

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
FACULTAD DE INGENIERIA
ESCUELA DE CIENCIAS



**DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE
SIGMA*+ Y SIGMA*-**

**Tesis
Presentada a la Junta Directiva
de la
Facultad de Ingeniería**

POR

MARIO RANFERÍ GUTIÉRREZ MORALES

Al conferirsele el grado de

LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

GUATEMALA, JUNIO DE 1997

08

†(4049)

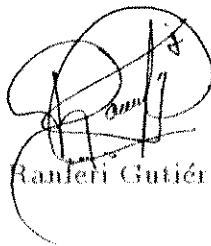
C.4

HONORABLE TRIBUNAL EXAMINADOR

Cumpliendo con los preceptos que establece 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 SIGMA⁺⁺ Y SIGMA^{*-}

tema que me fuera asignado por la Coordinación de la Licenciatura en Física Aplicada y aprobado por la Dirección de la Escuela de Ciencias de la Facultad de Ingeniería con fecha 11 de septiembre de 1996, No. Ref. E.C.107/96



Mario Ranieri Gutiérrez Morales

**UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE CIENCIAS**



MIEMBROS DE JUNTA DIRECTIVA

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

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

DECANO: Ing. Julio Ismael González Podszueck
EXAMINADOR: Lic. Oscar Castañeda Taracena
EXAMINADOR: Lic. Edgar Aníbal Cifuentes Anleu
EXAMINADOR: Lic. Cesar Izquierdo Merlo
SECRETARIO: Ing. Francisco Javier González López



FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería
Mecánica Industrial, Ingeniería Química,
Ingeniería Mecánica Eléctrica, Técnica
y Regional de Post-grado de Ingeniería
Sanitaria.

Ciudad Universitaria, zona 12
Guatemala, Centroamérica

Guatemala, 22 de abril de 1997

Ing. Herbert Mendía
Director de Escuela de Ciencias
Facultad de Ingeniería
USAC.

Ing. Mendía:

Por este medio me permito informarle que he asesorado el trabajo de tesis titulado: **Determinación de la vida media de Σ^+ y Σ^-** , realizado por el estudiante universitario: MARIO RANFERI GUTIERREZ MORALES, y habiendo cumplido con los objetivos propuestos para el desarrollo de éste, procedo a la aprobación del mismo.

En consecuencia, me hago responsable con el autor por el contenido y conclusiones que este contenga.

Sin otro particular, me suscribo de usted.

Atentamente,

Lic. Edgar Anibal Cifuentes Anleu
ASESOR



FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería
Mecánica Industrial, Ingeniería Química,
Ingeniería Mecánica Eléctrica, Técnica
y Regional de Post-grado de Ingeniería
Sanitaria.

Ciudad Universitaria, zona 12
Guatemala, Centroamérica

Señor Director
Ing. Herbert Mendía
Escuela de Ciencias
Facultad de Ingeniería

Señor Director:

Me dirijo a usted para informarle que he realizado las revisiones pertinentes al trabajo de tesis titulado DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE SIGMA⁺ Y SIGMA⁻ del estudiante Mario Ranferi Gutiérrez Morales. 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 T.
Coordinador
Licenciatura en Física Aplicada




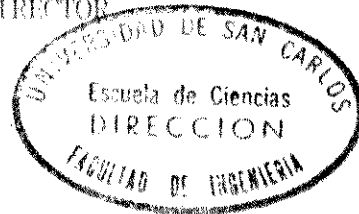
FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería
Mecánica Industrial, Ingeniería Química,
Ingeniería Mecánica Eléctrica, Técnica
y Regional de Post-grado de Ingeniería
Sanitaria.

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, al trabajo de tesis del estudiante Mario Ranferi Gutiérrez Morales, titulado DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE LA RESONANCIA Σ^{*+} Y Σ^{*-} , da por este medio su aprobación a dicha tesis.


Ing. Herbert Mendizábal
DIRECTOR



Guatemala, junio de 1, 1997.

HMA/gdech

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS
DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERIA

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería
Mecánica Industrial, Ingeniería Química,
Ingeniería Mecánica Eléctrica, Técnica
y Regional de Post-grado de Ingeniería
Sanitaria.

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 LA RESONANCIA SIGMA⁺⁺ Y SIGMA^{*-}, del estudiante Mario Ranferi Gutiérrez Morales, procede a la autorización para la impresión de la misma.

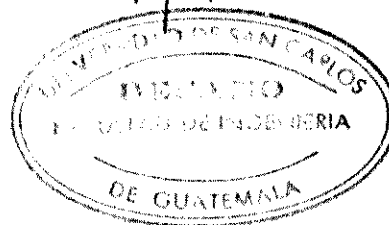
IMPRIMASE:

Ing. Herbert René Miranda Barrios

DECANO

Guatemala, junio de 1, 1997.

HRMB/gdech



*A Zaidy, mi amada esposa,
a mis padres, Mario y Mirna,
a mi hermana, Jeanneth,
y a mi abuela, Francisca;
por creer en mí.*

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo de investigación ha sido posible, gracias al apoyo recibido por el Centro Latinoamericano de Física en México (CLAFM) y al Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato (IFUG).

Deseo agradecer a la Organización Internacional para las Migraciones (OIM) por su colaboración con parte del costo de los boletos aéreos hasta México.

Finalmente, un agradecimiento al Dr. Julián Félix Valdez, por la asesoría brindada, y a todos mis amigos en el IFUG, que hicieron de mi estancia en ese país, algo agradable.

INDICE GENERAL

LISTA DE FIGURAS	I
LISTA DE TABLAS	II
LISTA DE SIMBOLOS	III
GLOSARIO	V
INTRODUCCION	VII
CAPITULO 1 Vida media de las partículas	1
1.1 La vida media de las partículas	1
1.2 Las interacciones y el orden de la vida media de las partículas	1
1.3 Medición de la vida media de las partículas	2
1.3.1 Las interacciones entre las partículas y los detectores	3
1.3.2 La cámara de burbujas	3
1.3.3 Métodos estadísticos para ajustar distribuciones de las partículas	4
1.4 Las resonancias y la determinación de su vida media	6
1.4.1 Formación de una resonancias	7
1.4.2 Procedimiento para determinar la existencia de una resonancia	7
1.4.3 Procedimiento para determinar la vida media de las resonancias	9
1.5 La vida media de Σ^{*0}	9
1.6 El teorema CPT	10
CAPITULO 2 La vida media de Σ^+ y Σ^-	11
2.1 Introducción	11
2.2 Las partículas Σ^+ y Σ^-	11

2.3	Técnicas para medir la vida media de Σ^+ y Σ^-	12
2.4	Las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-}	15
CAPITULO 3 El experimento BNL E766		17
3.1	Introducción	17
3.2	Los procesos de disociación difractiva	18
3.3	El haz de protones	20
3.4	El blanco de hidrógeno líquido	20
3.5	El magneto del espectrómetro	22
3.6	Las cámaras de deriva	22
3.7	Los contadores de centelleo	25
3.7.1	El contador del blanco	25
3.7.2	Los contadores de veto	26
3.7.3	Los hodoscopios medio y posterior	26
3.8	El contador Cherenkov	27
3.9	Pasos en el análisis de datos	28
3.9.1	Paso 1: reconstrucción de las trayectorias	28
3.9.2	Paso 2: reconstrucción de vértices	29
3.9.3	Paso 3: identificación de partículas	31
CAPITULO 4 Medición de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-}		33
4.1	Introducción	33
4.2	Selección de eventos exclusivos	33
4.3	La vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-}	40
CAPITULO 5 Resultados y discusión		41
5.1	Introducción	41
5.2	Determinación de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-}	41
5.3	Resultados	44

5.3.1 Fuentes de error	45
5.3.2 Comparación de los resultados de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} con los de otros autores	46
5.4 La vida media de $\bar{\Sigma}^{*+}$ y $\bar{\Sigma}^{*-}$	47

CONCLUSIONES	IX
RECOMENDACIONES	XI
REFERENCIAS	XII
BIBLIOGRAFIA	XV
APENDICE	XX

LISTA DE FIGURAS

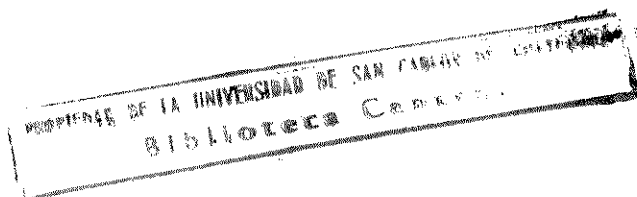


FIGURA	Pág.
Figura 3.1 El espectrómetro de multipartículas utilizado en el BNL E766.....	18
Figura 3.2 Espectro de la componente Z del momentum del haz de protones empleado en el BNL E766.....	21
Figura 3.3 Vista esquemática del espectrómetro. La línea punteada es un perfil de la componente vertical del campo magnético a lo largo del eje Z	23
Figura 4.1 Distribución de la masa invariante de Λ^0 , para 15,216 eventos $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	36
Figura 4.2 Distribución de la masa invariante de 17,699 eventos $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0\pi^+$ que sobrevivieron los cortes explicados en el texto.....	37
Figura 4.3 Distribución de la masa invariante de 17,699 eventos $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ que sobrevivieron los cortes explicados en el texto.....	38
Figura 5.1 Distribución de la masa invariante de $\Lambda^0\pi^+$, para 1,389 eventos exclusivos de la forma $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	42
Figura 5.2 Distribución de la masa invariante de $\Lambda^0\pi^-$, para 1,686 eventos exclusivos de la forma $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	43
Figura 5.3 Comparación de la vida media de Σ^{*+} medida en esta investigación con los valores obtenidos por otros autores, de acuerdo a los anchos de las resonancias reportados por ellos.....	46
Figura 5.4 Comparación de la vida media de Σ^{*-} medida en esta investigación con los valores obtenidos por otros autores, de acuerdo a los anchos de las resonancias reportados por ellos.....	47

LISTA DE TABLAS

TABLA	Pag.
Tabla 1.1 Vida media τ de algunas partículas, de acuerdo a los valores reportados en la Referencia 13.....	1
Tabla 1.2 Orden de la vida media de las partículas, de acuerdo al tipo de interacción que provoca el decaimiento.....	2
Tabla 2.1 Números cuánticos asociados a Σ^+ y Σ^- .	12
Tabla 2.2 Mediciones de la vida media de Σ^+	15
Tabla 2.3 Mediciones de la vida media de Σ^-	15
Tabla 2.4 Números cuánticos asociados a Σ^{*+} y Σ^{*-}	16
Tabla 3.1 Dimensiones y posición de las cámaras de deriva empleadas en el espectrómetro de multipartículas del BNL E766.....	24
Tabla 3.2 Momentum umbral de 3 partículas que se desplazan a través del contador Čerenkov del BNL E766.....	27
Tabla 5.1 Resultados de los ajustes hechos a una gaussiana, de las distribuciones de la masa invariante de $\Lambda^0\pi^+$ y $\Lambda^0\pi^-$	44
Tabla 5.2 Resultados de la medición de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} obtenidas del ajuste a una gaussiana de la distribución de masa invariante de $\Lambda^0\pi^+$ y $\Lambda^0\pi^-$, respectivamente.....	44

LISTA DE SIMBOLOS

p	protón.
n	neutrón.
K^+	kaón positivo.
Λ^0	lambda cero.
π^+	pión positivo.
π^-	pión negativo.
π^0	pión cero.
Σ^+	sigma positiva.
Σ^-	sigma negativa.
Σ^{*+}	sigma asterisco positiva (resonancia).
Σ^{*-}	sigma asterisco negativa (resonancia).
$\bar{\Sigma}^{*+}$	antipartícula de Σ^{*+} .
$\bar{\Sigma}^{*-}$	antipartícula de Σ^{*-} .
Σ^{*0}	sigma asterisco cero (resonancia).
γ	fotón.
e^-	electrón.
$\bar{\nu}_e$	antineutrino del electrón.
N_0	número inicial de partículas.
N	número de partículas en un tiempo $t = \tau$.
τ	vida media de una partícula.
\vec{P}	momentum de una partícula.
P_z	componente z del momentum lineal.
P_T	componente transversal del momentum lineal.
P_L	componente longitudinal del momentum lineal.
L	función de <i>likelihood</i> .

$\prod f_i$	indica el producto entre las funciones f_i , $i= 1, 2, \dots$
P_i	probabilidad asociada al evento i
t_i	i -ésimo tiempo.
λ	razón de decaimiento de las partículas, o longitud de interacción nuclear.
χ^2	función chi cuadrado.
Σ	sumatoria.
σ	desviación estándar.
M	masa invariante.
E	energía.
\vec{P}	momentum.
c	velocidad de la luz (3×10^8) m/s.
\hbar	constante de Planck, dividida entre 2π . ($\hbar = 6.58 \times 10^{-25} GeVs$).
ΔE	incerteza en la energía.
Δt	incerteza en el tiempo.
σ_d	sección transversal diferencial.
Z	número atómico.
L	número leptónico.
B	número bariónico.
S	número de extrañeza.
$I(J^P)$	isospín(espín ^{paridad}).
ρ	densidad (g/cm^3).
X, Y, Z	ejes cartesianos.
Γ	ancho de la distribución de masa invariante de la resonancia.
τ_{Σ^+}	vida media de la resonancia sigma asterisco positiva.
τ_{Σ^-}	vida media de la resonancia sigma asterisco negativa.

GLOSARIO

Aceptancia: (o eficiencia de un detector) es la razón entre el número de eventos detectados y el número de eventos generados por la técnica Monte Carlo.

Ambigüedad cinemática: ambigüedad que tiene lugar cuando dos o más soluciones a un evento, cumplen con todas las leyes de conservación y además con los cortes impuestos a lo largo del análisis de datos.

Ancho a la mitad del máximo: ancho de una distribución, medida a la semialtura del punto máximo.

Ancho de una distribución gaussiana: ancho medido como 2σ .

Background: eventos cuyo estado final es confundido con el estado final bajo estudio.

Bariones: hadrones con espín semientero ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$), por lo que obedecen el principio de exclusión de Pauli. Se encuentran constituidos de 3 quarks. Ejemplos de bariones son: n , p , Σ^{*+} , Σ^{*-} , etc.

Bin: intervalo de clase en que se agrupan los datos de una distribución.

Corte: restricción o condición impuesta a los eventos en la muestra de estudio, durante las distintas etapas del proceso de análisis de datos.

Decaimiento: proceso mediante el cual una partícula inestable se desintegra, dando origen a dos o más nuevas partículas.

Evento: conjunto de mediciones tomadas por un detector, generadas en la mayoría de casos por la interacción de una partícula del haz y una del blanco.

Extrañeza: número cuántico conservado durante las interacciones fuertes.

Hadrones: partículas que interactúan a través de la fuerza fuerte. Se clasifican en bariones y mesones.

Hodoscopio: conjunto de detectores de centelleo que registran el paso de una partícula.

Masa invariante: energía en el centro de masa de una partícula; es igual a la energía en reposo de esta partícula.

Mesones: son bosones (espín 0, 1, 2,...). Se encuentran constituidos de un quark y un antiquark.

Quarks: partículas con espín $\frac{1}{2}$. Son fermiones fundamentales cuyos estados ligados forman todos los bariones y mesones.

Resonancia: estado excitado de un hadrón. Decae vía la interacción fuerte. Su vida media es del orden de 10^{-23} s.

Solución a un evento: conjunto de identidades de partículas que se asignan a sendas trazas o trayectorias asociadas con un evento. Esta solución debe cumplir con todas las leyes de conservación y con los cortes impuestos durante las distintas etapas del proceso de análisis de datos.

Teorema CPT: proposición de que un sistema físico permanece invariante ante el producto de las transformaciones de conjugación de carga, paridad y tiempo.

Tiempo propio: tiempo medido por un observador, utilizando un reloj en reposo respecto a él.

Vértice: lugar en donde dos o más trayectorias de partículas se interesectan. Se

clasifican como vértice primario (lugar donde ocurre la interacción de un protón del haz y un protón del blanco de hidrógeno) y vértice secundario (lugar donde decae una partícula).

Vida media: intervalo para que de una muestra inicial de N_0 partículas, decaigan aproximadamente el 63% de ellas.

Introducción

La presente investigación ha sido realizada con datos provenientes del Brookhaven National Laboratory Experiment 766 (BNL E766, acrónimo en inglés), efectuado en 1986. El Dr. Julian Félix Valdez proporcionó los datos y la asesoría para la presente investigación.

El objetivo de esta investigación es medir, en eventos exclusivos, la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} . Para determinar la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} utilizamos sendas muestras de 1363 y 1686 eventos del tipo $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ y $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, respectivamente.

En el Capítulo 1 se define el concepto de vida media de las partículas; adicionalmente, hacemos una revisión de algunas técnicas empleadas para determinar la vida media de las partículas.

En el Capítulo 2 se describe una técnica empleada para medir la vida media de Σ^+ y Σ^- ; este capítulo lo hemos escrito, porque hasta la presente fecha no se ha reportado medición alguna de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} , y porque las partículas Σ^+ y Σ^- son las más parecidas a estas resonancias.

En el Capítulo 3 se describe el experimento BNL E766 y se explica el proceso de reconstrucción de eventos e identificación de las partículas.

En el Capítulo 4 se presenta la técnica empleada en esta investigación para medir la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} .

En el Capítulo 5 se muestran y se discuten los resultados que se obtuvieron en esta investigación y a partir del teorema CPT, se deduce la vida media de las antipartículas $\bar{\Sigma}^{*+}$ y $\bar{\Sigma}^{*-}$.

Finalmente, se presentan las conclusiones derivadas de la presente investigación,

y se muestran los valores de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} , así como la de sus respectivas antipartículas.

CAPÍTULO 1

Vida media de las partículas

1.1 La vida media de las partículas

La vida media de las partículas (τ) se define como el intervalo de tiempo que transcurre para que, de una muestra inicial de N_0 partículas, queden sin decaer N , en donde N está dado por la ecuación:

$$N = (1 - e^{-t/\tau})N_0 \quad (1.1)$$

La vida media τ es medida en el propio marco de referencia de las partículas, y es independiente del estado de movimiento de las mismas.

En la tabla 1.1 se muestran los tiempos de vida media de tres partículas, de acuerdo a los valores reportados en la referencia 13. De la tabla 1.1 es claro que la vida media de las partículas cubre un amplio rango de valores.

nombre	τ (s)	decaimiento más probable
proton (p)	$\sim 10^{38}$	
neutron (n)	887.0 ± 2.0	$p + e^- + \bar{\nu}_e$
Λ^0	$2.632 \pm 0.020 \times 10^{-10}$	$p + \pi^-$

Tabla 1.1. Vida media τ de algunas partículas, de acuerdo a los valores reportados en la referencia 13. Nótese el amplio rango de valores que recorre τ .

1.2 Las interacciones y el orden de vida media de las partículas

Las partículas pueden interactuar a través de la interacción fuerte, la interacción

electromagnética, la interacción débil y la interacción gravitacional. Estas interacciones pueden provocar que las partículas se unan o decaigan.

Cuando la interacción provoca que las partículas decaigan, el orden de la vida media τ indica el tipo de interacción que ha causado el decaimiento. En la tabla 1.2 se muestra el orden de la vida media del decaimiento asociado a cada tipo de interacción entre las partículas.

tipo de interacción	orden de la vida media τ (s)
fuerte	10^{-23}
electromagnética	10^{-18}
débil	10^{-10}
gravitacional	10^{45}

Tabla 1.2. Orden de la vida media de las partículas, de acuerdo al tipo de interacción que provoca el decaimiento.

1.3 Medición de la vida media de las partículas

Para determinar la vida media de las partículas se emplean detectores. Cuando una partícula cargada decae dentro de un detector, su tiempo de vida media se determina analizando la información registrada en la huella que la partícula ha dejado en el detector. Cuando la partícula que decae dentro del detector es neutra, debido que al carecer de carga eléctrica no deja una huella en el detector, su tiempo de vida media se determina analizando la información que se obtiene de la distancia del punto donde fue creada hasta el punto en donde decayó. El punto dentro del detector en donde la partícula neutra decayó puede ser determinado por las huellas de las partículas cargadas en las cuales decaen las partículas neutras.

Para que las partículas inestables cargadas puedan ser detectadas, deben interactuar de alguna manera con los detectores. En la siguiente sección se explica brevemente la manera en que pueden hacerlo. Para mayor información puede consultarse la referencia 10.

1.3.1 Las interacciones entre las partículas y los detectores

Para que una partícula pueda ser detectada, debe interactuar con el detector. Durante esta interacción deben existir pérdidas de energía de la partícula, por lo que el detector debe ser diseñado de tal manera que pueda detectar la partícula sin alterar apreciablemente su movimiento. Existen varios tipos de interacciones que pueden ocurrir entre las partículas y el detector: ionización, radiación de Čerenkov, dispersión de Coulomb, absorción de rayos γ , *Bremsstrahlung*, etc. La radiación de Čerenkov se discute en la sección 3.7. Los restantes tipos de interacción pueden consultarse en la referencia 10. En la siguiente Sección se explica un tipo de detector en el cual las partículas son detectadas principalmente debido a la interacción por ionización.

1.3.2 La cámara de burbujas

En la cámara de burbujas, las partículas cargadas interactúan por ionización con un líquido supercalentado (es decir, un líquido con una temperatura por encima de su temperatura de ebullición). El líquido empleado generalmente en las cámaras de burbujas es hidrógeno. En la referencia 10 pueden encontrarse más detalles sobre la cámara de burbujas.

Cuando la partícula cargada ioniza al líquido supercalentado de la cámara de burbujas, deja una serie de iones, los cuales sirven como centros para la formación de burbujas. Esta serie de burbujas es la huella dejada por la partícula al pasar por el detector. Estas burbujas tienen un diámetro de $\sim 10 \mu m$ y duran entre 10 y 50 *ms*, lo cual permite que puedan ser fotografiadas, con un flash adecuado, por varias cámaras, para que pueda reconstruirse la trayectoria tridimensional de la partícula [23]. Cuando se emplea hidrógeno en las cámaras de burbujas,

la dispersión de Coulomb no altera apreciablemente la trayectoria de la partícula.

Además de determinar la trayectoria de la partícula, se puede determinar su carga eléctrica y su momentum. El momentum de la partícula puede determinarse procesando por computadora la información proporcionada por las fotografías. Un ejemplo en donde se hace uso de un programa de computadora para determinar (entre otras variables cinemáticas) el momentum \vec{p} de la partícula, puede encontrarse en la referencia 9.

Para determinar la carga eléctrica de la partícula, un campo magnético atraviesa la cámara de burbujas, provocando que la trayectoria de la partícula se curve. A partir del radio de curvatura de la trayectoria de la partícula, de su momentum y el campo magnético aplicado, puede determinarse la carga eléctrica de la partícula.

1.3.3 Métodos estadísticos para ajustar distribuciones

La información experimental obtenida en el detector es procesada por métodos estadísticos para determinar la vida media de las partículas. Los métodos estadísticos empleados generalmente son el método de *maximum likelihood* y el método de mínimos cuadrados.

El método de *maximum likelihood* consiste en la maximización de la función *Likelihood* L definida como

$$L = \prod_{i=1} P_i \quad (1.2)$$

en donde P_i es la función de densidad de probabilidad asociada con el evento i . En la referencia 4 se explica en detalle este método.

En el caso ideal, cuando la producción y el decaimiento de una partícula son observados en un detector infinito, la función de probabilidad P_i de que la partícula

no haya decaído en un tiempo t_i es

$$P_i = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_i}{\tau}}, \quad 0 \leq t_i < \infty$$

mientras que en el caso real, donde el decaimiento de las partículas es observado en un detector finito, la función de probabilidad P_i es

$$P_i = \frac{\lambda e^{-\lambda t_i}}{e^{-\lambda t_{min}} - e^{-\lambda t_{max}}}, \quad t_{min} \leq t_i \leq t_{max} \quad (1.3)$$

en donde se ha definido $\lambda = 1/\tau$ como la razón de decaimiento de la partícula [4].

En la ecuación (1.3), t_i es el tiempo propio de la partícula, t_{min} y t_{max} se refieren a los tiempos de vida mínimos y máximos, respectivamente, observables dentro de los límites de un cierto volumen fiducial definido dentro del detector. El volumen fiducial se determina de tal manera que las condiciones para la detección de la partícula dentro del detector sean óptimas.

La función de probabilidad P_i de la ecuación (1.3) se sustituye en la ecuación (1.2) y la maximización de L da como resultado [9]

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} \left\{ t_i + \frac{t_{max} e^{-\lambda t_{max}} - t_{min} e^{-\lambda t_{min}}}{e^{-\lambda t_{min}} - e^{-\lambda t_{max}}} \right\} \quad (1.4)$$

La ecuación (1.4) puede ser resuelta por medio de iteraciones [4,9]. La referencia 9 puede ser consultada como un ejemplo de la resolución de la ecuación (1.4) por medio de iteraciones.

La determinación de $1/\lambda$ en la Ecuación (1.4) permite conocer la vida media de la partícula ya que λ y τ se encuentran relacionadas por

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.5)$$

El método de mínimos cuadrados consiste en minimizar la función χ^2 definida como

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - n_i}{\sigma_i} \right)^2$$

Este método se encuentra explicado en detalle en la referencia 4.

Un ejemplo del empleo del método de mínimos cuadrados se encuentra en la referencia 5, en donde se define la función

$$\chi^2(\tau) = \frac{[N_1 - \bar{N}(1, \tau)]^2}{\bar{N}(1, \tau)} + \sum_{n=2}^m \frac{[N_n - \bar{N}(n, \tau)]^2}{\bar{N}(n, \tau)} \quad (1.6)$$

la cual es minimizada para determinar la vida media τ . En esa referencia se encuentra el significado de cada uno de los términos que aparecen en la ecuación (1.6).

En la referencia 13 se encuentran varios ejemplos de investigaciones en los que los ajustes necesarios para determinar la vida media se hicieron utilizando los métodos estadísticos de *maximum likelihood* y de mínimos cuadrados; en estas mismas referencias se empleó generalmente la cámara de burbujas como detector de partículas.

En la actualidad no se emplea la cámara de burbujas como detector de partículas. Uno de los detectores empleados actualmente para detectar partículas se describe en el capítulo 3.

La cámara de burbujas, así como otros detectores usados en años anteriores, no pudieron ser empleados para determinar la vida media de algunas partículas llamadas resonancias. En la siguiente sección se describen brevemente las partículas llamadas resonancias.

1.4 Las resonancias y la determinación de su vida media

Como se muestra en la tabla 1.2, cuando la interacción fuerte produce el decaimiento de las partículas, el tiempo de vida τ es del orden de 10^{-23} s. Las partículas que tienen tiempos de vida media del orden de 10^{-23} s son por lo general, estados excitados de un hadrón y se les denomina resonancias [3]. Los procedimientos experimentales para medir la vida media de las resonancias deben

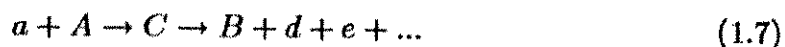
ser diferentes a los empleados con partículas cuyos tiempos de vida media son mayores. Esto es debido a que las distancias que recorren las resonancias antes de decaer son del orden de $10^{-15}m$, lo que no permite que puedan dejar una huella registrada en un detector, a partir de la cual pueda determinarse su vida media.

1.4.1 Formación de una resonancia

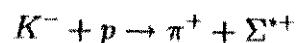
Un hadron puede excitarse, para formar una resonancia, por dos mecanismos [3]:

- a) por colisiones frontales,
- b) por colisiones periféricas.

En el mecanismo por colisión frontal, dos partículas a y A producen un sistema compuesto C que se desintegra en varias partículas, entre las cuales existe un hadron excitado B (la resonancia). Este mecanismo se puede representar como



En el mecanismo por colisión periférica, dos hadrones a y A pasan a una cierta distancia uno del otro. En este proceso usualmente existe un intercambio de mesones ligeros (esto es similar al intercambio de mesones que existe entre nucleones cuando ellos interactúan a través de la fuerza fuerte) y de este intercambio surgen dos nuevas partículas, siendo una de ellas, el hadrón excitado (o resonancia) B [3]. Un ejemplo de formación de una resonancia por colisión periférica es



1.4.2 Procedimiento para determinar la existencia de resonancias

La existencia de resonancias puede ser determinada de dos maneras [3]:

a) por formación,

b) por decaimiento.

Una resonancia puede ser detectada por formación, construyendo la distribución de masa invariante de las partículas que le dan origen. Por ejemplo, si una resonancia B es producida por la interacción de dos partículas a y A ($a + A \rightarrow B$), la resonancia B es detectada por el pico que se observa en la distribución de masa invariante M_{aA} de a y A :

$$M_{aA} = \sqrt{(E_a + E_A)^2 c^4 - (\vec{P}_a + \vec{P}_A)^2 c^2} \quad (1.8)$$

En la ecuación (1.8), E_a y E_A representan la energía total de las partículas a y A , respectivamente, mientras que \vec{P}_a y \vec{P}_A representan los momenta de a y A , respectivamente. El pico de la distribución de masa invariante es aproximadamente igual a la masa M_B de la resonancia B porque su tiempo de vida finito τ_B , de acuerdo al principio de incertidumbre de Heisenberg ($\Delta E \Delta t \geq \hbar$), no permite conocer en forma exacta el valor de su energía en reposo $M_B c^2$.

La detección de resonancias por decaimiento es hecha construyendo la distribución de masa invariante de las partículas, producto del decaimiento de la resonancia B . Por ejemplo, si una resonancia B decae en dos partículas c y C ($B \rightarrow c + C$), la resonancia B es detectada por el pico que se observa en la distribución de masa invariante M_{cC} de c y C :

$$M_{cC} = \sqrt{(E_c + E_C)^2 c^4 - (\vec{P}_c + \vec{P}_C)^2 c^2} \quad (1.9)$$

En la ecuación (1.9), E_c y E_C representan la energía total de las partículas c y C , respectivamente, mientras que \vec{P}_c y \vec{P}_C representan los momenta de c y C , respectivamente. Similar a lo que sucede en la distribución de masa invariante M_{aA} , discutida anteriormente, el pico en la distribución de masa invariante M_{cC} solamente es aproximado al valor M_B de la masa de la resonancia B [3].

Detalles adicionales sobre la determinación de resonancias por formación y por

decaimiento, se encuentran en la referencia 3.

1.4.3 Procedimiento para determinar la vida media de las resonancias

Las distribuciones de masas invariantes, discutidas anteriormente, pueden ser empleadas para estimar la vida media de una resonancia. Para ello, se hace uso del principio de incertidumbre de Heisenberg para la energía y el tiempo [1],

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (1.19)$$

El tiempo de vida media de la resonancia se determina despejando Δt en la Ecuación (1.19), obteniéndose

$$\tau \sim \Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} \quad (1.20)$$

El ancho ΔE se obtiene del ajuste a una gaussiana de la distribución de la masa invariante de la resonancia. En la mayoría de las ocasiones, el ajuste es hecho a una distribución de la forma Breit-Wigner. Esta técnica es explicada en detalle en el capítulo 4.

1.5 La vida media de Σ^{*0}

La vida media de la resonancia Σ^{*0} puede ser medida experimentalmente haciendo uso del efecto Primakoff, descubierto por Dreitlein y Primakoff en 1,962 [14].

El efecto Primakoff consiste en que la interacción de una partícula Λ^0 con un núcleo Z hace que el campo coulombiano del núcleo Z provea un fotón γ para la producción de Σ^{*0} . El proceso se puede representar como



en donde Σ^{*0} es producida en la forma



La vida media de Σ^{*0} y la sección transversal diferencial σ_d de la Ecuación (1.21) se encuentran relacionadas de acuerdo a

$$\sigma_d \propto \frac{Z^2}{\tau_{\Sigma^{*0}}} \quad (1.22)$$

La vida media de Σ^{*0} es determinada a partir de la Ecuación (1.22) debido a que σ_d y la constante de proporcionalidad de la Ecuación (1.22) pueden ser determinadas experimentalmente. Una explicación detallada sobre la medición de la vida media de Σ^{*0} , empleando el efecto Primakoff, puede ser encontrada en la referencia 14.

1.6 El teorema CPT

El teorema CPT afirma que los sistemas físicos son invariantes al aplicar, conjuntamente, inversión en el tiempo (T: $t \rightarrow -t$), conjugación en la carga (C: $q \rightarrow -q$) y reflexión espacial (P: $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$). Una de las consecuencias del teorema CPT es que cada partícula y su antipartícula tienen la misma masa y vida media. Más detalles sobre el teorema CPT se encuentran en las referencias 2 y 23.

CAPÍTULO 2

La vida media de Σ^+ y Σ^-

2.1 Introducción

Es común que de las resonancias sólo se reporte su anchura, obtenida ésta de una distribución Breit-Wigner. En este estudio se obtiene la anchura de las resonancias bajo estudio haciendo un ajuste a una gaussiana y a partir de esta medición la vida media de la resonancia. Porque la dificultad en obtener el ancho de la distribución de la masa invariante de la resonancia radica en obtener la distribución misma, consideramos que no es muy ilustrativo si exponemos la forma de obtener la vida media por este camino. Por ello, aunque nuestro objetivo principal en esta investigación es medir la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} , en este capítulo se resumen las técnicas comúnmente empleadas para medir la vida media de Σ^+ y Σ^- ; dejamos para el capítulo 4 la discusión de la técnica para medir el ancho de las resonancias. Y en el Capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos por otros autores de la anchura de la distribución de la masa invariante de Σ^{*+} y Σ^{*-} (en forma de vida media); y se comparan con nuestros resultados.

Al final del capítulo explicaremos, brevemente, la información que se tiene actualmente acerca de los estados excitados Σ^{*+} y Σ^{*-} .

2.2 Las partículas Σ^+ y Σ^-

Las partículas Σ^+ y Σ^- pertenecen al grupo de los bariones. El valor de la masa de Σ^+ y Σ^- , aceptado actualmente es $(1,189.37 \pm 0.06)$ MeV/c² y $(1,197.45 \pm 0.04)$ MeV/c², respectivamente [13].

Los principales modos de decaimiento de Σ^+ y Σ^- son [13]:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (51.57 \pm 0.30)\% \quad (2.1)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (48.31 \pm 0.30)\% \quad (2.2)$$

$$\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n \quad (99.848 \pm 0.005)\% \quad (2.3)$$

en donde los porcentajes en las ecuaciones (2.1), (2.2) y (2.3) expresan la probabilidad con que se presenta ese modo de decaimiento; los restantes modos de decaimiento de Σ^+ y Σ^- pueden consultarse en la referencia 13.

El decaimiento de Σ^+ y Σ^- es vía la interacción débil, por lo que sus tiempos de vida media son del orden de $10^{-10}s$. Los valores aceptados actualmente para la vida media de Σ^+ y Σ^- son $(0.799 \pm 0.004) \times 10^{-10}s$ y $(1.479 \pm 0.011) \times 10^{-10}s$, respectivamente [13].

Los números cuánticos asociados a Σ^+ y Σ^- se muestran en la tabla 2.1.

partícula	antipartícula	L	B	S	I(J ^p)
Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	0	+1	-1	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	0	+1	-1	$1(\frac{1}{2}^+)$

Tabla 2.1. Números cuánticos asociados a las partículas Σ^+ y Σ^- . Los números cuánticos asociados a las antipartículas $\bar{\Sigma}^+$ y $\bar{\Sigma}^-$ se obtienen invirtiendo el signo de B, S e L.

La composición en quarks de las partículas Σ^+ y Σ^- es *uus* y *dds*, respectivamente [23].

2.3 Técnicas para determinar la vida media de Σ^+ y Σ^-

Los estudios efectuados para determinar la vida media de Σ^+ y Σ^- empleaban como detector la cámara de burbujas de hidrógeno, descrita brevemente en el

capítulo 1. La cámara de burbujas de hidrógeno se utilizó, para medir la vida media de Σ^+ y Σ^- en las referencias 5, 6, 8 y 9; un experimento en el que se utiliza un detector diferente a la cámara de burbujas se describe en la referencia 7.

En la cámara de burbujas de hidrógeno empleada en las referencias 5, 6, 8 y 9, se hacen colisionar mesones K^- con un **momentum** de algunos cientos de MeV/c medido en el marco de referencia del laboratorio. La interacción de los protones de la cámara de burbujas de hidrógeno con los mesones K^- puede dar lugar, entre otras reacciones, a [5]:



seguidas por los decaimientos de Σ^+ y Σ^- por las vías mostradas en las ecuaciones (2.1), (2.2) y (2.3).

Las distancias máximas recorridas por Σ^+ y Σ^- en hidrógeno líquido, antes de decaer, son ~ 1.2 y ~ 0.9 cm respectivamente [9], lo que conlleva dificultades experimentales; por ejemplo, se presentan ambigüedades cinemáticas entre el estado final de la reacción (2.4), seguida de $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$ y la reacción (2.5), seguida de $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$, porque en ambos estados finales, se encuentran presentes las partículas π^+ , π^- y n [6]. Otra dificultad experimental que se presenta es el no poder medir las trayectorias de partículas Σ^+ y Σ^- que decaen en una distancia menor a la de resolución del experimento.

Para resolver parte de los problemas mencionados en el párrafo anterior, en los experimentos efectuados para medir las vidas medias de Σ^+ y Σ^- , se impusieron cortes a los eventos aceptados para análisis. Uno de los cortes impuestos consistía en aceptar solamente eventos en los que Σ^+ y Σ^- recorrieran, antes de decaer, una distancia mínima convenida; por ejemplo, en las referencias 5, 7, 8 y 9, solamente se aceptaron eventos en los que Σ^+ y Σ^- recorrieron una distancia mayor a 0.1 cm, mientras que en la referencia 6 se impuso que la distancia recorrida por Σ^+ y Σ^- fuera mayor a 0.5 cm, para eliminar ambigüedades cinemáticas, como las mencionadas en el párrafo anterior. Otros cortes se refieren al **momentum**

mínimo de las partículas Σ , al ángulo entre las trayectorias de K^- y Σ , y a los límites del volumen fiducial en el cual deben observarse las partículas.

El análisis de los eventos que sobrevivieron los cortes impuestos se lleva a cabo utilizando el método de *maximum likelihood* o el método de mínimos cuadrados.

Cuando la vida media se determina usando el método de *maximum likelihood* se usa la ecuación (1.4):

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} \left\{ t_i + \frac{t_{\max} e^{-\lambda t_{\max}} - t_{\min} e^{-\lambda t_{\min}}}{e^{-\lambda t_{\min}} - e^{-\lambda t_{\max}}} \right\}$$

en donde $1/\lambda = \tau$ [9]. La ecuación (1.4) es resuelta por iteraciones, como se explican en el capítulo 1, para $1/\lambda$, obteniéndose de este resultado el valor de la vida media τ de la partícula.

El análisis, utilizando el método de mínimos cuadrados, se hace a través de la función (ver ecuación (1.6))

$$\chi^2(\tau) = \frac{[N_0 - \bar{N}(1, \tau)]^2}{\bar{N}(1, \tau)} + \sum_{n=2}^m \frac{[N_n - \bar{N}(n, \tau)]^2}{\bar{N}(n, \tau)}$$

en donde N_0 es el número de partículas Σ 's con una distancia recorrida, antes de decaer, menor a la resolución del experimento, y que han sido seleccionadas de acuerdo a ciertos criterios específicos de cada experimento (ver, para un ejemplo, la referencia 5); ϵ_0 es la eficiencia en la detección de las partículas Σ 's descritas anteriormente, N_n es el número de partículas Σ 's observadas en el n -ésimo intervalo de tiempo de la distribución de tiempos de decaimiento (donde $n=2, \dots, m$), $\bar{N}(n, \tau)$ es el número de eventos esperados en el n -ésimo intervalo de tiempo de la distribución de tiempos de decaimiento para una vida media τ dada (detalles acerca del cálculo de $\bar{N}(n, \tau)$ se encuentran en la referencia 5), y τ es la vida media de la partícula, considerada como un parámetro. La Ecuación (1.6) es minimizada con respecto al parámetro τ y a partir de la expresión resultante se obtiene la vida media de la partícula. El método de mínimos cuadrados, se encuentra explicado en detalle en la referencia 4.

Los resultados reportados, para la vida media de Σ^+ y Σ^- son mostrados en las tablas 2.2 y 2.3, respectivamente.

referencia	τ_{Σ^+} (10^{-10} s)	eventos estudiados
5	0.830 ± 0.032	1300
6	0.803 ± 0.008	10664
8	0.798 ± 0.005	30000
9	0.765 ± 0.004	456

Tabla 2.2. Mediciones de la vida media de Σ^+ .

referencia	τ_{Σ^-} (10^{-10} s)	eventos estudiados
5	1.666 ± 0.075	3267
6	1.472 ± 0.016	10000
7	$1.41^{+0.09}_{-0.08}$	1000
8	1.49 ± 0.03	30000
9	1.58 ± 0.06	1208

Tabla 2.3. Mediciones de la vida media de Σ^- .

2.4 Las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-}

Las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} fueron descubiertas en 1,960 por un grupo de investigación (encabezado por Luis Alvarez) que trabajaba para el Lawrence Radiation Laboratory [12]; son estados excitados de las partículas Σ^+ y Σ^- , respectivamente.

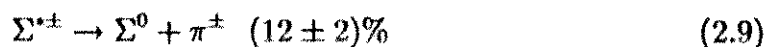
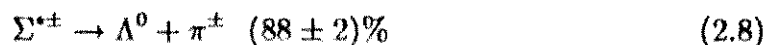
Uno de los mecanismos para la producción de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} es la colisión de mesones K^- de alta energía, del orden de GeV, con protones; generalmente, los protones con los que colisionan los mesones K^- son los que se

encuentran en un blanco de hidrógeno líquido [13].

Las reacciones que se observan en las colisiones entre mesones K^- y protones son:



Las resonancias $\Sigma^{*\pm}$ decaen principalmente vía los siguientes modos [13]:



en donde los porcentajes en las ecuaciones (2.8) y (2.9) expresan la probabilidad con que se presenta ese modo de decaimiento; los restantes modos de decaimiento de Σ^{*+} y Σ^{*-} pueden consultarse en la referencia 13. El decaimiento de Σ^{*+} y Σ^{*-} es vía la interacción fuerte, por lo que el tiempo de vida media de estas partículas es del orden de 10^{-23} s.

A partir del estudio de las ecuaciones (2.6) y (2.7) se han medido los valores de la masa de Σ^{*+} y Σ^{*-} ; los valores aceptados actualmente para la masa de Σ^{*+} y Σ^{*-} son (1382.8 ± 0.4) MeV/c² y (1387.2 ± 0.5) MeV/c², respectivamente [13].

Los números cuánticos asociados a Σ^{*+} y Σ^{*-} se muestran en la tabla 2.4.

partícula	L	B	S	I(J ^P)
Σ^{*+}	0	+1	-1	$1(\frac{3}{2}^+)$
Σ^{*-}	0	+1	-1	$1(\frac{3}{2}^+)$

Tabla 2.4 Números cuánticos asociados a las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} .

La estructura, de acuerdo al modelo del quark, de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} es *sdd* y *suu*, respectivamente.

CAPÍTULO 3

El experimento BNL E766

3.1 Introducción

El *Brookhaven National Laboratory Experiment 766* (BNL E766, acrónimo en inglés) fue propuesto en 1,981 por las Universidades de Columbia, Massachusetts y de Guanajuato. La propuesta no fue motivada por algún modelo teórico en particular.

Originalmente se pretendía estudiar la espectroscopia de partículas con extrañeza, encanto y *bottom*, en colisiones de hadrones a altas energías con blancos estacionarios [20]. Posteriormente se modificó la propuesta y el experimento se desarrolló como un estudio de la producción de partículas con extrañeza. En el experimento se estudiaron sistemáticamente reacciones exclusivas (i. e., reacciones cuyo estado final es plenamente conocido), en particular, de procesos de disociación difractiva en reacciones *pp*.

Para la realización del experimento, se propuso la construcción de un espectrómetro de multipartículas, capaz de reconstruir, con una rapidez y precisión inusual para su época, las diversas reacciones que se llevarían a cabo.

El espectrómetro fue construido conjuntamente por las Universidades de Columbia, Massachusetts y Guanajuato, Texas A & M, el Laboratorio Acelerador Nacional Fermi (FERMILAB, acrónimo en inglés) y el Brookhaven National Laboratory [18]. En la figura 3.1 se muestra el espectrómetro de multipartículas empleado en el BNL E766.

El experimento finalizó en 1,986, con aproximadamente trescientos millones de

eventos debidamente registrados y grabados, de los cuales, aproximadamente tres millones fueron reconstruidos hasta su estado final.

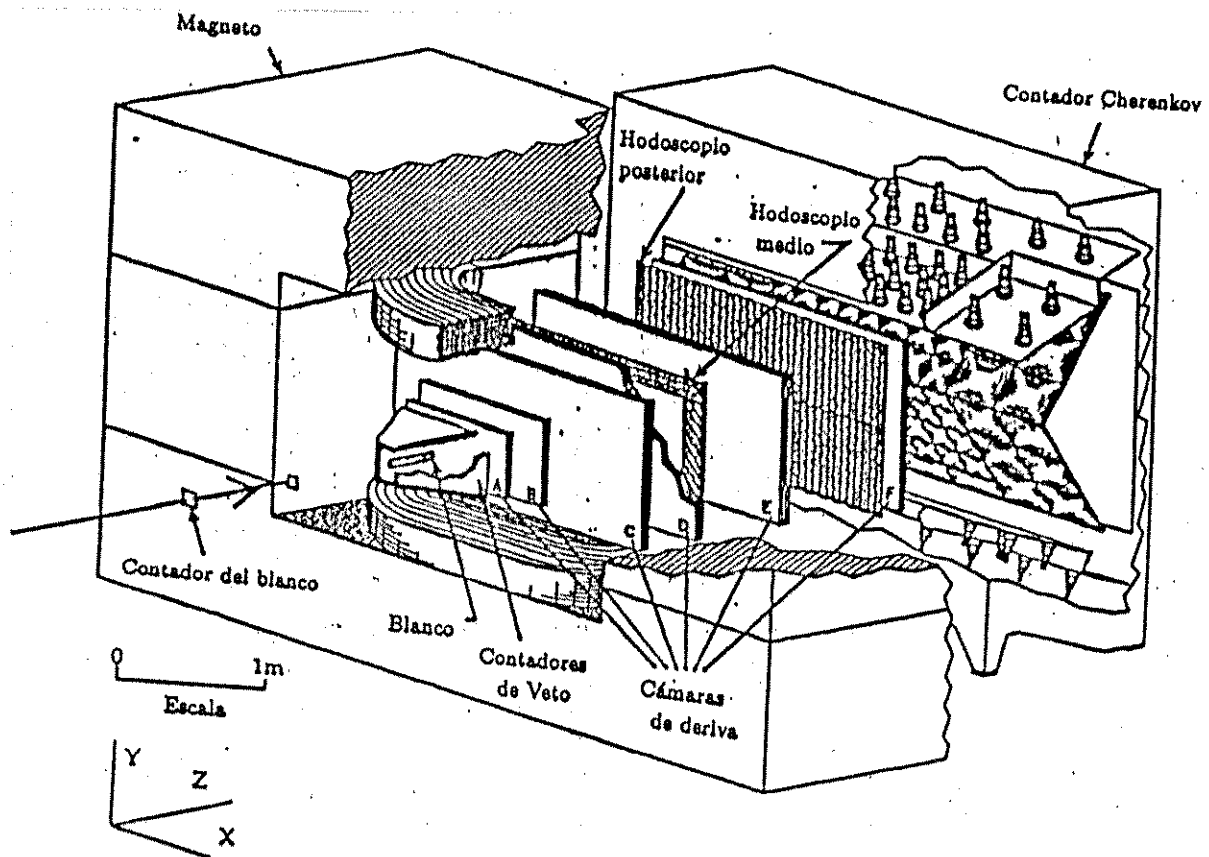


Figura 3.1 El espectrómetro de multipartículas utilizado en el experimento BNL E766.

3.2 Los procesos de disociación difractiva

En el BNL E766 se estudian sistemáticamente procesos de disociación difractiva. Los procesos de disociación difractiva se clasifican como [18]:

1. Procesos de disociación difractiva simple,

2. Procesos de disociación difractiva doble, y

3. Procesos de intercambio doble de pomerón.

En los procesos de disociación difractiva simple, dos hadrones interactúan, dando como resultado que uno de los hadrones se fragmenta en un grupo de partículas.

Los procesos de disociación difractiva simple se representan como

$$h_1 h_2 \rightarrow h_f x \quad (3.1)$$

en donde x representa al grupo de partículas en que se ha fragmentado uno de los hadrones y h_f representa el estado final del hadrón que no se fragmentó.

En los procesos de disociación difractiva doble, dos hadrones interactúan, dando como resultado que los dos hadrones se fragmentan en dos grupos de partículas.

Los procesos de disociación difractiva doble se representan como

$$h_1 h_2 \rightarrow x_1 x_2 \quad (3.2)$$

en donde x_1 y x_2 representan los dos grupos de partículas en que se han fragmentado los hadrones h_1 y h_2 .

En los procesos de intercambio doble de pomerón, dos hadrones interactúan, dando como resultado que en el estado final exista, además de los dos hadrones iniciales, un grupo de partículas.

Los procesos de intercambio doble de pomerón se representan como

$$h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2 x \quad (3.3)$$

en donde x representa el grupo adicional de partículas que se encuentran presentes en el estado final.

Detalles adicionales sobre los procesos de disociación difractiva se encuentran en la referencia 18.

3.3 El haz de protones

En el experimento BNL E766 se estudian interacciones del tipo pp . El haz de protones utilizado en el experimento fue producido en el Alternating Gradient Synchrotron (AGS, acrónimo en inglés). La energía media portada inicialmente por los protones en el haz fue de 28.5 GeV. Antes de interactuar con los protones del blanco, el haz de protones pasa a través de un atenuador de cobre, reduciéndose su energía a 27.5 GeV [18].

El haz de protones del AGS se produjo en pulsos, cada uno con una duración de 1.2 s, a intervalos de 3 s [18]. El flujo medio de protones en el haz atenuado fue de $\sim 20 \times 10^6$. El haz fue enfocado en el blanco por un colimador de tungsteno.

La sección transversal del haz de protones es elipsoidal, con un eje menor de 1.7 pulgadas y un eje mayor de 2.0 pulgadas. El espectro de la componente Z del momentum del haz se muestra en la figura 3.2; el espectro muestra un pico en 27.57 GeV/c y un ancho a la mitad de la distribución, igual a 377 MeV/c.

3.4 El blanco de hidrógeno líquido

El BNL E766 utiliza un blanco estacionario de hidrógeno líquido. El hidrógeno líquido se encuentra dentro de un contenedor de Mylar (0.381 mm de espesor) con forma cilíndrica y extremos semiesféricos, térmicamente aislado por Mylar aluminizado. El espesor total del recipiente era de aproximadamente 12.7 mm, y sus dimensiones fueron 30.7 cm de largo y 7.62 cm de diámetro. Detalles sobre el recipiente y el material del cual está fabricado se encuentran en la referencia 15.

El hidrógeno líquido se encuentra dentro del recipiente a una temperatura de 4.3

K y una presión de 1.1 atm [18]; la densidad del hidrógeno líquido, en las condiciones de presión y temperatura mencionadas anteriormente, es 0.0708 g/cm^3 . La longitud de interacción nuclear λ en el hidrógeno es de 50.8 g/cm^2 .

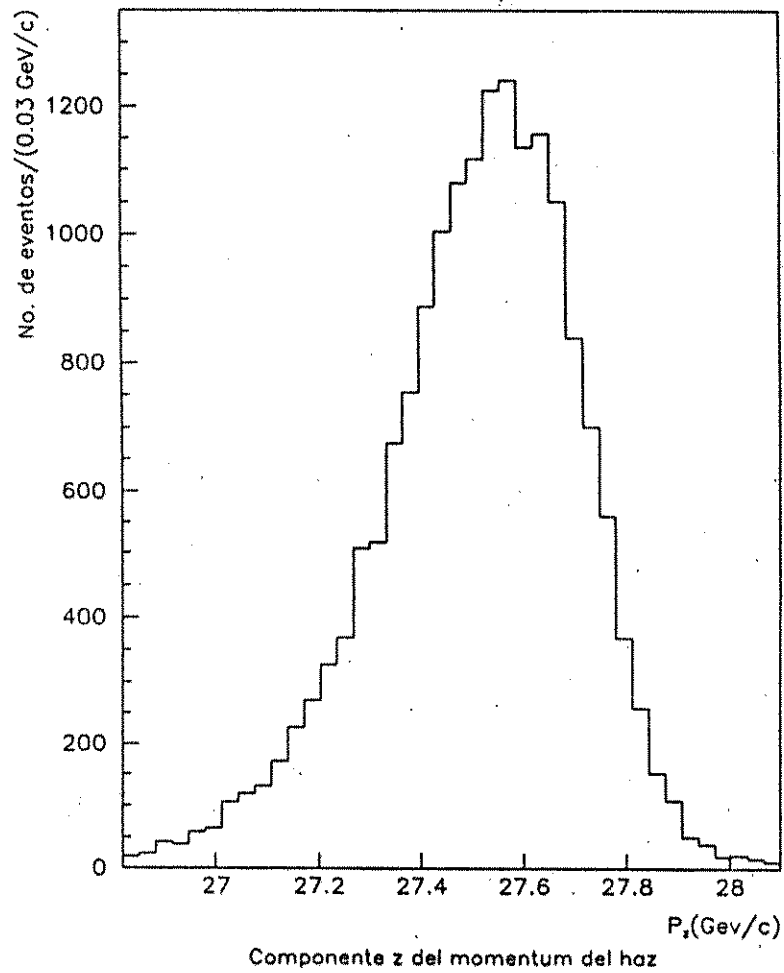


Figura 3.2 Espectro de la componente Z del momentum del haz de protones empleado en el BNL E766.

La probabilidad de que un protón del haz interactúe con un protón del blanco está dada por [18]:

$$P(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.4)$$

por tanto, la probabilidad de interacción es de ~ 0.042 .

El centro del blanco de hidrógeno está localizado en la posición $z = -57$ pulgadas. [18]. En la figura 3.1 se muestra la ubicación del blanco de hidrógeno en el espectrómetro de multipartículas del BNL E766.

3.5 El magneto del espectrómetro

En el magneto del espectrómetro (conocido en inglés como el *Jolly Green Giant*), se encuentran cinco cámaras de deriva y el hodoscopio medio. El magneto del espectrómetro tiene 4 bobinas independientes, de 64 vueltas cada una; en cada bobina circulan 1500 A.

El magneto del espectrómetro produce un campo magnético no uniforme; en el centro del magneto, el campo magnético tiene una magnitud de ~ 10 KG [19]. En la figura 3.3 se muestra un perfil de la componente vertical del campo magnético, a lo largo del eje Z.

El origen del sistema de coordenadas empleado en el BNL E766, se fijó en el centro del espectrómetro; se trata de un sistema de coordenadas izquierdo (como se observa en la figura 3.1). El eje Z del sistema de coordenadas se encuentra a lo largo de la dirección del haz de protones, con la dirección del eje Y positivo, hacia arriba, y el eje X escogido de tal forma que el sistema de coordenadas izquierdo esté definido [19].

3.6 Las cámaras de deriva

Las cámaras de deriva tienen como propósito detectar la posición de las partículas cargadas a su paso por el detector. La detección de las partículas cargadas se hace a partir de la ionización que se produce cuando atraviesan una mezcla gaseosa contenida dentro de las cámaras de deriva; la composición de la mezcla gaseosa es 71% de argón, 25% de isobutano y 4% de metilo [15].

Cada cámara de deriva contiene en total 9 planos de alambres: 5 planos cátodos, cuatro planos y dos planos conectados a tierra; los planos cátodo son mantenidos a una diferencia de potencial de ~ -2000 V.

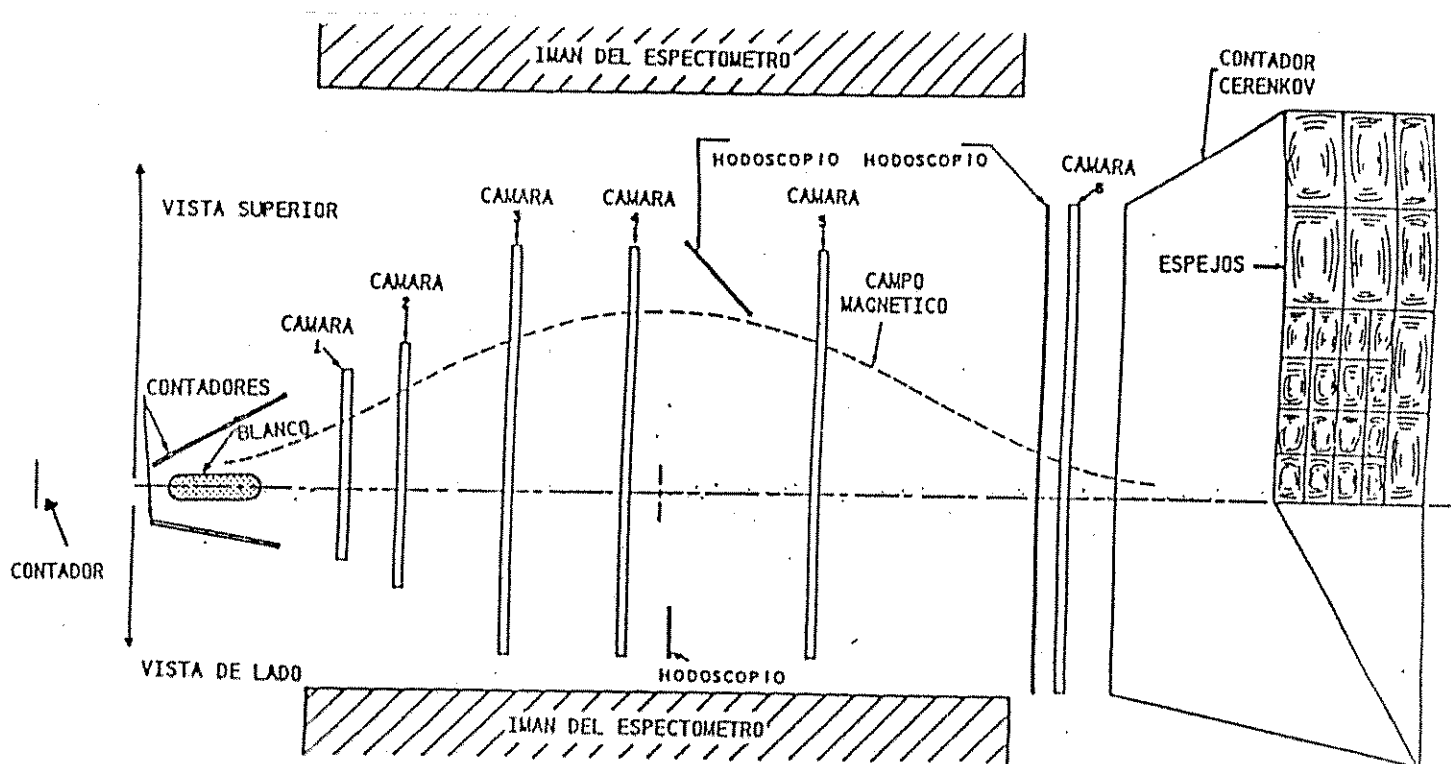


Figura 3.3 Vista esquemática del espectrómetro. La línea punteada es un perfil de la componente vertical del campo magnético a lo largo del eje Z.

La eficiencia promedio de cada plano ánodo es de 99% [18]. Los alambres de

los planos ánodos están fabricados de tungsteno y se encuentran recubiertos por oro; el diámetro de estos alambres es $\sim 20 \mu\text{m}$. Los alambres de los planos cátodos están fabricados de aluminio, con un diámetro de $\sim 102 \mu\text{m}$.

Los alambres de los planos ánodos son paralelos entre sí, y se encuentran orientados aproximadamente a -22° , -8° , 8° y 22° con respecto al eje Y [18]; los alambres son mantenidos bajo tensión en un marco de aluminio [15].

La posición que cada cámara de deriva registró al paso de una partícula cargada fue utilizada para la reconstrucción de su trayectoria. A partir de la curvatura de la trayectoria y del valor del campo magnético, se puede conocer la carga y el momentum de la partícula cargada.

Las cámaras de deriva permiten conocer el momentum de una partícula cargada dentro de un rango que va de 0.15 a 15 GeV, con $\Delta P/P \approx 0.01$, donde ΔP se escoge como el ancho de la distribución de momentum, medido a la mitad de la altura del valor máximo.

Las cámaras de deriva son perpendiculares al eje Z y se encuentran a lo largo del mismo. La posición aproximada z y las dimensiones de las cámaras de deriva a lo largo de las direcciones X y Y se muestran en la tabla 3.1. En la figura 3.1 se muestra la ubicación de las cámaras de deriva en el espectrómetro de multipartículas del BNL E766.

cámara	dimensión a lo largo de X (pulgadas)	dimensión a lo largo de Y (pulgadas)	posición Z (pulgadas)
A	30	18	-39
B	36	24	-32
C	60	40	-19
D	60	40	-4
E	60	40	19
F	72	48	49

Tabla 3.1. Dimensiones y posición de las cámaras de deriva empleadas en el espectrómetro de multipartículas del BNL E766 [18].

3.7 Los contadores de centelleo

En los contadores de centelleo, el paso de una partícula cargada provoca que las moléculas del material centellador se exciten, emitiendo luz ultravioleta cuando regresan a su estado base. La luz ultravioleta emitida por el material centellador es absorbida por un material denominado desplazador de longitud de onda; el desplazador de longitud de onda absorbe luz ultravioleta y la emite como luz en la región del azul, la que es detectada por fotomultiplicadores [18]. Los contadores de centelleo del BNL E766 utilizan como material centellador el polistireno C_8H_8 , conocido comercialmente como *Pilot-U* [15].

El detector empleado en el BNL E766 tiene cuatro arreglos de contadores de centelleo: el contador del blanco, los contadores de veto, el hodoscopio medio y el hodoscopio posterior; los cuatro arreglos de contadores de centelleo se muestran en la figura 3.1.

3.7.1 El contador del blanco

El contador del blanco se encuentra localizado antes del blanco de hidrógeno y su función principal es iniciar el funcionamiento de la electrónica del espectrómetro de multipartículas cuando un protón proveniente del haz se dirige hacia el blanco de hidrógeno. El contador del blanco inicia, entre otros, el funcionamiento del reloj del experimento.

Las dimensiones del contador del blanco son 2 pulgadas de lado y 3/32 pulgadas de ancho. En la figura 3.1 se muestra su ubicación en el espectrómetro de multipartículas del BNL E766.

3.7.2 Los contadores de veto

Los contadores de veto utilizados en el BNL E766 consisten en piezas de plomo alternadas con material centellador; cada pieza tiene un grosor de 1/8 pulgada.

Los contadores de veto están colocados en forma de pirámide truncada y encierran al blanco de hidrógeno líquido; el eje principal de la pirámide se encuentra a lo largo del eje Z.

El propósito de los contadores de veto es detener el funcionamiento de la electrónica del espectrómetro cuando alguna partícula formada durante la interacción *pp*, escapa de la región en donde puede ser detectada. Una partícula neutra puede ser detectada en los contadores de veto porque al interactuar con el plomo, produce partículas cargadas que son detectadas por el material centellador.

3.7.3 Los hodoscopios medio y posterior

Los hodoscopios medio y posterior tienen como propósito contar el número de partículas producidas en las interacciones protón-protón y medir el tiempo de vuelo de las partículas [19].

El tiempo de vuelo de las partículas empieza a medirse en el instante en que el contador del blanco inicia el funcionamiento de la electrónica del espectrómetro. A los hodoscopios medio y posterior, y al contador del blanco se les conoce como el sistema de tiempo de vuelo -conocido por su acrónimo en inglés, TOF (time of flight)-.

El sistema TOF determina la velocidad de las partículas cargadas con rapidez menores que $0.99c$ [15]. La velocidad medida por el sistema tiempo de vuelo y el momentum de la partícula, son utilizados para determinar su masa.

3.8 El contador Čerenkov

El contador Čerenkov tiene como propósito identificar partículas que se mueven con rapidez mayor que $0.99c$.

El contador Čerenkov opera sobre la base del efecto Čerenkov. El efecto Čerenkov consiste en que una partícula cargada, moviéndose a una rapidez v , en un medio de índice de refracción n , emite radiación cuando su rapidez es mayor a la velocidad de propagación de la luz en ese medio ($v > c/n$).

El medio en el que se desplazan las partículas cargadas, en el contador Čerenkov del BNL E766, es el gas $C_2Cl_2F_4$, conocido comercialmente como freón 114 [19]. El contador Čerenkov está localizado atrás de la cámara de deriva F. Este contador cuenta con 96 espejos arreglados en 2 planos, como se muestra en la figura 3.1. El plano de espejos superior enfoca la luz radiada por las partículas cargadas hacia los fotomultiplicadores que se encuentran en la parte superior del contador Čerenkov, mientras que los espejos de la parte inferior, enfocan la luz hacia los fotomultiplicadores que se encuentran en la parte inferior del contador Čerenkov [18]. Detalles de éste se encuentran en la referencia 16.

El contador Čerenkov se utilizó como un discriminador de partículas. Las partículas cargadas empiezan a radiar dentro del contador Čerenkov a partir de un cierto umbral de momentum, que depende de la masa de la partícula. En la tabla 3.2 se muestra el momentum umbral de algunas partículas cargadas, cuando se desplazan en el freón 114 del contador Čerenkov.

partícula	momentum umbral (GeV/c)
pión	2.6
kaón	9.0
protón	17.1

Tabla 3.2 Momentum umbral de tres partículas que se desplazan a través del contador Čerenkov del BNL E766

El contador Čerenkov se utilizó también para medir la intensidad de la radiación emitida por las partículas, que está relacionada con sus velocidades [18]. A partir de los momenta y de las velocidades medidas por el Čerenkov, se identificaba a las partículas por su masa.

3.9 Pasos en el análisis de los datos

El proceso de análisis se realiza en tres pasos. En el primer paso, se re-construyen las trayectorias de las partículas; en el segundo paso, se determinan los vértices de las interacciones, y en el tercer paso, se identifica a las partículas. Los pasos en el análisis de los datos son explicados a continuación.

3.9.1 Paso 1: reconstrucción de las trayectorias

La reconstrucción de las trayectorias que siguen las partículas en el detector, es efectuada a partir de las mediciones hechas por las cámaras de deriva, empleando un *hardware processor* diseñado para tal propósito. El *hardware processor* puede imaginarse como un programa implementado electrónicamente (*hardware*) en donde cada tablilla representa una línea de instrucciones [15]. Detalles acerca del *hardware processor* se encuentran en la referencia 16.

Cada trayectoria reconstruida tiene asociada cinco parámetros: x , y , dx/dz , dy/dz , y sagita; los primeros cuatro parámetros son las coordenadas y las pendientes de la trayectoria en la cámara C; sagita representa la distancia (en el plano definido por la cámara C) entre la trayectoria y una línea recta que une los extremos de la traza [15]. Detalles acerca de la reconstrucción de parámetros se encuentran en la referencia 17.

Las trayectorias reconstruidas por el *hardware processor* son de tres tipos:

1. trayectorias de partículas que viajan a través de las 6 cámaras de deriva,
2. trayectorias de partículas que viajan a través de las primeras 4 cámaras de deriva (A, B, C y D en la figura 3.1), y
3. trayectorias de partículas que viajan a través de las últimas 4 cámaras de deriva (C, D, E y F en la figura 3.1).

Las trayectorias de las partículas que son reconstruidas en el paso 1 satisfacen la condición [19]:

$$\sum_{j=1}^n P_{z_j} \geq 19.9 \text{ GeV}/c \quad (3.5)$$

en donde n es el número de partículas en el estado final para un evento particular.

Las trayectorias con $P_z \geq 24.45 \text{ GeV}/c$ no se incluyen en la sumatoria de la Ecuación (3.5) porque se consideran como trayectorias de protones del haz, que no interactuaron con el blanco [15].

En el paso 1 fueron seleccionados 180 millones de eventos para ser analizados en el paso 2.

3.9.2 Paso 2: reconstrucción de vértices

En el paso 2 se reconstruyen los vértices de los eventos. Un vértice se define como el lugar donde dos o más trayectorias se intersectan. Se distinguen dos clases de vértices: primarios y secundarios.

El vértice primario en un evento, se asocia con el lugar donde ocurre la interacción de un protón del haz y un protón del blanco; para su localización se exigió la concurrencia de 3 o más trayectorias. El vértice secundario en un evento, se

asocia con el lugar donde ocurre el decaimiento de las partículas inestables producidas en el vértice primario. El vértice secundario se reconstruyó exigiendo que al menos 2 trayectorias concurrieran en ese punto.

En el paso 2 se aplican cortes en el momentum total, transversal y longitudinal, de un evento. Las componentes longitudinal y transversal del momentum de un evento se definen con respecto al eje z del sistema de coordenadas empleado en el experimento [15].

La componente longitudinal total P_L de un evento, es calculada a partir de la ecuación [19]

$$P_L = \sum_{j=1}^N P_{z_j} \quad (3.6)$$

en donde P_{z_j} es la componente z del momentum de la j -ésima partícula, y N es el número de trayectorias asignadas al vértice primario.

La componente transversal (al cuadrado) del momentum (P_T^2) es calculada a partir de la ecuación

$$P_T^2 = \left[\sum_{j=1}^N (P_{x_j} - (-0.275)) \right]^2 + \left[\sum_{j=1}^N (P_{y_j} - (-0.030)) \right]^2 \leq 0.02 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (3.7)$$

en donde, P_{x_j} y P_{y_j} son las componentes x y y , respectivamente, del momentum de la j -ésima partícula. En la ecuación (3.7), -0.275 y -0.030 son las componentes promedio en x y y , respectivamente, del momentum del haz de protones que incide sobre el blanco de hidrógeno.

Los cortes aplicados en el paso 2 al momentum longitudinal (y transversal) de un evento son [15]:

$$\sum_{j=1}^N P_{z_j} \geq 26.5 \text{ GeV/c} \quad (3.8)$$

$$P_T^2 \leq 0.02 \text{ (GeV/c)}^2. \quad (3.9)$$

3.9.3 Paso 3: identificación de partículas

En el paso 3 se identifican las partículas que se han producido en las interacción primaria.

En el paso 3 se define un sistema de coordenadas para cada evento, fijando la dirección del protón incidente como la nueva dirección Z . Los cortes impuestos en el momento transversal P_T y longitudinal P_L , respecto del sistema de coordenadas de cada evento son:

$$P_T^2 \leq 0.002 (GeV/c)^2 \quad (3.10)$$

$$P_L \geq 26.5 GeV/c \quad (3.11)$$

El paso 3 realiza la identificación de partículas de manera directa e indirecta. La identificación directa de las partículas es realizada midiendo su masa. La masa de la partícula se mide en el Paso 3, a partir de su momentum y velocidad. Como se indicó en las secciones anteriores, el momentum de la partícula se mide con la información proporcionada por las cámaras de deriva, y la velocidad es medida por el sistema tiempo de vuelo (para partículas con $v < 0.99c$) o por el contador Čerenkov (para partículas con $v > 0.99c$).

La identificación indirecta de las partículas es realizada mediante la asignación de un conjunto de identidades posibles (pión, kaón, protón, deuterón, electrón) a las partículas en el estado final de un evento. Esta asignación se hace de tal forma que no se violan las leyes de conservación de energía, momentum, carga eléctrica, número bariónico, número leptónico y extrañeza.

La asignación que es más probablemente correcta, se obtiene calculando la cantidad

$$\Delta(E - P_L) = \sum_{j=1}^n (E_j - P_{L_j})_f - \sum_{j=1}^2 (E_j - P_{L_j})_i \quad (3.12)$$

donde E representa la energía total del evento y P_L es la componente longitudinal total del momentum del evento, en la dirección Z . Los subíndices i y f se

refieren al estado inicial (de 2 protones) y final (de n partículas), respectivamente.

En el paso 3 se exige que la cantidad $\Delta(E - P_L)$ cumpla con la condición

$$-0.028 \text{ GeV} \leq \Delta(E - P_L) \leq 0.032 \text{ GeV} \quad (3.13)$$

Detalles acerca de la aplicación de la técnica $\Delta(E - P_L)$ se encuentran en la referencia 15.

CAPÍTULO 4

Medición de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-}

4.1 Introducción

El estudio de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} se hizo en eventos exclusivos. En este capítulo se explican los cortes impuestos para seleccionar esta muestra. Adicionalmente se discuten los orígenes del *background* y la forma en que este afecta a la muestra. Finalmente, es presentada la técnica para medir la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} .

4.2 Selección de eventos exclusivos

La selección de eventos exclusivos, en los que las resonancias Σ^{*+} o Σ^{*-} pueden haberse producido, se hizo a partir de una muestra superselecta de 54,000 eventos del tipo

$$pp \rightarrow pK^+\Lambda^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^- \quad (4.1)$$

Esta muestra ha sobrevivido los cortes impuestos en los pasos 1, 2 y 3.

La selección de los eventos para el presente estudio, fue realizada imponiendo los siguientes cortes:

1. Eventos con sola una trayectoria del haz. Este corte exige que los eventos sean el producto de la interacción de un protón del haz con otra partícula.
2. El número de vértices igual a 2; el primario, donde se produjo la colisión, y el secundario, donde la partícula Λ^0 decayó.

3. La posición Z del vértice primario debe estar entre los límites -61.7 y -50.0 pulgadas, señalados por las dimensiones del blanco. El corte 3 y el corte 1 aseguran que la interacción sea entre un protón del haz y un protón del blanco de hidrógeno.
4. La posición Z del vértice secundario debe ser mayor que -49 pulgadas. Este corte se exige para evitar pérdidas de energía de los productos de decaimiento de Λ^0 , al pasar a través del material que conforma el blanco.
5. La extrapolación de la composición de las trayectorias asignadas al vértice secundario, debe pasar por el vértice primario. Este corte garantiza que la partícula Λ^0 provenga del vértice primario.
6. La identidad del vértice secundario debe ser Λ^0 .
7. El número de trayectorias en el estado final debe ser BIBLIOTECA CENTRAL
8. El número de protones en el estado final debe ser 2. Esto garantiza la conservación del número bariónico.
9. El número de kaones en el estado final debe ser 1. La existencia del kaón K^+ garantizaría que la extrañeza, en el estado final, se conservara, si Λ^0 fuera estable. Pero la extrañeza no se conserva porque Λ^0 decae débilmente, violando la conservación de la extrañeza.
10. El número de piones en el estado final debe ser 5.
11. El $\Delta(E - P_L)$ de la reacción debe estar entre los límites -0.008547 y 0.011435 GeV.

12. El momentum transversal P_T debe ser menor a 100 (MeV/c).
13. La carga total, en el estado final, debe ser igual a +2.
14. La identidad de las partículas, en el estado final, debe ser consistente con la información del sistema tiempo de vuelo y del Čerenkov.

El promedio de soluciones para cada evento, con los cortes impuestos, fue de ~ 1.2 [19]. El número de eventos que sobrevivieron los cortes fue de 17,699. Para verificar que efectivamente la partícula Λ^0 corresponde con la identidad del segundo vértice, estudiamos la distribución de masa invariante de la partícula, a partir de sus productos de decaimiento. La distribución se muestra en la figura 4.1. Para obtener la media de la distribución, ajustamos a una gaussiana. La media obtenida se encuentra en acuerdo con el valor aceptado actualmente [13], por lo que afirmamos que la identidad del vértice secundario es Λ^0 .

En la muestra obtenida al aplicar los cortes, investigamos la existencia de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} , buscando pares $\Lambda^0\pi^+$ y $\Lambda^0\pi^-$ cuya masa invariante se encuentra entre los límites 1.2 y 1.6 (GeV/c²). Para una explicación de cómo se calcula la masa invariante, ver Apéndice 1. La distribución de la masa invariante de $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0\pi^+$ y de $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0\pi^-$, se muestran en la figura 4.2 y figura 4.3, respectivamente. En la figura 4.2 y en la figura 4.3 se observa un pico en la distribución de la masa invariante de sistema $\Lambda^0\pi^+$ y $\Lambda^0\pi^-$, respectivamente. Como el *background* influye en las mediciones de la masa invariante, discutiremos brevemente su origen y su posible injerencia en la determinación del valor de la masa invariante de cada una de estas resonancias.

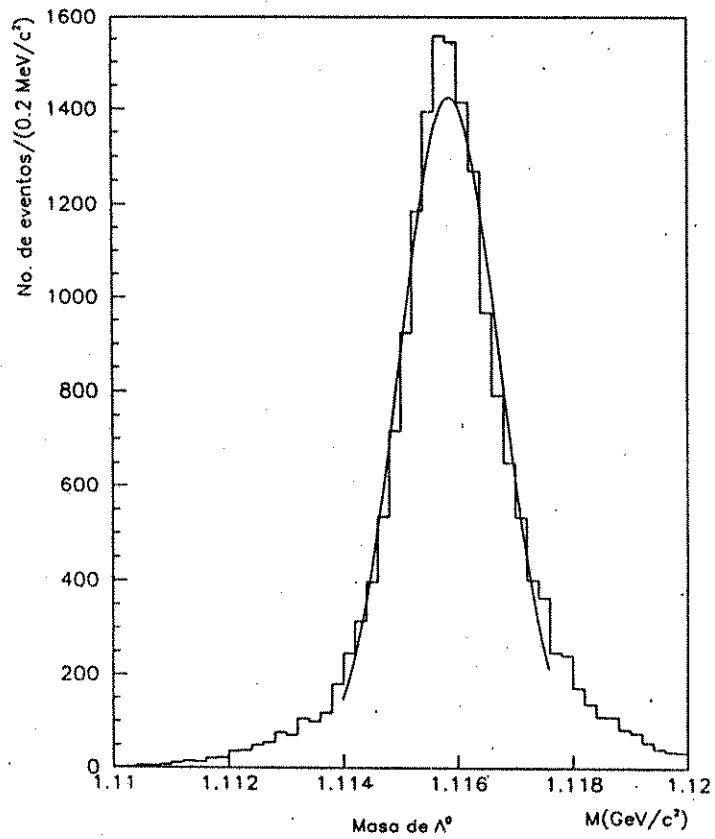


Figura 4.1. Distribución de masa invariante de Λ^0 para 15,216 eventos $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Esta distribución se ajustó a una gaussiana, obteniéndose un valor medio de 1.1159 (GeV/c²), con $\sigma = 0.0009$ (GeV/c²) y $\chi^2/\text{grados de libertad} = 9.37$.

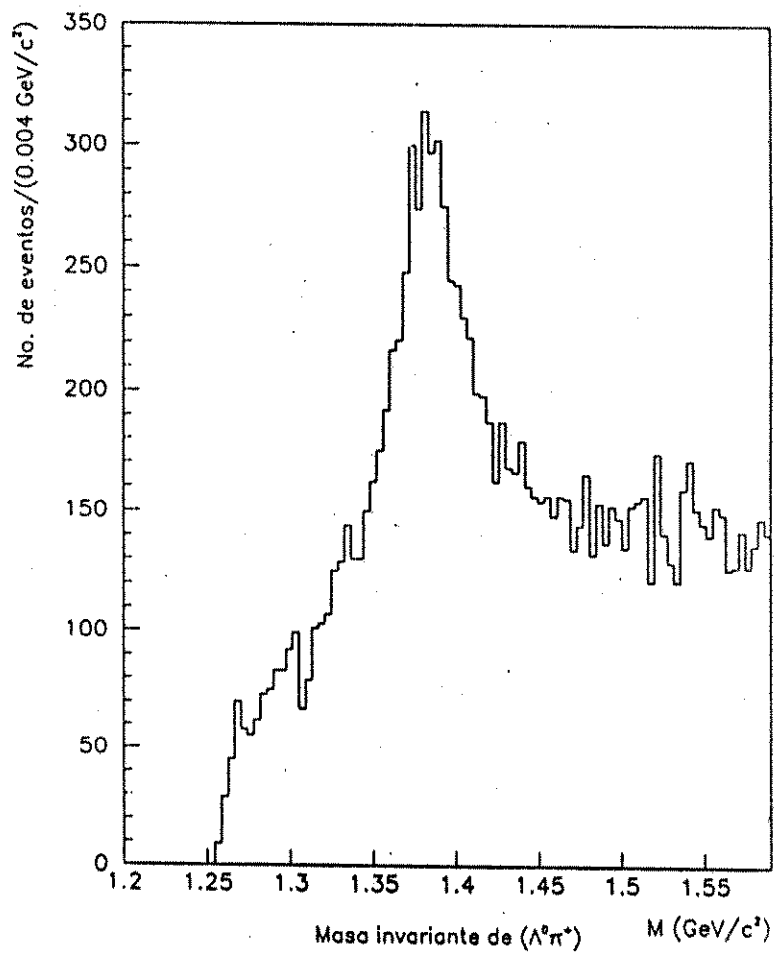


Figura 4.2 Distribución de la masa invariante de 17,699 eventos $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ que sobrevivieron los cortes explicados en el texto.

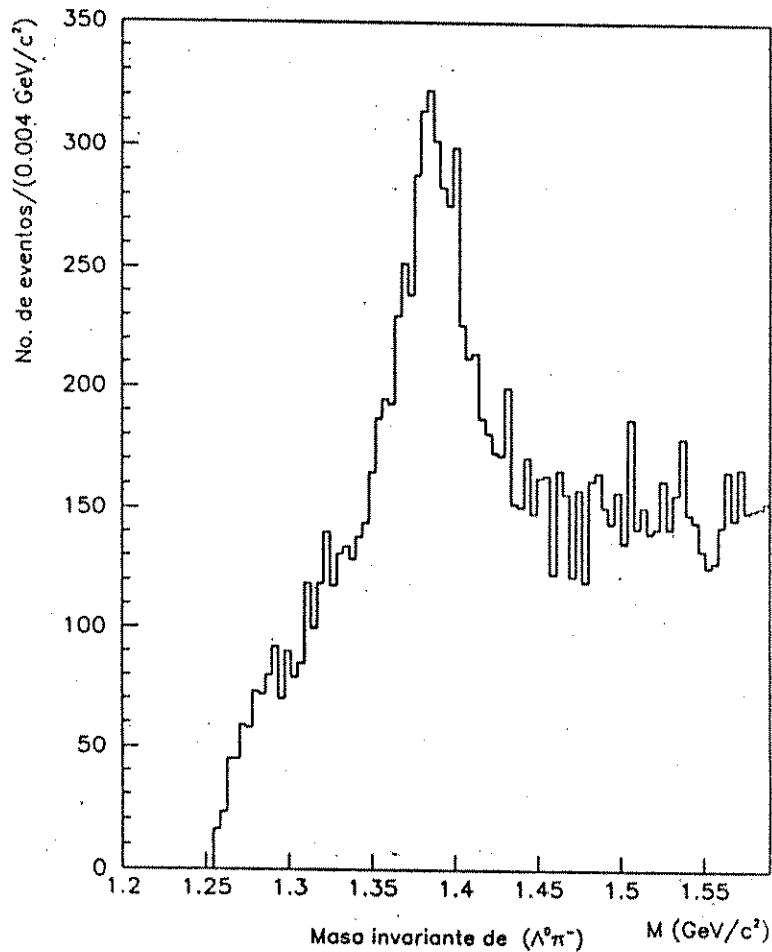


Figura 4.3 Distribución de la masa invariante de 17,699 eventos $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ que sobrevivieron los cortes explicados en el texto.

A pesar de los cortes impuestos en el proceso de selección de los eventos exclusivos de la muestra, algunas soluciones pueden haber sobrevivido los cortes, sin ser realmente de la forma descrita por la ecuación (4.1). Por ejemplo, la reacción $pp \rightarrow pK^+ \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma$, aunque no es el estado final descrito por la Ecuación (4.1), puede sobrevivir los cortes, contribuyendo al *background*. Sin embargo, estos casos son minimizados por los cortes en $\Delta(E - P_L)$ y P_T . La

muestra de datos que se utiliza para medir la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} tiene tres fuentes principales de *background*: ambigüedades cinemáticas, partículas neutras no detectadas, y combinaciones $\Lambda^0\pi^+$ o $\Lambda^0\pi^-$ que no forman resonancia.

Una ambigüedad cinemática ocurre cuando más de una asignación de identidades a las trayectorias satisface los cortes impuestos. En el caso particular de la ecuación (4.1), un ejemplo de ambigüedad cinemática es asignar, a la trayectoria correspondiente al K^+ , la identidad del protón p (el protón que no es producto del decaimiento de Λ^0) y a la trayectoria correspondiente a este protón p , la identidad del kaón K^+ .

El *background* debido a partículas neutras no detectadas, ocurre porque el detector empleado en el BNL E766 es incapaz de detectar partículas neutras. En el caso de partículas de la Ecuación (4.1), un ejemplo de *background* debido a partículas neutras no detectadas es la formación, junto a los productos de la Ecuación (4.1), de un fotón (γ) o un π^0 . El π^0 o el γ podrían escapar del detector, antes de decaer, por lo que no serían detectados.

Las ambigüedades cinemáticas contribuyen poco al *background* de las distribuciones de la masa invariante, porque la resolución del espectrómetro, en la masa de las partículas, es lo suficientemente buena para distinguirlas, y porque los eventos exclusivos deben satisfacer leyes de conservación, tales como de número bariónico, extrañeza y carga (la Ecuación (4.1) satisface: número bariónico= 2, número de extrañeza= 0, carga eléctrica= +2).

El *background* debido a partículas neutras no detectadas se redujo con el corte número 11, porque la cantidad $\Delta(E - P_L)$ es más sensible que otras cantidades, a los cambios relacionados con el momento longitudinal P_L . Esta sensibilidad se debe a la dependencia de la cantidad $\Delta(E - P_L)$ del inverso de P_L [15]. Por ejemplo, un evento en donde un π^0 se ha producido, con un momento de 0.8 GeV/c, paralelo a la dirección del haz de protones, podría reconstruirse, con esta partícula neutra perdida, debido que el evento puede probablemente satisfacer

un corte en el **momentum** longitudinal, porque el **momentum** de π^0 es relativamente pequeño, y su contribución puede no ser apreciable; sin embargo, el evento no se reconstruye porque la cantidad $\Delta(E - P_L)$ del evento será menor en ~ 11 MeV. El *background* por ambigüedades cinemáticas y partículas neutras no detectadas se debe a la incapacidad del espectrómetro para detectar partículas neutras y que para ciertos valores del **momentum** de las partículas (1.5 a 2.55 GeV/c), no fué posible identificar directamente a las partículas, usando el sistema tiempo de vuelo o el contador Čerenkov [15]. Estudios realizados con anterioridad al presente [22] han determinado que la contribución al *background*, de las ambigüedades cinemáticas y de partículas neutras no detectadas, en la ecuación (4.1), es $\leq 5\%$, por lo que se consideran despreciables.

Las distribuciones de la masa invariante de Σ^{*+} y Σ^{*-} , utilizadas para medir la vida media, se obtuvieron eliminando el *background* debido a combinaciones $\Lambda^0\pi^+$ y $\Lambda^0\pi^-$ que no forman resonancia, y aceptando eventos en los que la masa invariante se encuentre entre ~ 1.35 y ~ 1.42 (GeV/c²). Para eliminar el *background* de las distribuciones de masa invariante, ajustamos a una línea recta y lo sustrajimos. Las distribuciones de la masa invariante para la resonancia Σ^{*+} y Σ^{*-} , obtenidas después de reducir los límites y de eliminar el *background*, se muestran en el Capítulo 5. Posteriormente volveremos a ellas.

4.3 La vida media de la resonancia Σ^{*+} y Σ^{*-}

Para medir la vida media de la resonancia Σ^{*+} y de la resonancia Σ^{*-} , ajustamos la distribución de su masa invariante a una gaussiana y de la distribución obtuvimos el ancho de la resonancia (Γ) para cada caso. Sabemos que el ancho de la resonancia y la vida media τ de la partícula están relacionadas por [23]

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (4.2)$$

De tal forma que determinando el ancho de la resonancia, podemos determinar la vida media de la resonancia. En el Capítulo 5 aplicaremos esta técnica para determinar la vida media de $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0\pi^+$ y de $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0\pi^-$.

CAPÍTULO 5

Resultados y discusión

5.1 Introducción

En el capítulo anterior describimos el procedimiento para medir la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} . En este capítulo mostraremos y discutiremos los resultados obtenidos en la medición de las vidas medias de Σ^{*+} y Σ^{*-} . Adicionalmente discutiremos las fuentes de error y la forma en que estas afectan la medición. Finalmente, apoyándonos en el teorema CPT, daremos los valores de las vidas medias para las antipartículas $\bar{\Sigma}^{*+}$ y $\bar{\Sigma}^{*-}$.

5.2 Determinación de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-}

Las distribuciones de la masa invariante de $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ y de $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ se muestran en la figura 5.1 y figura 5.2, respectivamente. Para determinar la vida media de estas resonancias, aplicamos la técnica descrita en la sección 4.3, es decir, ajustamos a una gaussiana las correspondientes distribuciones de masa invariante para cada una de estas resonancias -los parámetros de ajuste se muestran en la tabla 5.1-. La curva gaussiana del ajuste se muestra también en cada una de las figuras. En seguida, usando el ancho de la distribución, en cada caso, determinamos la vida media para cada una de las resonancias. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 5.2.

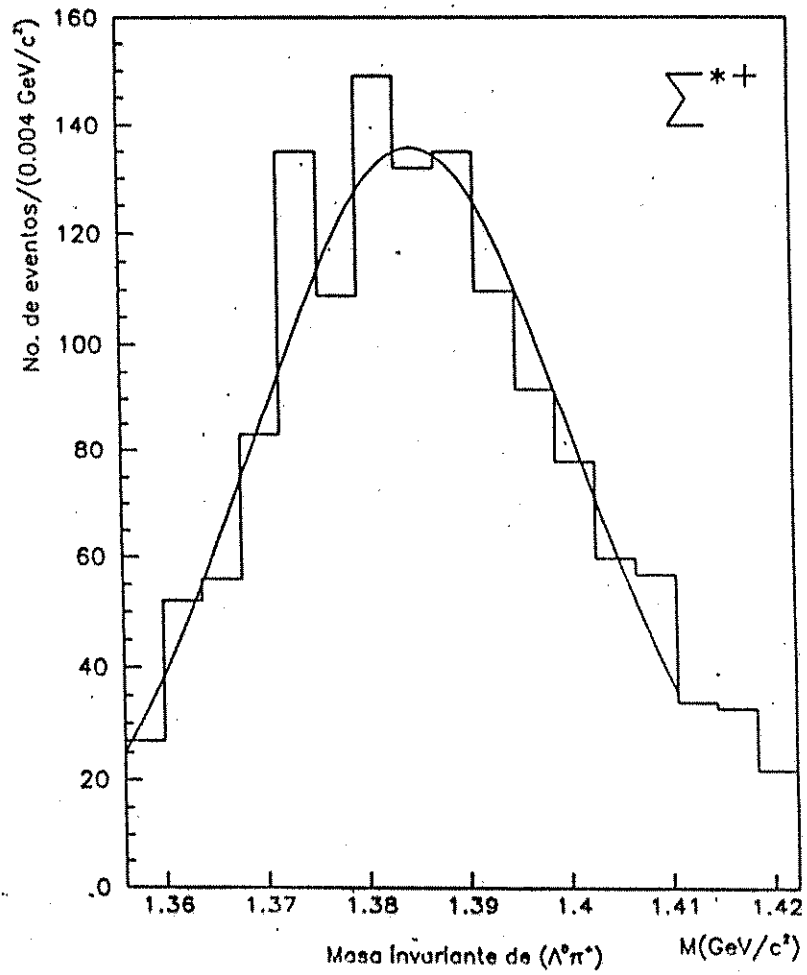


Figura 5.1 Distribución de la masa invariante de $\Lambda^0 \pi^+$, para 1,389 eventos exclusivos de la forma $pp \rightarrow pK^+ \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$. La curva sólida es la gaussiana ajustada a la distribución.

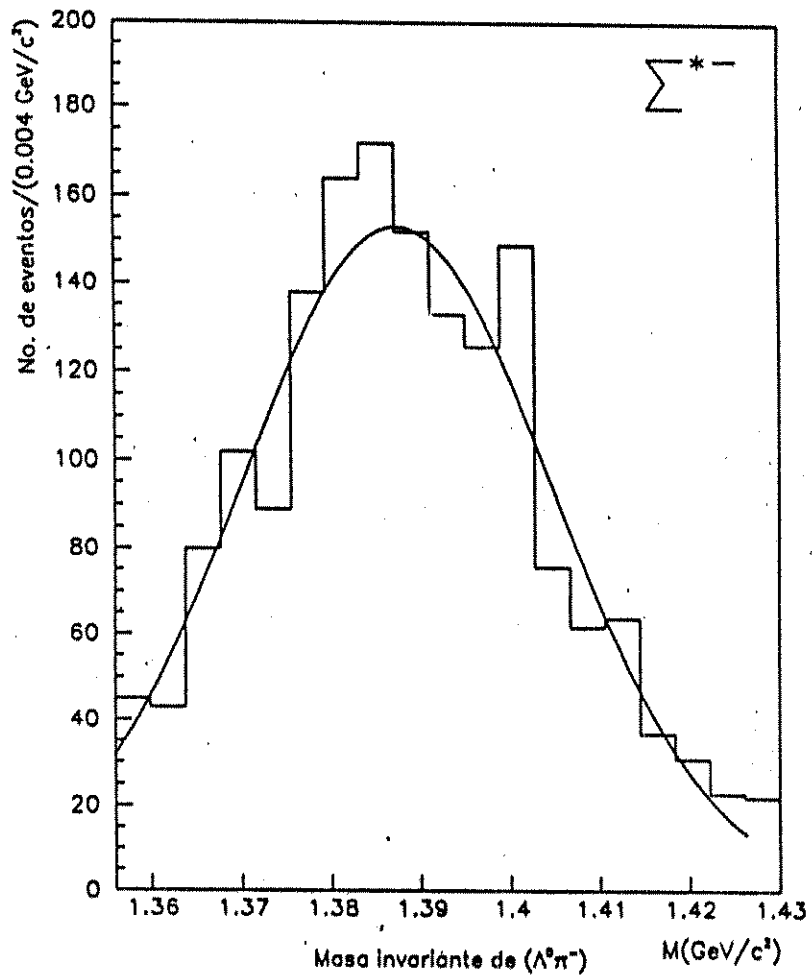


Figura 5.2 Distribución de la masa invariante $\Lambda^0 \pi^-$ para 1,686 eventos exclusivos de la forma $pp \rightarrow pK^+ \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$. La curva sólida es la gaussiana ajustada a la distribución.

resonancia	constante (GeV ⁻¹)	media de la masa (GeV/c ²)	σ (GeV/c ²)	χ^2/gdl
Σ^{*+}	135.76	1.3849 ± 0.0006	0.0157 ± 0.0006	1.64
Σ^{*-}	153.18	1.3874 ± 0.0006	0.0174 ± 0.0005	2.42

Tabla 5.1 Resultados de los ajustes hechos a una gaussiana, de las distribuciones de la masa invariante de $\Lambda^0\pi^+$ y de $\Lambda^0\pi^-$. La abreviatura gdl significa *grados de libertad*.

resonancia	vida media τ (10^{-23}s)
Σ^{*+}	2.09 ± 0.08
Σ^{*-}	1.89 ± 0.05

Tabla 5.2 Resultados de la medición de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} obtenidos del ajuste a una gaussiana de la distribución de masa invariante de $\Lambda^0\pi^+$ y de $\Lambda^0\pi^-$, respectivamente.

Los resultados mostrados en la tabla 5.1, para los valores medidos de las masas de Σ^{*+} y de Σ^{*-} , se encuentran, dentro del error experimental, en acuerdo con los valores aceptados universalmente (1.3828 ± 0.0004 (GeV/c²) para la masa de Σ^{*+} y 1.3872 ± 0.0005 (GeV/c²) para la masa de Σ^{*-}) [13]. Esto garantiza que las partículas que se han estudiado, corresponden a Σ^{*+} y Σ^{*-} .

5.3 Resultados

Las distribuciones de la masa invariante de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} , obtenidas en esta investigación, tienen una estadística mayor a la utilizada por otros autores (ver por ejemplo, referencia 32). En esta investigación hemos ajustado las distribuciones de la masa invariante a una gaussiana, como ya se dijo anteriormente, a diferencia de otros autores, quienes han hecho el ajuste de sus distribuciones a

una curva de la forma Breit-Wigner [25-30, 32, 33]. El ajuste a una gaussiana, de nuestra distribución de masa invariante, está justificada por los valores de χ^2/gdl que hemos obtenido -cercaos a 1-, así como por nuestros valores encontrados para los valores medios de las masas de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} (ver tabla 5.1).

Los valores que hemos medido para la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} están dentro del orden esperado para los decaimientos vía la interacción fuerte. En la sección 5.3.2 hacemos una comparación entre nuestros resultados para la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} , y los resultados de otros autores. Para obtener los valores de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} , de otros autores, hemos empleado el ancho de las resonancias, reportados por ellos.

5.3.1 Fuentes de error

Las principales fuentes de error, en la medición de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} , son las fluctuaciones en el campo magnético del espectrómetro del BNL E766, el error en la medición del **momentum** de las partículas, y el error en la masa de Λ^0 y de π^\pm . Estas fuentes de error influyen en la masa invariante calculada para cada combinación $\Lambda^0\pi^\pm$.

La variación temporal del campo magnético influye en la medición del momentum de las partículas. Esta variación fue estudiada a partir de decaimientos $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, estableciéndose que la variación en el campo magnético del espectrómetro era de 0.05% [31]. La resolución del espectrómetro de multi-partículas en la medición del momentum es $\frac{\Delta P}{P} = 0.01$ (con ΔP tomado como el ancho de la distribución, medido a la mitad de la altura máxima de la misma) [31]. El error reportado en la masa de Λ^0 y de π^\pm no fue considerado en el análisis de la vida media de las resonancias bajo estudio.

La medición de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} no se encuentra corregida por la aceptación del detector, porque un estudio sobre la influencia de la aceptación del detector en las mediciones hechas, escapa a los objetivos de la presente in-

vestigación. Sin embargo, la aceptación del detector en general es excelente, y como puede observarse de los resultados obtenidos en la medición de las masas de Σ^{*+} y Σ^{*-} , no influye sensiblemente en los resultados.

5.3.2 Comparación de los resultados de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} con los de otros autores

En la figura 5.3 y figura 5.4 se muestran, respectivamente, los valores de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} medidos en esta investigación, así como los valores obtenidos por otros autores, de acuerdo a los anchos reportados por ellos en la referencia 13. Como puede observarse en la figura 5.3 y figura 5.4, nuestros valores para la vida media de las resonancias, son consistentes con los resultados de años anteriores.

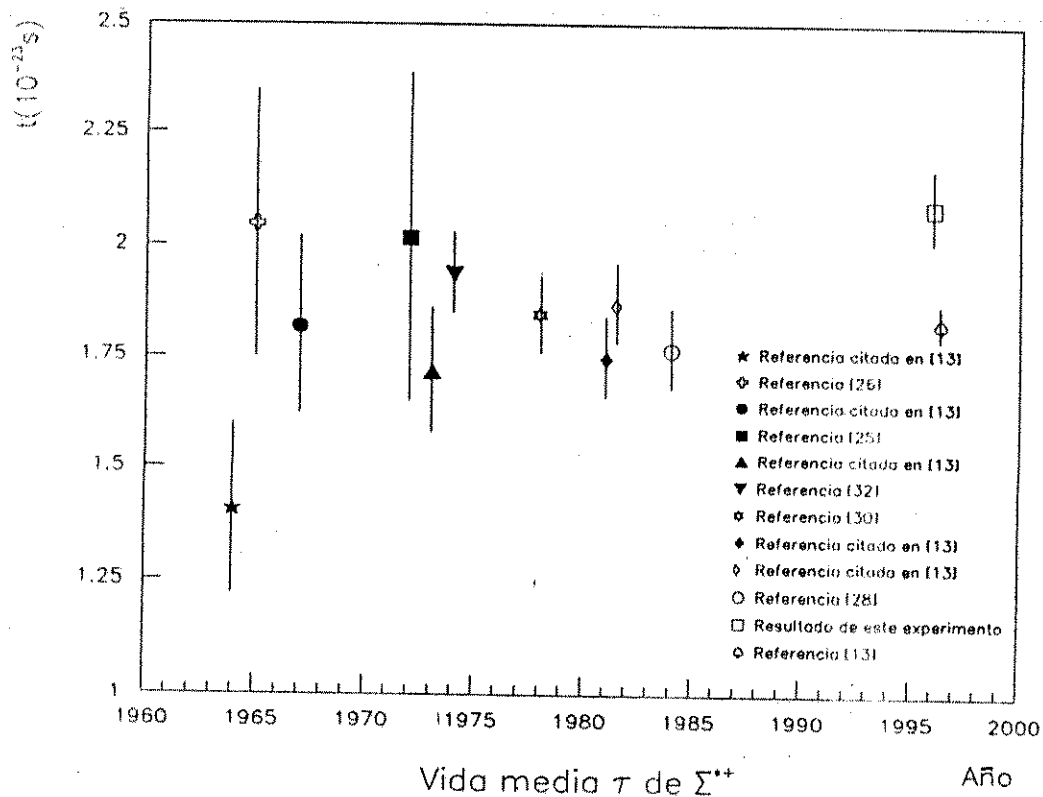


Figura 5.3. Comparación de la vida media de Σ^{*+} medida en esta investigación, con los valores obtenidos por otros autores, de acuerdo a los anchos de las resonancias reportados por ellos.

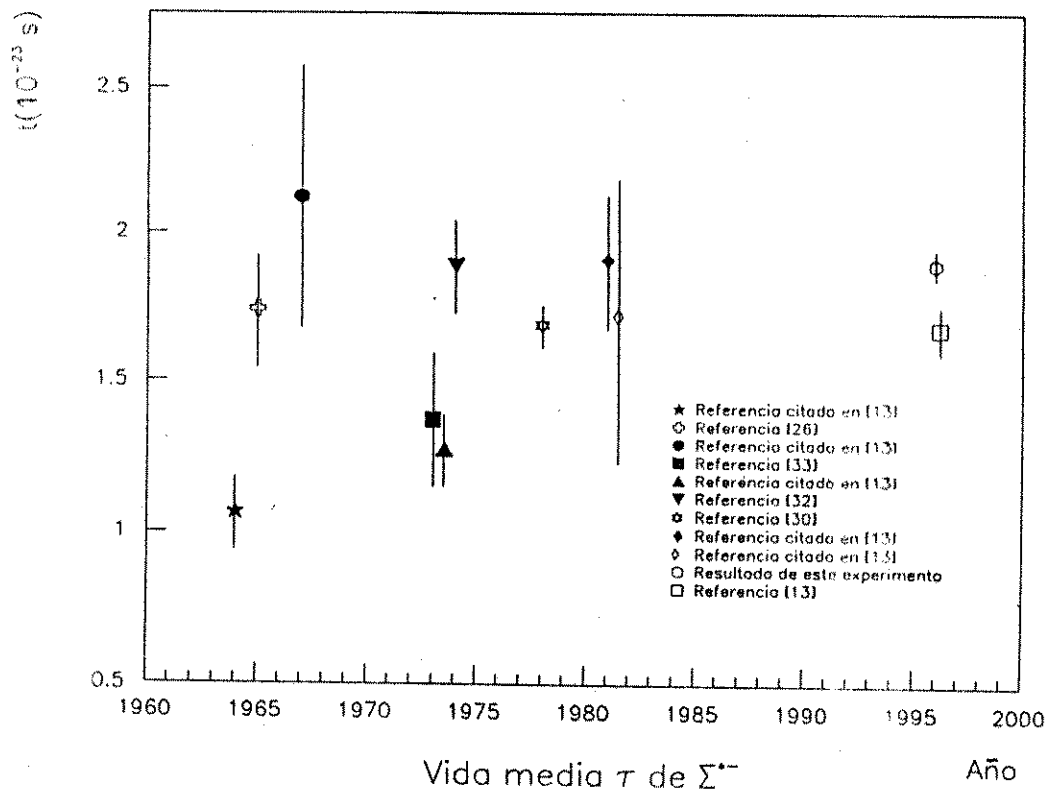


Figura 5.4. Comparación de la vida media de Σ^{*-} medida en esta investigación, con los valores obtenidos por otros autores, de acuerdo a los anchos de las resonancias reportados por ellos.

5.4 La vida media de $\bar{\Sigma}^{*+}$ y $\bar{\Sigma}^{*-}$

Si consideramos que el teorema CPT es válido, podemos llegar a la siguiente conclusión: la vida media de $\bar{\Sigma}^{*+}$ es igual a la vida media, que hemos medido para Σ^{*+} , y la vida media de $\bar{\Sigma}^{*-}$ es igual a la vida media, que hemos medido para Σ^{*-} . Es decir, $\tau_{\bar{\Sigma}^{*+}} = (2.09 \pm 0.08) \times 10^{-23}$ s, y $\tau_{\bar{\Sigma}^{*-}} = (1.89 \pm 0.05) \times 10^{-23}$ s.

Conclusiones

En sendas muestras de 1,389 Σ^{*+} 's, y 1,686 Σ^{*-} 's, recolectadas del BNL E766, medimos la vida media de las resonancias $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ y $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$.

Para medir $\tau_{\Sigma^{*+}}$ y $\tau_{\Sigma^{*-}}$ utilizamos la relación de Heisenberg ($\Delta\tau\Delta E = \hbar$). Para obtener ΔE ajustamos a una gaussiana la distribución de la masa invariante de Σ^{*+} y Σ^{*-}

Y concluimos lo siguiente:

1. El valor de la vida media de Σ^{*+} es

$$(2.09 \pm 0.08) \times 10^{-23} s$$

y el valor de la vida media de Σ^{*-} es

$$(1.89 \pm 0.05) \times 10^{-23} s$$

Esta es la primera medición de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*-} usando técnicas de espectroscopía en estados exclusivos.

Si usamos los valores para los anchos de las resonancias, reportados en la literatura universal, obtenidas mediante un ajuste a una distribución de Breit-Wigner, obtenemos valores que concuerdan con nuestros resultados.

2. Si usamos la validez del teorema CPT, concluimos que la vida media de $\bar{\Sigma}^{*+}$ y de $\bar{\Sigma}^{*-}$ son iguales a los valores que hemos medido de la vida media de Σ^{*+} y Σ^{*-} , respectivamente. Es decir, $\tau_{\bar{\Sigma}^{*+}} = (2.09 \pm 0.08) \times 10^{-23} s$ y $\tau_{\bar{\Sigma}^{*-}} = (1.89 \pm 0.05) \times 10^{-23} s$.

Resumiendo: Determinamos la vida media de $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ y $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$,

midiendo el ancho de la distribución de la masa invariante de cada resonancia y usando, en cada caso, la relación de incertidumbre de Heisenberg. Estas son las primeras mediciones que se realizan de la vida media de las resonancias Σ^{*+} y Σ^{*+-} usando técnicas de espectroscopía en estados exclusivos. Si el teorema CPT es válido, concluimos que la vida media de $\bar{\Sigma}^{*+}$ es igual a la vida media de Σ^{*+} y la vida media de $\bar{\Sigma}^{*-}$ es igual a la vida media de Σ^{*-} .

REPOSICION DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
Biblioteca Central

RECOMENDACIONES

Recomendamos, como una verificación de nuestros resultados, realizar correcciones por aceptación en las mediciones de la vida media de Σ^{*+} y de Σ^{*-} ; los resultados que obtuvimos apoyan que la aceptación del espectrómetro no influye sensiblemente en las mediciones de la vida media de las resonancias estudiadas, sin embargo recomendamos hacer estudios de aceptación.

REFERENCIAS

- [1] Robert Eisberg, Fundamentals of Modern Physics (USA: John Wiley & Sons, 1961), p. 305.
- [2] Francis Halzer & Alan D. Martin, Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics (USA: John Wiley & Sons, 1984), p. 105.
- [3] K. Gottfried and V. F. Weisskopf, Concepts of particle physics (USA: Oxford University Press, 1986) Vol II. p. 215.
- [4] A. G. Frodesen *et al.*, Probability and Statistics in Particle Physics. (Bergen-Oslo-Tromsø: Universitetsforlaget, 1979), p. 225.
- [5] A. Y. Chang, " Σ^\pm Lifetime and the branching ratio $B_{\Sigma^+} \equiv (\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n)/(\Sigma^+ \rightarrow \text{All})$." Physical Review, Vol. 151 (1966), p. 1081.
- [6] R. Barloutaud *et al.*, "Measurement of the lifetimes of the Σ^\pm hyperons and of the branching ratio of the non-leptonic Σ^+ decay", Nuclear Physics, Parte B, Vol. 14 (1969), p. 153.
- [7] D. N. Tovee *et al.*, "Some properties of the charged Σ hyperons", Nuclear Physics, Parte B, Vol. 33 (1971) p. 493.
- [8] B. Conforto *et al.*, " K^-p reactions from 0.960 to 1.355 GeV/c involving two-body final states", Nuclear Physics, Parte B, Vol. 105 (1976) p. 189.

- [9] W. E. Humphrey and Ronald R. Ross, "Low-energy interactions of K^- Mesons in hydrogen", Physical Review, Vol. 127 (1962) p. 1305.
- [10] William B. Rolnick, The fundamental particles and their interactions (USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1994), p. 121.
- [11] Atam P. Arya, Fundamentals of Nuclear Physics (Boston, USA: Allyn and Bacon Inc, 1966), p. 375.
- [12] M. Alston *et al.*, "Resonance in the $\Lambda\pi$ system", Physical Review Letters, Vol. 5 (1960), p. 520.
- [13] Particle Data Group, "Review of particle physics 1", Physical Review, Vol. D54 (1996) p. 1.
- [14] J. Lach and L. Pondrom, "Hyperon beam physics", Ann. Review Nuclear Part. Sci, Vol. 29 (1979) p. 203.
- [15] J. Uribe, Pion-pion correlations at low relative momentum produced in the reactions $pp \rightarrow pp(\pi^+, \pi^-)^n$ with $n = 2,3,4,5,6$. (USA: University of Massachusetts, 1993), p.15.
- [16] B. Stern, A search for charmed particles in 15-28 GeV neutron-proton interactions. (USA: Columbia University, 1988), p. 206.
- [17] M Church, Ξ^- Production in 15-28 GeV neutron-proton interactions. (USA:Columbia University, 1986), p.108.
- [18] M. J. Forbush, High mass diffractive dissociation at 27.5 GeV proton-proton interactions in exclusive final states. (USA: Texas A & M University, 1990), p. 114.

- [19] Julián Felix, Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N$, $N = 1, 2, 3, 4$, at 27.5 GeV/c. (USA: Universidad de Guanajuato y Universidad de Massachusetts, 1994) .
- [20] Colaboración BNL E766. Report No. E766, Columbia University, University of Massachusetts, Universidad de Guanajuato, FERMILAB, and Texas A&M University, and Brookhaven National Laboratories, (1981).
- [21] R. Hagedorn, Relativistic Kinematics. A guide to the kinematics Problems of high energy physics (CERN: W. A. Benjamin, Inc., 1963), p. 10.
- [22] Julián Felix *et al.*, " Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N$, $N = 1, 2, 3, 4$, at 27.5 GeV/c", Physical Review Letters, Vol. 76, (1996) p. 22.
- [23] Kane Gordon, Modern Elementary particle physics (USA: Addison-Wesley, 1987), p. 75.
- [24] D. C. Baird, Experimentation: An introduction to measurement theory and experiment design (New Jersey, USA: Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, 1962), p. 26.
- [25] M. Aguilar-Benitez *et al.*, "Study of nonstrange mesons produced in K^-p interactions at 3.9 and 4.6 GeV/c", Physical Review, Vol. D6 (1972) p. 29.
- [26] W. A. Cooper, "Difference in mass between the Y_1^{*+} and Y_1^{*-} isobars", Physical Letters, Vol. 8 (1964), p. 365.
- [27] D. Huwe, "Study of the reaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$ from 1.2 to 1.7 BeV/c", Physical Review, Vol. 181 (1969) p. 1,824.

- [28] M. Baubillier *et al.*, "The reactions $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma(1385)^\pm$ at 28.5 GeV/c".
Zeitschrift für Physik Vol. C23 (1984) p. 213.
- [29] W. Cameron *et al.*, "Partial-wave analysis of $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^\pm(1385)$
between 1775-2170 MeV including new data below
1960 MeV", Nuclear Physics Vol. B143
(1978) p. 189.
- [30] S. R. Borenstein *et al.*, "Determination of the mass, width,
and $(\Sigma\pi/\Lambda\pi)$ branching ratio of the $\Sigma(1381)$ baryon",
Physical Review, Vol. D9 (1974), p. 3006.
- [31] E. P. Hartouni *et al.*, "Precise measurement of the Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$
masses and a test of CPT invariance", Physical Review
Letters, Vol. 72 (1994) p. 1322.
- [32] D. W. Tomas *et al.*, "Strange particle production from π^-p interactions
at 1.69 GeV/c", Nuclear Physics, Vol. B56 (1973) p. 15.
- [33] M. Baubillier *et al.*, "A study of inclusive Λ , Σ^0 and $\Sigma(1385)$
production in K^-p interactions at 8.25 GeV/c", Nuclear
Physics, Vol. B148 (1979) p. 18.

BIBLIOGRAFIA

- AGUILAR-BENITEZ, M. *et al.*, "Study of nonstrange mesons produced in K^-p interactions at 3.9 and 4.6 GeV/c", Physical Review, Vol. D6, (1972) pp. 29.
- ALSTON, M. *et al.*, "Resonance in the $\Lambda\pi$ system", Physical Review Letters, Vol. 5 (1960) p. 520.
- BAIRD, D. C. Experimentation: An introduction to measurement theory and experiment design. New Jersey, USA: Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, 1962. 225 pp.
- BAUBILLIER, M. *et al.*, "A study of inclusive Λ , Σ^0 and $\Sigma(1385)$ production in K^-p interactions at 8.25 GeV/c", Nuclear Physics, Vol. B148 (1979) pp. 18.
- BAUBILLIER, M. *et al.*, "The reactions $K^-p \rightarrow \pi^\pm \Sigma(1385)^\pm$ at 28.5 GeV/c", Zeitschrift für Physik, Vol. C23 (1984), pp. 213.
- BARLOUTAUD, R. *et al.*, "Measurement of the lifetimes of the Σ^\pm hyperons and of the branching ratio of the non-leptonic Σ^+ decay", Nuclear Physics, Parte B, Vol. 14 (1969) p. 153.
- BEISER, A. Conceptos de fisica moderna. 2a. ed. México: . Ed. Mc Graw-Hill, 1986. 225 pp.
- BERNSTEIN, J. Elementary particles and their currents. USA: W. H. Freeman And Company, 1968. 325 pp.

- BORENSTEIN, S. R. *et al.*, "Determination of the mass, width, and $(\Sigma\pi/\Lambda\pi)$ branching ratio of the $\Sigma(1381)$ baryon". Physical Review, Vol. D9 (1974) pp. 3006.
- CAMERON, W. *et al.*, "Partial-wave analysis of $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^+(1385)$ between 1775-2170 MeV including new data below 1960 MeV", Nuclear Physics, Vol. B143, (1978) pp. 189.
- Colaboración BNL E766. Report No. E766, Columbia University, University of Mas Universidad de Guanajuato, FERMILAB, and Texas A&M University, and Brookhaven National Laboratories, (1981).
- COOPER, W. A. "Difference in mass between the Y_1^{*+} and Y_1^{*-} isobars" Physical Letters, Vol. 8 (1964) pp. 365.
- CHANG, A. Y., " Σ^\pm Lifetime and the branching ratio $B_{\Sigma^+} \equiv (\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n)/(\Sigma^+ \rightarrow \text{All})$.", Physical Review, Vol. 151 (1966) p. 1081.
- CHURCH, M. Ξ^- Production in 15-28 GeV neutron-proton interactions. USA: Department of Physics, Columbia University, 1986, pp. 108.
- EISBERG, Robert. Fundamentals of modern physics. USA: John Wiley & Sons, 1961. 707 pp.

- FELIX, J. Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N, N = 1, 2, 3, 4$, at 27.5 GeV/c. USA: Universidad de Guanajuato y Universidad de Massachusetts, 1994.
- FELIX, J. *et al.*, " Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N, N = 1, 2, 3, 4$, at 27.5 GeV/c", Physical Review Letters, Vol. 76, (1996) pp. 22.
- FORBUSH, M. J. High mass diffractive dissociation at 27.5 GeV protón-protón interactions in exclusive final states. USA: Department of Physics, Texas A & M University), 1990, pp. 114.
- FRODESEN, A. G *et al.*, Probability and Statistics in Particle Physics. Bergen-Oslo-Tromsø: Universitetsforlaget, 1979. 525 pp.
- GASIOROWICZ, S. Quantum physics. USA: John Wiley & Sons, 1974. 425 pp.
- GORDON, Kane. Modern elementary particle physics. USA: Addison-Wesley, 1987. 329 pp.
- GO'TTFRIED, K. and V. F. Weisskopf. Concepts of particle physics. Vol. II. USA: Oxford University Press, 1986. 600 pp.
- HAGEDORN, R. Relativistic kinematics. A guide to the kinematics problems of high energy physics CERN: W. A. Benjamin, Inc., 1963. 115 pp.
- HALZER, Francis & Alan D. Martin. Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics. USA: John Wiley & Sons, 1984. 325 pp.

- HARTOUNI, E. P. *et al.*, "Precise measurement of the Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ masses and a test of CPT invariance", Physical Review Letters, Vol. 72 (1994) pp. 132.
- HUMPHREY, W. E. and Ronald R. Ross, "Low-energy interactions of K^- Mesons in hydrogen", Physical Review, Vol. 127, (1962) p. 1305.
- HUWE, D. "Study of the reaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$ from 1.2 to 1.7 BeV/c", Physical Review, Vol. 181(1969) pp. 1824.
- LACH, J. and L. Pondrom, "Hyperon beam physics", Ann. Review Nuclear Part. Sci. Vol. 29 (1979) p. 203.
- LEO, W. R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. Springer-Verlag, 1987. 225 pp.
- PARTICLE DATA GROUP, "Review of particle physics 1", Physical Review, Vol. D54 (1996) p.1.
- ROLNICK, William B. The fundamental particles and their interactions. USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1994. 357 pp.
- STERN, B. A search for charmed particles in 15-28 GeV neutron-proton interactions. USA: Department of Physics, Columbia University, 1988, pp. 206.
- TOMAS, D. W. *et al.*, "Strange particle production from $\pi^- p$ interactions at 1.69 GeV/c", Nuclear Physics, Vol. B56 (1973) pp. 15

TOVEE, D. N. *et al.*, "Some properties of the charged Σ hyperons",
Nuclear Physics, Parte B, Vol. 33 (1971) p. 493.

URIBE, J. Pion-pion correlations at low relative momentum produced
in the reactions $pp \rightarrow pp(\pi^+, \pi^-)^n$ with $n = 2,3,4,5,6$.
USA: Department of Physics and Astronomy,
University of Massachusetts, 1993, 151pp.

WHITESIDE, H. The project physics course, Supplemental Unit A,
Elementary Particle. Toronto, Canadá: Holt Rinehart
and Winston Inc., 1971. 125 pp.

APÉNDICE A

Cálculo de la masa invariante de Σ^{*+} y de Σ^{*-}

Calculamos la masa invariante $M_{\Lambda^0\pi^+}$ de $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0\pi^+$ a partir de la expresión [21]

$$M_{\Lambda^0\pi^+} = \sqrt{(E_{\Lambda^0} + E_{\pi^+})^2 - (\vec{P}_{\Lambda^0} + \vec{P}_{\pi^+})^2} \quad (A.1)$$

en donde E_{Λ^0} y E_{π^+} son las energías de Λ^0 y π^+ , respectivamente, mientras que \vec{P}_{Λ^0} y \vec{P}_{π^+} son los momenta de Λ^0 y π^+ , respectivamente. Estas cuatro cantidades fueron medidas en el marco de referencia del laboratorio. Para calcular la masa invariante $M_{\Lambda^0\pi^-}$ de $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0\pi^-$, utilizamos una expresión similar a la mostrada en (A.1), en donde solamente sustituimos la partícula π^+ por π^- .

En total tenemos, para cada evento de la forma mostrada en la Ecuación (5.1), 4 combinaciones de masas invariantes: $M_{\Lambda^0\pi_1^+}$, $M_{\Lambda^0\pi_2^+}$, $M_{\Lambda^0\pi_1^-}$, y $M_{\Lambda^0\pi_2^-}$, en donde los subíndices 1 y 2, utilizados para cada uno los piones π^+ y π^- , los asignamos en forma aleatoria en cada evento. La energía E_{Λ^0} y el momentum \vec{P}_{Λ^0} los calculamos a partir de los productos de decaimiento de Λ^0 , en el modo $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, es decir,

$$E_{\Lambda^0} = E_{\pi^-} + E_p \quad (A.2)$$

$$\vec{P}_{\Lambda^0} = \vec{P}_{\pi^-} + \vec{P}_p \quad (A.3)$$

Finalmente, tabulamos las 4 combinaciones de masas invariantes de cada evento y con esta información construimos las distribuciones mostradas en la Figura 5.2 y Figura 5.3.