / Victor Weisskopf. Concepts of Particle Physics.
Vol. 1. USA: Oxford University Press, 1986; 112 pp
- GOTTFRIED, Kurt / Victor Weisskopf. Concepts of Particle Physics.
Vol. 2. USA: Oxford University Press, 1986; 92 pp.
- MARSHAK, Robert. Conceptual Foundations of Modern Particle Physics.
Singapore: World Scientific, 1984; 145 pp.

OKUN, Lev. Leptons and Quarks

Netherlands: North-Holland, 1987; 88 pp.

OKUN, Lev. The Relations of Particles.

Singapore: World Scientific, 1991; 76 pp.

Apéndice I

Relación entre distancias de decaimiento y tiempo propio

Consideremos dos marcos de referencia, LAB y CM moviéndose uno respecto al otro con rapidez β (véase figura I.1.).

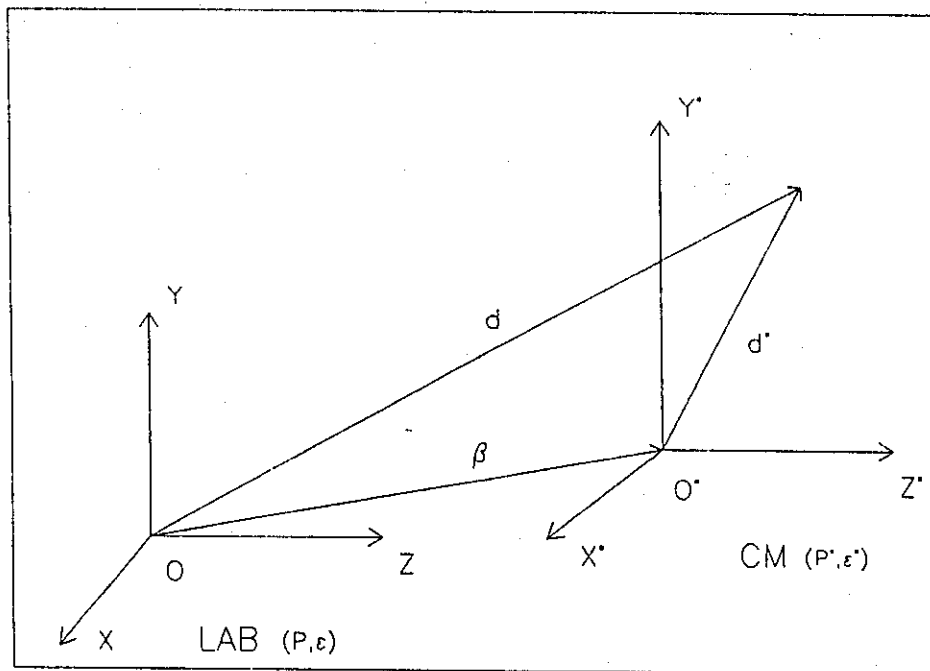


Fig. I.1 Dos marcos de referencia LAB y CM moviéndose con velocidad relativa $\vec{\beta}$.

A través de las transformaciones de Lorentz (consúltense las referencias 31 y 32) se tiene que la posición \vec{d} medida en el marco de referencia LAB en función de la posición \vec{d}' medido por el marco de referencia CM y la velocidad $\vec{\beta}$ de éste respecto a LAB es:

$$\vec{d} = \vec{d}' + \beta\gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{d}' + ct^* \right) \quad (\text{I.1})$$

y la transformación del tiempo medido en el marco LAB en función del tiempo medido en el marco CM es:

$$ct = \gamma(ct^* + \vec{\beta} \cdot \vec{d}^*) \quad (I.2)$$

en ambas relaciones (I.1) y (I.2) se tiene que:

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{P}}{E} \quad \gamma = \frac{E}{M_0} \quad (I.3)$$

La ecuación I.1 es la que se utilizará para relacionar directamente las distancias de decaimiento de Lambda (o Antilambda) con su tiempo propio τ_{Λ^0} (o $\tau_{\bar{\Lambda}^0}$).

Para el caso de partículas Lambda se tiene que por ser una partícula neutra viaja en línea recta por el detector, con lo que puede emplearse directamente la relación (I.1) para encontrar cómo se relaciona el desplazamiento de una partícula Lambda (\vec{d}), medido desde el marco de laboratorio LAB, con el tiempo propio t_i^* de esa partícula. Ya que desde el marco de referencia situado en la partícula (CM) no se observa que ésta se desplace, se tiene $\vec{d}^* = 0$ y por lo tanto (I.1) queda:

$$\vec{d} = \vec{\beta} \gamma c t^* \quad (I.4)$$

\vec{d} y $\vec{\beta}$ son vectores que se encuentran en el mismo sentido, por lo que despejando t^* de la ecuación (I.4) resulta:

$$t^* = \frac{d}{\beta \gamma c} \quad (I.5)$$

La relación buscada, utilizando (I.3) finalmente queda:

$$t^* = \frac{d \times M_0}{P \times c} \quad (I.6)$$

Para el caso de partículas Antilambda el procedimiento es similar.

Apéndice II

Propagación de errores

En este apéndice se muestra la forma en que se calculó el error en las distribuciones de tiempo propio.

Las distribuciones de tiempo propio fueron ajustadas a un decaimiento exponencial de la forma:

$$f(t) = Ce^{-kt} \qquad k = \frac{1}{\tau} \qquad (\text{II.1})$$

con C y k como parámetros desconocidos. Una vez hecho el ajuste, el inverso del parámetro determinado k corresponde al valor medio de τ , por lo que se hizo una propagación del error sobre k para obtener el de τ .

Calculamos el resultado para C y k en la forma $C \pm \Delta C$ y $k \pm \Delta k$. La manera de hacer la propagación para encontrar el error en la medición de τ fue así:

Sea $k = \frac{1}{\tau}$, entonces $k \pm \Delta k = (\tau \pm \Delta\tau)^{-1}$, luego:

$$\begin{aligned} \tau \pm \Delta\tau &= (k \pm \Delta k)^{-1} \\ &= k^{-1} \left(1 \pm \frac{\Delta k}{k} \right)^{-1} \\ &= k^{-1} \left(1 \mp \frac{\Delta k}{k} \pm \left(\frac{\Delta k}{k} \right)^2 + \dots \right) \\ \tau \pm \Delta\tau &= \frac{1}{k} \mp \frac{\Delta k}{k^2} \pm \dots \end{aligned}$$

por lo que:

$$\Delta\tau = \frac{\Delta k}{k^2} \qquad (\text{II.2})$$

éste fue el error tomado para los valores de tiempo propio.