

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERÍA

**DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE
LA PARTÍCULA SIGMA CERO**

TESIS

Presentada a la Junta Directiva de la
Facultad de Ingeniería

POR

Juan Adolfo Ponciano Castellanos

Al conferirsele el grado académico de:

Licenciado en Física Aplicada

Guatemala, junio de 1997

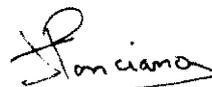
08
T(4051)
C.4

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
LA PARTÍCULA SIGMA CERO**

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



Juan Adolfo Ponciano Castellanos.

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERIA

MIEMBROS DE JUNTA DIRECTIVA

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

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

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



FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Guatemala, 12 de mayo de 1997

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

Señor Director:

Hago de su conocimiento que he revisado el trabajo de tesis desarrollado por el estudiante **Juan Adolfo Ponciano Castellanos**, titulado **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE LA PARTÍCULA SIGMA CERO**; ya que considero que cumple los objetivos propuestos en el proyecto de tesis, me permito aprobarla.

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

Atentamente,

ID Y ENSEÑAD A TODOS

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Edgar Anibal Cifuentes Anleu".

Lic. Edgar Anibal Cifuentes Anleu
ASESOR



FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Guatemala, 14 de mayo de 1997

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

Señor Director:

Me dirijo a usted para informarle que he realizado las revisiones pertinentes al trabajo de tesis titulado **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE LA PARTÍCULA SIGMA CERO**, del estudiante **Juan Adolfo Ponciano Castellanos**. Considerando que cumple con los objetivos de la carrera de Física Aplicada, me permito aprobarla.

Sin otro particular, me suscribo de usted.

Atentamente,

ID Y ENSEÑAD A TODOS

Lic. Oscar Castañeda Taracena
Coordinador
Licenciatura en Física Aplicada

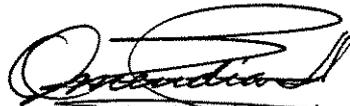
UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS
DE GUATEMALA



FACULTAD DE INGENIERIA

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

El Director de la Escuela de Ciencias, después de conocer el dictamen del Asesor y del Coordinador de la Licenciatura en Física Aplicada, Lic. Oscar Castañeda Taracena, al trabajo de tesis del estudiante Juan Adolfo Ponciano Castellanos, titulado DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE LA PARTICULA SIGMA CERO, da por este medio su aprobación a dicha tesis.


Ing. Herbert Mendia Alarcón
DIRECTOR

Guatemala, junio de 1,997.

HMA/gdech



UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS
DE GUATEMALA

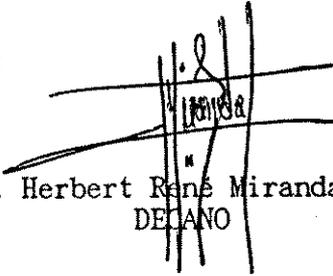


FACULTAD DE INGENIERIA

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

El Decano de la Facultad de Ingeniería, luego de conocer la autorización por parte del Director de la Escuela de Ciencias, Ing. Herbert Mendía Alarcón, al trabajo de tesis DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE LA PARTICULA SIGMA CERO, del estudiante Juan Adolfo Ponciano Castellanos, procede a la autorización para la impresión de la misma.

IMPRIMASE:


Ing. Herbert René Miranda Barrios
DECANO

Guatemala, junio de 1,997.

HRMB/gdech



AGRADECIMIENTOS

A todas las personas que han contribuido en mi formación académica, a aquellos que me han enseñado mucho con las palabras oportunas, a todos los que me han ayudado a salir adelante, a todos ellos, les dedico esta tesis y les estoy profundamente agradecido.

Es mi deber agradecer al Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato (IFUG) y al Centro latinoamericano de física en México (CLAFM), por haberme apoyado económicamente durante mi estancia en México, y haber proporcionado todos los recursos materiales necesarios para la realización del presente trabajo de tesis.

Agradezco también, a la Universidad de San Carlos de Guatemala, por respaldarme y permitirme terminar los estudios de pregrado en un instituto de física de renombre internacional.

Finalmente, quiero agradecer al Dr. Julián Félix Valdez por su trabajo serio y responsable en la asesoría de este trabajo.

DEDICATORIA

*A mis padres,
Isaías y Eugenia,
forjadores de vida y esperanza.*

*A mis hermanos,
Jose Miguel, Karen y Ana Eugenia,
complemento de mi identidad.*

ÍNDICE

	Pág.
LISTA DE ILUSTRACIONES	I
LISTA DE SÍMBOLOS	III
GLOSARIO	V
INTRODUCCIÓN	VII

CAPÍTULO 1. La vida media de las partículas.

1.1	Introducción.	1
1.2	Decaimiento de las partículas.	2
1.3	Vida media.	4
1.3.1	Vida media de antipartículas.	5
1.4	Determinación de la vida media de partículas.	6
1.4.1	La producción de partículas.	6
1.4.2	La detección de partículas.	7
1.4.2.1	Las cámaras de burbujas.	7
1.4.2.2	Los espectrómetros de multipartículas.	7
1.4.3	Métodos para la determinación de la vida media.	8
1.4.4	Métodos estadísticos para el cálculo de la vida media.	9
1.5	La vida media de las resonancias.	11

CAPÍTULO 2. La vida media de Σ^{*0} .

2.1	Introducción.	13
2.2	La resonancia Σ^{*0} .	13
2.2	Las predicciones teóricas sobre la vida media de Σ^{*0} .	14
2.4	Técnicas de medición de la vida media de Σ^{*0} .	15
2.4.1	Procedimiento experimental para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$.	17
2.4.2	Selección de eventos.	17
2.4.3	Los resultados de medir $\tau_{\Sigma^{*0}}$.	19
2.5	La vida media de $\bar{\Sigma}^{*0}$.	20

CAPÍTULO 3. El experimento BNL E766.

3.1	Introducción .	21
3.2	El haz de protones.	23
3.3	El blanco de hidrógeno.	24
3.4	El espectrómetro E766.	25
3.4.1	Las cámaras multialámbricas.	26
3.4.2	El sistema de tiempo de vuelo (TOF).	27
3.4.3	El contador Cherenkov.	28
3.5	El sistema de disparo.	31
3.6	El análisis de datos.	32
3.6.1	La reconstrucción de trayectorias: PASO 1.	32
3.6.2	La reconstrucción de vértices: PASO 2.	33
3.6.3	La identificación de partículas: PASO 3.	35
3.6.3.1	El método indirecto de identificación de partículas.	36
3.6.3.2	El método directo de identificación de partículas.	37

CAPÍTULO 4. La técnica para medir la vida media de Σ^{*0} .

4.1	Introducción.	39
4.2	Selección de eventos.	39
4.2.1	El <i>background</i> de la muestra.	41
4.3	El estudio de la muestra superseleccionada.	41
4.3.1	Distribuciones de momentos en el marco del laboratorio.	41
4.3.2	Distribuciones de masa invariante.	46
4.3.2.1	Distribución de la masa invariante $M(p\pi^-)$.	46
4.3.2.2	Distribución de la masa invariante $M(p\pi^- e^- e^+)$.	48
4.4	Medición de la vida media de la resonancia Σ^{*0} .	49

CAPÍTULO 5. Resultados y discusión.

5.1	Introducción.	52
5.2	Resultados de la vida media de la resonancia Σ^{*0} .	52

5.3	Discusión de resultados.	54
5.3.1	La vida media de Σ^{+0} .	54
5.3.2	Los errores experimentales.	55
5.3.3	Comparación con estudios anteriores.	56
5.3.4	La vida media de $\bar{\Sigma}^{+0}$.	57
CONCLUSIONES		IX
RECOMENDACIONES		X
REFERENCIAS		XI
BIBLIOGRAFÍA		XV
APÉNDICES		XVI

LISTA DE ILUSTRACIONES

FIGURAS

	Pág.
2.1 Producción de hiperones Σ^{*0} vía el mecanismo Primakoff.	16
3.1 El espectrómetro BNL E766.	22
3.2 Línea del haz en el Sincrotón de Gradiente Alterno (AGS).	23
3.3 Distribución del momento del haz incidente.	24
3.4 Representación del efecto Cherenkov.	29
4.1 Distribución de los momentos de Σ^{*0} en el LAB.	42
4.2 Distribución de los momentos de Λ^0 en el LAB.	43
4.3 Distribución de los momentos de γ en el LAB.	44
4.4 a) Distribución de los momentos de Λ^0 en el CM de Σ^{*0} . b) Distribución de los momentos de γ en el CM de Σ^{*0} . c) Razón de la distribución P_γ^* a la distribución $P_{\Lambda^0}^*$.	45
4.5 Distribución de la masa invariante $M(p\pi^-)$.	47
4.6 Distribución de la masa invariante $M(p\pi^-e^-e^+)$.	49
4.7 Distribución de la masa de Σ^{*0} entre 1.191 GeV/c ² y 1.195 GeV/c ² ; 50 bins.	51
5.1 Distribución de la masa de Σ^{*0} entre 1.191 GeV/c ² y 1.195 GeV/c ² ; 25 bins.	53
5.2 Comparación de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ medida en este trabajo, con los resultados obtenidos por otros autores.	56

TABLAS

	Pág.
1.1 Características de las interacciones básicas.	2
1.2 Reglas de selección en decaimientos débiles y electromagnéticos.	3
1.3 Vida media de algunos hadrones.	5
2.1 Producción Primakoff en un blanco de uranio.	19
2.2 Mediciones de la vida media de Σ^{*0} .	20
3.1 Parámetros del contador Cherenkov del espectrómetro BNL E766.	30
5.1 Resultados del estudio de la vida media de Σ^{*0} .	54

LISTA DE SÍMBOLOS

τ :	vida media de una partícula.
n :	neutrón.
p :	protón.
Σ^{*0} :	resonancia sigma cero.
γ :	fotón.
Λ^0 :	partícula lambda cero.
K^0 :	kaón cero.
e^- :	electrón.
e^+ :	positrón.
π^+ :	pión positivo.
π^- :	pión negativo.
π^0 :	pión cero.
Σ^+ :	sigma positiva.
Σ^- :	sigma negativa.
$\bar{\nu}_e$:	antineutrino del electrón.
S :	extrañeza.
I :	isospín.
J :	espín.
E :	energía relativista.
$N(t)$:	número de partículas en un tiempo t .
Z :	número atómico.
\vec{P} :	vector momentum de una partícula.
Γ :	ancho de la distribución de la masa invariante de la resonancia.
χ^2 :	función chi cuadrado.
L :	función de <i>likelihood</i> .
σ :	desviación estándar o sección transversal.
ρ :	densidad (g/cm^3).
P_l :	momentum longitudinal.
P_t :	momentum transversal.

c : velocidad de la luz (3×10^8) m/s.
 $M(p\pi^-)$: masa invariante del sistema de partículas p, π^- .
 $M(p\pi^- e^- e^+)$: masa invariante del sistema de partículas p, π^-, e^-, e^+ .
 NDF : número de grados de libertad.

GLOSARIO

Aceptancia: es la eficiencia del detector, se define como el cociente del número de eventos detectados entre el número total de eventos generados por un simulador Monte Carlo.

Barión: partícula compuesta por tres quarks; obedece al principio de exclusión de Pauli.

Bin: uno de los intervalos de clase en los 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 en el que una partícula inestable se desintegra, creando dos o más partículas.

Evento: conjunto de medidas tomadas por un detector, generadas por la interacción de una partícula del haz con una partícula del blanco.

Eventos exclusivos: reacción de la forma $a + b \rightarrow c + d_1 + d_2 + \dots + d_n$, en donde se estudia c en el canal específico del conjunto de partículas d_1, d_2, \dots, d_n .

Eventos inclusivos: reacción de la forma $a + b \rightarrow c + X$, en donde se estudia c y se ignora el resto de la reacción, X .

Extrañeza: número cuántico conservado durante las interacciones fuertes y electromagnéticas en las que intervienen partículas con quarks s o \bar{s} .

Masa invariante: también conocida como masa en reposo; es la energía total en el centro de masa de la partícula inestable.

Masa propia: masa de un objeto medida por un observador que está en reposo con respecto al objeto.

Muestra superseleccionada: muestra de eventos que sobrevivió a todos los cortes impuestos en el proceso de análisis de datos.

Multiplete: familia de hadrones que se compone de partículas con idéntico espín.

Quarks: fermiones fundamentales cuyos estados ligados forman todos los bariones y mesones conocidos.

Solución a un evento: conjunto de identidades de partículas que se asignan a las trazas reconstruidas en 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.

Tiempo propio: el tiempo propio de un sistema de referencia designa el tiempo medido con un reloj en reposo con respecto a dicho sistema.

Vértice: punto en el espacio donde se intersectan dos o más trayectorias de las partículas producidas en una reacción.

Vértice primario: lugar donde ocurre la interacción entre una partícula del haz y una partícula del blanco.

Vértice secundario: vértice asociado al decaimiento de una partícula.

Vida media: tiempo necesario para que decaiga la fracción $(1 - e^{-1})$ de una muestra de N_0 partículas iguales (alrededor del 63 %).

INTRODUCCIÓN

La presente investigación fue realizada, dentro del marco del intercambio académico entre la Universidad de San Carlos de Guatemala y el Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato (IFUG), bajo el acompañamiento y asesoría del Dr. Julián Félix Valdez, investigador mexicano en la rama de Física de altas energías.

El objetivo de este trabajo es determinar la vida media del hiperón $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$, utilizando los datos recabados en el experimento Brookhaven National Laboratory BNL E766. Para ello empleamos la técnica de espectroscopía.

A partir del valor obtenido de la vida media de Σ^{*0} y, considerando la validez del teorema *CPT*, deduciremos, adicionalmente, el valor para la vida media de la antipartícula de Σ^{*0} ($\bar{\Sigma}^{*0}$).

La resonancia Σ^{*0} se desintegra predominantemente vía interacción electromagnética, a través del canal de decaimiento: $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. De acuerdo con la teoría de grupos $SU(3)$, la vida media de $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ debe de ser del orden de $\sim 10^{-20}$ s. Esta predicción teórica ha sido corroborada experimentalmente sólo por tres autores, y por lo tanto, creemos importante aportar una nueva medición de $\tau_{\Sigma^{*0}}$. En el desarrollo de la disertación expondremos la técnica que usamos para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

El capítulo 1, de esta tesis, tiene el propósito de introducir el tema central de nuestro estudio; allí, describimos las principales características de los procesos de desintegración y presentamos la definición de *vida media* de las partículas. En el mismo capítulo, explicamos las técnicas usuales para determinar la vida media de las partículas.

En el capítulo 2, resumimos las propiedades principales de la resonancia Σ^{*0} y describimos la técnica usada, por otros autores, para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

En el capítulo 3, hacemos una descripción general del experimento BNL E766. Además, explicamos el proceso de adquisición de datos y el análisis computacional

realizado para reconstruir los eventos en el estado final.

En el capítulo 4, presentamos la técnica empleada en esta investigación para medir la vida media de Σ^{*0} . En este capítulo, explicamos los criterios impuestos para seleccionar los eventos $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ y describimos el análisis realizado con los mismos.

En la parte final de la tesis, discutimos los resultados que hemos obtenido y presentamos las conclusiones derivadas de nuestro estudio acerca de la vida media de Σ^{*0} y su antipartícula $\bar{\Sigma}^{*0}$.

CAPÍTULO 1

La vida media de las partículas

1.1 Introducción

Experimentalmente, se ha comprobado que la mayoría de partículas se desintegran después de que ha transcurrido cierto tiempo desde su creación. Estas observaciones nos llevan a hablar del tiempo de vida de las partículas.

Las partículas pueden clasificarse en dos categorías de acuerdo con su tiempo de vida: partículas estables y partículas inestables. Una partícula estable es aquella que, fuera de cualquier interacción con su alrededor, vive un tiempo inmensurablemente largo y sus características intrínsecas permanecen invariantes a lo largo del tiempo. Por el contrario, una partícula se considera inestable si, en un experimento realizable, un observador es capaz de distinguir un cambio de estado en ella.

El número de partículas estables es muy limitado: únicamente el electrón, el neutrino, el fotón y el protón lo son [1]. La teoría de grupos SU(5) predice que el protón decae, sin embargo, resultados experimentales demuestran que su vida media es mayor que 9×10^{32} años y por lo tanto el protón puede ser considerado como estable [2]. Por otro lado, las partículas inestables forman un grupo muy numeroso. En particular, todos los hadrones, exceptuando al protón, son inestables.

Los tiempos de vida de partículas idénticas no son todos iguales; por esta razón, para caracterizar la vida de una partícula inestable, es útil introducir un concepto estadístico conocido como *vida media*.

Más adelante, en este mismo capítulo, se define el concepto de vida media de partículas y se describen brevemente los métodos usuales para la determinación de la vida media. En la sección 1.2, se presentan las características principales de los procesos de desintegración de partículas.

1.2 Decaimiento de las partículas

Existen cuatro interacciones fundamentales en la naturaleza: gravitacional, fuerte, débil y electromagnética [2-4]. Todos los procesos naturales pueden explicarse en términos de las cuatro interacciones básicas de la naturaleza. Las interacciones juegan dos papeles importantes: hacer que las partículas se aglutinen o hacer que decaigan. La fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte participan en los procesos de desintegración de partículas. Los diferentes tipos de fuerzas se distinguen por sus magnitudes y por el alcance de sus interacciones. En la tabla 1.1 se muestran las principales características de la 4 fuerzas fundamentales.

El tiempo de vida de una partícula está relacionado con el tipo de fuerza que interviene durante el proceso de desintegración. Los tiempos típicos de vida de las partículas que decaen mediante una reacción fuerte son del orden de 10^{-23} segundos; en el caso de decaimientos débiles y electromagnéticos, los tiempos de decaimiento son del orden de $10^{-6} - 10^{-13}$ s y $10^{-18} - 10^{-20}$ s, respectivamente [2-4].

Naturaleza .	Magnitud relativa	alcance	Tiempos de interacción
Fuerte	1	$\sim 10^{-15}$ m	10^{-23} s
Electromagnética	10^{-2}	$\propto 1/r^2$	$10^{-18} - 10^{-20}$ s
Débil	10^{-5}	$\sim 10^{-18}$ m	$10^{-6} - 10^{-13}$ s
Gravitacional	10^{-39}	$\propto 1/r^2$	10^{45} s

Tabla 1.1 Características de las interacciones básicas [4].

En los decaimientos débiles, los productos finales son generalmente leptones, mientras que en los decaimientos fuertes son hadrones [5]. Los decaimientos electromagnéticos se caracterizan por la presencia de, por lo menos, un fotón en el estado final. A continuación se presentan tres ejemplos de decaimientos en donde intervienen la fuerza débil, la fuerza fuerte y la fuerza electromagnética, respectivamente.

Decaimiento débil (desintegración β):

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

Decaimiento fuerte:

$$\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ \quad (1.2)$$

Decaimiento electromagnético:

$$\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad (1.3)$$

En todos los procesos de desintegración se conservan la energía, el momento lineal y la carga. En los decaimientos fuertes se conservan todos los números cuánticos asociados con las propiedades de las partículas (espín, isoespín, paridad, número bariónico, extrañeza, etc.). Por el contrario, en los decaimientos electromagnéticos y débiles no se conservan algunas propiedades [6]. Por ejemplo, en los decaimientos débiles hadrónicos (únicamente hay hadrones presentes en el estado final) no se conservan el isoespín (I) ni la extrañeza (S); estos procesos se caracterizan por las reglas de selección $\Delta I = \frac{1}{2}$ y $\Delta S = 1$. En la tabla 1.2 se presenta un resumen de dichos procesos.

Decaimiento	Productos finales	Ejemplo	Reglas de selección
Débil			
hadrónico	hadrones	$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- p$	$ \Delta I = \frac{1}{2}, \Delta S = 1$
semileptónico	leptones y hadrones	$\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}_e$	$ \Delta I = 1/2, \Delta S = 1$ $ \Delta J = 1/2 \text{ o } 3/2$
Electromagnético		$\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$	$ \Delta J = 1$

Tabla 1.2 Reglas de selección en decaimientos débiles y electromagnéticos [6].

El conocimiento de las leyes de conservación y las reglas de selección de las interacciones permiten determinar los posibles modos de decaimiento de una partícula inestable.

1.3 Vida media

Una muestra de N_0 partículas iguales decae exponencialmente en el tiempo de acuerdo con la relación:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.4)$$

en donde N es el número de partículas que sobreviven después de un tiempo t y λ es la razón de decaimiento.

La vida media (τ) se define como el tiempo necesario para que decaiga la fracción $(1 - e^{-1})$ de las N_0 partículas iniciales (alrededor del 63 %) [7]. La vida media está relacionada con la razón de decaimiento según: $\tau = 1/\lambda$.

La probabilidad de que una partícula con vida media τ no haya decaído en el instante t está dada por [8]:

$$P(t) = C e^{-t/\tau} \quad 0 \leq t < \infty \quad (1.5)$$

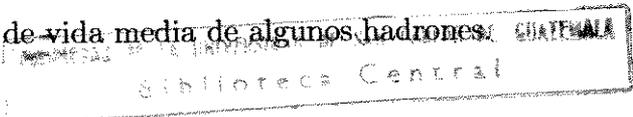
donde C representa la constante de normalización de la función de probabilidad $P(t)$. La constante C se determina imponiendo la condición:

$$\int_0^{\infty} P(t) dt = 1. \quad (1.6)$$

Integrando se obtiene $C = 1/\tau$, por lo tanto:

$$P(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad 0 \leq t < \infty. \quad (1.7)$$

En la tabla 1.3 se muestran los valores de vida media de algunos hadrones.



partícula	vida media
n	889s
K_s^0	0.89×10^{-10} s
Λ^0	2.63×10^{-10} s
Σ^-	1.48×10^{-10} s
Σ^{*0}	7.4×10^{-20} s
Σ^{*+}	2.09×10^{-23} s

Tabla 1.3 Vida media de algunos hadrones [8]

1.3.1 Vida media de antipartículas

Experimentalmente, se ha demostrado que la vida media de una partícula es igual a la vida media de su correspondiente antipartícula. Esta simetría es una consecuencia directa del teorema *CPT*, el cual afirma que cualquier sistema físico es invariante ante las transformaciones de conjugación temporal ($T : t \rightarrow -t$), espacial ($P : \vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) y de carga eléctrica ($C : q \rightarrow -q$) [9], aplicadas en cualquier orden.

Las transformaciones de conjugación temporal, espacial y de carga eléctrica son transformaciones discretas. La transformación espacial consiste en una reflexión del sistema de coordenadas con respecto al origen:

$$P : (x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z) \quad (1.8)$$

La operación anterior es equivalente al intercambio de un sistema de referencia derecho por un sistema izquierdo. De forma general, una ley de la naturaleza es invariante ante una inversión espacial si la probabilidad de que ocurra un proceso es igual a la probabilidad de que ocurra la imagen especular de dicho proceso [10].

La conjugación de carga (*C*) afecta las propiedades internas de un estado cuántico. Esta operación invierte los números cuánticos de un estado (número bariónico, leptónico, extrañeza, etc.), lo cual es equivalente a intercambiar a las partículas que participan en un proceso por sus respectivas antipartículas. Únicamente los

procesos fuertes y electromagnéticos son invariantes ante transformaciones de conjugación espacial y de carga eléctrica [5].

En términos simples, la transformación temporal consiste en invertir la dirección del flujo del tiempo [10]. Dicho de otra forma, la conjugación temporal está definida como la operación que conjuga el momento y el espín de un sistema físico.

Aunque las simetrías C , P y CP , se violan en algunos procesos, experimentalmente se ha comprobado que todas las interacciones son invariantes ante el efecto combinado de las operaciones CPT . Esta simetría establece que, dado un proceso que ocurre en la naturaleza, el proceso obtenido, al aplicarle la transformación CPT , es también un proceso válido. El teorema CPT es consistente con las observaciones experimentales. Los resultados de las mediciones, de la vida media de partículas y de sus correspondientes antipartículas, son una sólida prueba de la validez del teorema CPT . En la referencia 8 se reportan los resultados de los experimentos realizados para probar la validez del teorema CPT .

1.4 Determinación de la vida media de partículas

1.4.1 La producción de partículas

Una partícula puede ser producida si se aporta la energía necesaria para su formación (esto puede hacerse debido a la equivalencia masa-energía establecida por la teoría especial de la relatividad).

Las partículas son producidas en colisiones en las que un haz de partículas interactúa con un blanco determinado. Por lo general, se usan haces de electrones o protones; en la referencia 2 se describen detalladamente las técnicas empleadas para producir estos haces.

1.4.2 La detección de partículas

1.4.2.1 Las cámaras de burbujas

La cámara de burbujas fue uno de los primeros detectores utilizados en la física de altas energías.

En la cámara de burbujas, un gas es mantenido dentro de un contenedor bajo una presión entre 5 y 20 atmósferas [7]. Las partículas cargadas que atraviesan la cámara dejan una traza de burbujas a lo largo de todo su recorrido como resultado de la ionización que producen en el gas supersaturado. Las burbujas formadas tienen una duración entre 10 y 50 ms, lo cual permite que puedan ser fotografiadas. De esta manera, se reconstruyen las trayectorias de las partículas. Una descripción detallada del funcionamiento de una cámara de burbujas puede encontrarse en la referencia 2.

Las cámaras de burbujas son empleadas junto con campos magnéticos que desvían las trayectorias de las partículas durante su paso por el detector. La reconstrucción de las trayectorias desviadas se usa para determinar el momento de la partícula detectada.

1.4.2.2 Los espectrómetros de multipartículas

Los espectrómetros de multipartículas están constituidos a base de sistemas de cámaras proporcionales y contadores de centelleo.

Las cámaras proporcionales son arreglos de alambres que forman planos de ánodos sujetos a un potencial eléctrico constante. Los planos están sumergidos dentro de un gas que se ioniza por el paso de partículas cargadas dentro de la cámara. Los electrones liberados en cada ionización son arrastrados por el campo eléctrico hacia los planos de alambres, produciendo un pulso análogo que lleva la información del lugar donde pasó la partícula. Para reconstruir completamente las trayectorias, se disponen varias cámaras en un solo detector. La resolución en la medición de la posición de una cámara multialámbrica es alrededor de $100 \mu\text{m}$ [2].

Dentro del detector, las partículas son desviadas por un campo magnético de

magnitud conocida. La reconstrucción de las trayectorias desviadas permite la determinación del momento y de la carga de la partícula detectada.

Con la ayuda de contadores de centelleo, contadores Cherenkov y otros detectores se seleccionan aquellos eventos que interesan para un tema de investigación particular [11]. En principio, el uso de estos detectores es suficiente para el estudio de los tiempos de vida de las partículas.

Una descripción más detallada sobre las cámaras proporcionales y los contadores usuales de un espectrómetro puede encontrarse en el capítulo 3 de este estudio y en la referencia 12.

1.4.3 Métodos para la determinación de la vida media

En esta sección, presentamos el método usado para determinar la vida media de partículas que viven tiempos relativamente largos. El modo de decaimiento de dichas partículas es vía interacción débil; los tiempos típicos de estos procesos son del orden de 10^{-6} s a 10^{-13} s.

El método consiste en determinar el momento y la energía de la partícula y medir la distancia que recorre antes de decaer. El tiempo propio de vida t_0 de la partícula se calcula usando la fórmula relativista [2]:

$$t_0 = \frac{d}{\beta\gamma c} \quad (1.9)$$

en donde d es la distancia de recorrido de la partícula medida en un marco de referencia situado en el laboratorio. β y γ se definen a partir del momento \vec{p} y la energía E de la partícula medidos en el laboratorio [13]:

$$\beta = \frac{|\vec{p}|}{E} \quad (1.10)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2} \quad (1.11)$$

Para determinar la vida media de la partícula, se estudian las distancias de decaimiento de una muestra de N partículas. El valor de la vida media se obtiene analizando la distribución de tiempos propios calculados con la ecuación (1.9). En la siguiente sección, se presenta la herramienta estadística usada para encontrar los parámetros que ajustan las distribuciones de tiempos propios a las funciones de probabilidad que describen el decaimiento de una partícula inestable; la vida media se deriva de los parámetros de ajuste encontrados.

Las partículas que decaen vía interacción fuerte y electromagnética, viven tiempos muy cortos y sus trayectorias son demasiado pequeñas para ser medidas. Sin embargo, sus tiempos de vida pueden ser determinados por medio de técnicas de espectroscopía. En la sección 2.5 se describe el método para determinar la vida media de dichas partículas.

1.4.4 Métodos estadísticos para el cálculo de la vida media

Durante un experimento, es necesario acumular la información de un número apreciable de decaimientos de una muestra de partículas, para poder determinar su vida media.

En el caso en que las trayectorias de las partículas inestables pueden ser totalmente reconstruidas, se realiza un análisis estadístico de las distancias recorridas por cada partícula.

La función de probabilidad que describe el decaimiento de una partícula como función del tiempo t está dada por [14]:

$$f(t|\tau) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad 0 \leq t \leq \infty \quad (1.12)$$

donde τ es el valor de la vida media a ser estimado.

Esta función de probabilidad corresponde a las observaciones hechas en un detector con una eficiencia del 100%. En el caso de un detector finito en el que sólo pueden detectarse partículas que viven tiempos comprendidos entre t_{min} y t_{max} la

función de probabilidad que debe utilizarse es [14]:

$$f(t|\tau) = \frac{1}{\tau} \frac{e^{-t/\tau}}{e^{-t_{min}/\tau} - e^{-t_{max}/\tau}}. \quad (1.13)$$

Generalmente, τ se determina por medio de un método general para la estimación de parámetros conocido como el *Maximum-Likelihood method* [14]. Este método consiste en encontrar el parámetro θ que maximiza la función de likelihood L definida como:

$$L(x|\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta) \quad (1.14)$$

donde x_1, x_2, \dots, x_n son un conjunto de observaciones y $f(x|\theta)$ es la función de probabilidad que describe el comportamiento de la variable x .

Consideremos el caso del decaimiento de una muestra de partículas en el que los tiempos de desintegración observados fueron t_1, t_2, \dots, t_n , la función de likelihood L está dada por:

$$L(t|\tau) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\tau} \frac{e^{-t/\tau}}{e^{-t_{min}/\tau} - e^{-t_{max}/\tau}}. \quad (1.15)$$

El parametro τ maximiza $L(t|\tau)$; éste se determina resolviendo:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \tau} = 0. \quad (1.16)$$

La solución de esta ecuación es:

$$\tau = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[t_i + \frac{t_{max} e^{-t_{max}/\tau} - t_{min} e^{-t_{min}/\tau}}{e^{-t_{min}/\tau} - e^{-t_{max}/\tau}} \right]. \quad (1.17)$$

Dado que la relación anterior es trascendental, el valor estimado de τ se obtiene usando un proceso iterativo tomando a $\bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i$ como valor inicial.

Existen otros métodos estadísticos que se usan para el ajuste de distribuciones.

Uno de los más importantes es el método de mínimos cuadrados. Detalles sobre este método pueden encontrarse en las referencias 14 y 15.

1.5 La vida media de las resonancias

Las resonancias son partículas que viven tiempos típicos del orden de 10^{-20} s a 10^{-23} s. El decaimiento de una resonancia es vía interacción fuerte o electromagnética. Las resonancias son estados excitados de hadrones producidos por interacciones entre partículas.

Algunas de las partículas fundamentales, tales como los bosones W, Z y el leptón τ , también son consideradas como resonancias [2]. Estas partículas tienen varios canales de desintegración y, aunque decaen vía interacción débil, sus tiempos de vida son del orden de 10^{-23} s.

La formación de una resonancia se origina en reacciones entre partículas en las que, para una cierta energía de colisión, la sección transversal de la interacción aumenta fuertemente.

Los mecanismos de producción de una resonancia pueden clasificarse en dos categorías [16]: colisiones periféricas y colisiones centrales. En las colisiones periféricas, la interacción a distancia entre dos hadrones produce la excitación de uno de ellos (o ambos). Por otro lado, en las colisiones centrales, dos partículas forman un sistema compuesto que se desintegra en diferentes partículas, de las cuales una es el hadrón en el estado excitado.

Una resonancia decae de acuerdo a la ley exponencial del decaimiento de partículas (ver ecuación (1.4)) [17]. El espectro característico del decaimiento de una resonancia tiene la forma de una distribución de Breit-Wigner [7]:

$$\sim \frac{1}{(E - M)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.18)$$

En donde E es la energía de los productos de decaimiento en el centro de masa de la resonancia y M es la masa en reposo de la resonancia. La distribución de Breit-Wigner tiene un pico agudo centrado en M y caracterizado por un ancho Γ . El ancho Γ está relacionado con la vida media τ de la resonancia de la siguiente

manera:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (1.19)$$

El ancho del pico representa la incertidumbre en la determinación de la masa M de la resonancia. Al escribir la ecuación (1.19), hemos supuesto implícitamente la equivalencia entre masa y energía; el ancho Γ está dado en unidades de energía. Debido al corto tiempo de vida de estas partículas, la incertidumbre en la masa es lo suficientemente grande para ser observada directamente de la distribución de la masa invariante de los productos de decaimiento de la resonancia. La medición del ancho de la distribución de masa de una resonancia se realiza por medio de técnicas de espectroscopía.

Empleando la técnica de espectroscopía de partículas, pueden medirse los momentos y las energías relativistas de los productos de decaimiento de una resonancia. La energía total de las partículas creadas, en el marco de referencia de la partícula inestable es [13]:

$$E = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} \quad (1.20)$$

En donde E_1 , E_2 y \vec{P}_1 , \vec{P}_2 son, respectivamente, las energías y los momentos de las partículas en el estado final medidas en el laboratorio (la expresión anterior se aplica al caso de un decaimiento de dos cuerpos).

La energía E se conoce como la masa invariante M de los productos de decaimiento; E es igual a la masa en reposo de la resonancia.

Utilizando la ecuación (1.20), se construye la distribución de la masa invariante de la resonancia y se mide el ancho Γ de la distribución.

CAPÍTULO 2

La vida media de Σ^{*0}

2.1 Introducción

El hiperón Σ^{*0} pertenece a la familia de multipletes de espín 1/2 y paridad par [18]. Esta partícula es considerada como un estado excitado de Λ^0 ; comúnmente se conoce con el nombre de resonancia sigma cero.

El modo de decaimiento dominante de Σ^{*0} es vía interacción electromagnética ($\sim 100\%$ de los casos) [8]; este decaimiento se simboliza de la siguiente forma:

$$\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad (2.1)$$

Es también conocido que Σ^{*0} decae en una partícula Λ^0 y dos fotones (menos del 3 % de los casos [8]). La electrodinámica cuántica predice que Σ^{*0} puede decaer según la reacción ($\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + e^+e^-$); sin embargo, la probabilidad de que esto suceda es menor a 5×10^{-4} [8].

Usando el canal inverso descrito por la ecuación (2.1), se ha determinado la vida media de Σ^{*0} . El valor de la vida media de Σ^{*0} reportado por el *Particle Data Group (1996)* es $\tau_{\Sigma^{*0}} = (7.4 \pm 0.7) \times 10^{-20}$ segundos [6]. Los valores de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ se han obtenido midiendo la sección transversal del proceso Primakoff $\Lambda^0 + \gamma \rightarrow \Sigma^{*0}$ (esta es la reacción inversa de 2.1).

En este capítulo, describiremos brevemente los estudios teóricos y experimentales que han sido realizados para obtener el mejor valor de $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

2.2 La resonancia Σ^{*0}

La resonancia Σ^{*0} es un miembro del octuplete SU(3) de bariones con espín 1/2 y paridad par [2] (el esquema de clasificación SU(3), conocido como *el camino*

octuple, fue propuesto por Gell-Mann en 1,961 [18]). Dentro de esta clasificación, Σ^{*0} forma un triplete junto con las partículas Σ^+ y Σ^- que se distingue por sus números cuánticos de extrañeza ($S=1$) e isospín ($I=1$). La constitución en quarks de la resonancia Σ^{*0} es uds [2].

El valor universalmente aceptado de la masa de Σ^{*0} es [6]: $1192.55 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$.

2.3 Las predicciones teóricas sobre la vida media de Σ^{*0}

En los años de su descubrimiento, se estimaba que la vida media de Σ^{*0} estaba comprendida entre 10^{-22} y 10^{-14} segundos [19-20].

Coleman y Glashow [21], dentro del formalismo de la teoría de grupos $SU(3)$, determinaron que la razón de decaimiento $\Gamma(\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma)$ debe de ser proporcional al cuadrado del momento magnético de transición $\mu_{\Sigma\Lambda}$. De acuerdo con estas consideraciones se espera que el valor de la vida media $\tau_{\Sigma^{*0}}$ de Σ^{*0} sea [20]:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = \frac{\pi}{k^3} \frac{1}{\mu_{\Sigma\Lambda}^2} = 0.7 \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.2)$$

En la expresión anterior, k denota el momentum del fotón en el estado final medido en el marco de referencia de Σ^{*0} .

Las técnicas usuales para la determinación de la vida media de las partículas caen dentro de dos categorías. Una de ellas consiste en medir el momentum y la distancia recorrida por la partícula y reemplazar estos valores en la ecuación (1.9). Asumiendo que $\tau_{\Sigma^{*0}} \sim 10^{-19}$ segundos (de acuerdo con el valor teórico) y considerando que los aparatos de detección tienen una resolución espacial mínima de $\sim 10^{-5}$ cm [19], la energía mínima con la que tiene que ser producida Σ^{*0} para ser detectada, es del orden de 10^3 GeV. Difícilmente un acelerador de partículas es capaz de operar a tales energías y por lo tanto es imposible usar esta técnica para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

En el caso de partículas con tiempo de vida media del orden de 10^{-20} s, la técnica usual es la medición del ancho de la distribución de masa [7]. Según el principio de incertidumbre de Heisenberg, el ancho $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ en la distribución de la masa de

Σ^{*0} debe ser:

$$(\Delta M_{\Sigma^{*0}})c^2 = \frac{h}{\tau_{\Sigma^{*0}}} \sim 60 \text{ KeV.} \quad (2.3)$$

En los experimentos realizados para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$, los detectores usados no permitían una buena resolución en el ancho de la distribución de masas de Σ^{*0} y, por lo tanto, la ecuación (2.3) no podía aplicarse para calcular $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

Por esta razón, fue necesario buscar otra técnica para medir la vida media de Σ^{*0} . En 1,962 Primakoff y Dreitlein propusieron medir $\tau_{\Sigma^{*0}}$ de forma indirecta, estudiando un nuevo mecanismo de producción de Σ^{*0} , al que se le ha llamado efecto Primakoff [19]. Los primeros resultados obtenidos por este método están en acuerdo con el valor esperado (Ec. (2.2)). En la siguiente sección veremos brevemente en que consiste esta técnica.

2.4 Técnicas de medición de la vida media de Σ^{*0}

La resonancia Σ^{*0} puede ser producida mediante la interacción de una partícula Λ^0 con el campo coulombiano de un núcleo (Z) (ver Fig. 2.1). La reacción que describe este proceso es:



Este mecanismo de producción de Σ^{*0} es conocido como efecto Primakoff.

En las colisiones Λ^0 -núcleo intervienen también procesos de interacción fuerte que contribuyen a la conversión $\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0}$. Los dos procesos de producción pueden distinguirse debido a que las secciones transversales muestran diferentes dependencias en Z y en la magnitud del momentum transferido $|\vec{p}_{\Sigma^{*0}} - \vec{p}_{\Lambda^0}|$.

Teóricamente [19], se ha determinado que para pequeños valores de $|\vec{p}_{\Sigma^{*0}} - \vec{p}_{\Lambda^0}|$ y Z grandes, la conversión coulombiana $\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0}$ es el proceso dominante en la generación de Σ^{*0} ; esto es:

$$\frac{d\sigma_{coul}(\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0})}{d\Omega} \geq \frac{d\sigma_{fuerte}(\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0})}{d\Omega} \quad (2.5)$$

donde $\frac{d\sigma_{coul}(\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0})}{d\Omega}$ y $\frac{d\sigma_{fuerte}(\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0})}{d\Omega}$ son respectivamente las secciones transver-

sales diferenciales para la conversión coulombiana y para la conversión fuerte. En 1,977 Dydak *et al.*, [20] midieron la vida media de Σ^{*0} usando el resultado teórico obtenido por Dreitlein y H. Primakoff [19], el cual predice que la sección transversal para la producción Primakoff es proporcional a $Z^2/\tau_{\Sigma^{*0}}$:

$$\frac{d\sigma_{coul}(\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{*0})}{d\Omega} \propto Z^2/\tau_{\Sigma^{*0}}. \quad (2.6)$$

Con el propósito de distinguir la producción coulombiana de Σ^{*0} de los procesos de producción fuerte, estudiaron la reacción (2.4) en la región cinemática en donde $\Lambda^0 + \gamma \rightarrow \Sigma^{*0}$ es dominante. A partir del total de eventos producidos por el decaimiento de las partículas Σ^{*0} midieron la sección transversal para el efecto Primakoff y determinaron $\tau_{\Sigma^{*0}}$, usando la relación teórica para σ .

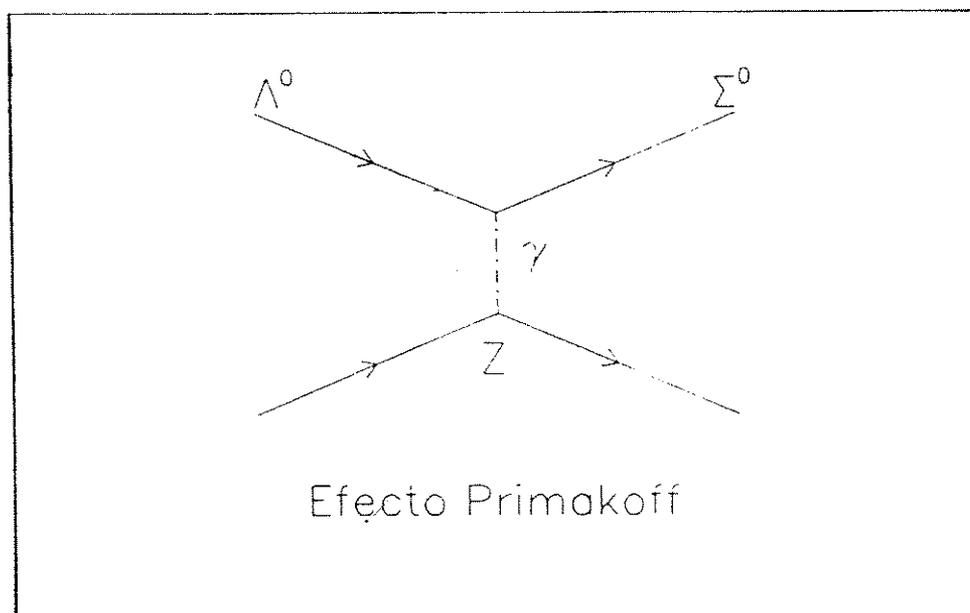


Figura 2.1 Producción de hiperones Σ^{*0} vía el mecanismo de Primakoff

2.4.1 Procedimiento experimental para determinar $\tau_{\Sigma^{*0}}$

Muy pocos experimentos se han realizado para determinar la vida media de Σ^{*0} . Todos ellos usan el efecto Primakoff [8]. En esta sección describiremos los detalles principales del procedimiento experimental basándonos en el estudio de Dydak *et al.*, [20].

En el experimento de Dydak *et al.*, se envió un haz de partículas Λ^0 con momento entre 5 y 20 GeV/c sobre un blanco compuesto de un material pesado [20]. Se estudiaron los eventos en los cuales eran detectados un protón, un pión, y un fotón producidos por el decaimiento de Σ^{*0} . La reacción que describe este proceso es:

$$\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \rightarrow p\pi^-\gamma. \quad (2.7)$$

El protón y el pión en el estado final fueron detectados por un espectrómetro de cámaras multialámbricas, mientras que la información de la energía y localización del fotón fue grabada por arreglos de detectores de plomo-vidrio de espesor equivalente a varias longitudes de radiación. Similares arreglos experimentales han sido recreados, desde entonces, para el estudio de la vida media de Σ^{*0} [8].

2.4.2 Selección de eventos

La técnica para medir $\tau_{\Sigma^{*0}}$, basada en el efecto Primakoff, utiliza criterios bien definidos para seleccionar los eventos en los que se observa un decaimiento de Σ^{*0} [20,22].

Un evento es seleccionado con la condición de que el espectrómetro detecte, en el estado final de la reacción, a las partículas p, π^- , γ .

Se exige que las trayectorias del pión y del protón se originen en un vértice común. Si la distribución de masa invariante $M(p\pi^-)$ resuena en el valor de la masa de Λ^0 entonces este punto se identifica como el vértice de decaimiento de Λ^0 .

El siguiente paso es la reconstrucción de la trayectoria del fotón producido en

el decaimiento de Σ^{*0} . Para este propósito se asume que el vértice de decaimiento de Σ^{*0} se localiza dentro del blanco Primakoff (el blanco usado para la producción Primakoff se conoce comúnmente como blanco Primakoff). La trayectoria del fotón se reconstruye uniendo el punto donde es detectado y el vértice reconstruido del decaimiento de Σ^{*0} . Para mayores detalles sobre la reconstrucción de eventos Σ^{*0} 's consultar las referencias 20 y 22.

Las mediciones de la sección transversal del efecto Primakoff deben realizarse en las regiones cinemáticas en donde la interacción coulombiana es dominante ($|\vec{p}_{\Sigma^{*0}} - \vec{p}_{\Lambda^0}|^2 < 0.004 \text{ (GeV/c)}^2$) [22]. Para tal efecto, se imponen cortes cinemáticos que están en acuerdo con la predicción teórica del comportamiento de la sección transversal del efecto Primakoff. Dado que la sección transversal de la producción coulombiana aumenta en forma logarítmica con el momento de $(\Lambda^0 + \gamma)$, los eventos se restringen a los valores más altos los momentos $P_{\Lambda^0\gamma}$. Se requiere además que la energía del fotón detectado sea mayor que un límite que depende del material del blanco Primakoff (0.8 GeV para uranio).

A pesar de los cortes impuestos en el proceso de selección, no es posible eliminar totalmente las contribuciones del fondo que alteran las mediciones de la sección transversal para la producción Primakoff.

El fondo de los eventos estudiados consiste principalmente en (ver Ref. 20 y 22): (1) partículas Λ^0 del haz incidente detectadas junto con un fotón accidental, (2) eventos $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$ donde un solo fotón producido por el decaimiento de π^0 es detectado, y (3) mecanismos de producción fuerte de Σ^{*0} .

Para estudiar la contribución del fondo, se simula la producción y la detección de eventos del tipo (1), (2) y (3) usando la técnica Monte Carlo [20,22]. En la referencia 11 se describe detalladamente esta técnica. El número de eventos Σ^{*0} , producidos por efecto Primakoff, se obtiene substrayendo el número de eventos Monte Carlo (eventos del tipo (1), (2) y (3)) del número de eventos detectados en el experimento.

2.4.3 Los resultados de medir $\tau_{\Sigma^{*0}}$

Los resultados finales de los estudios de producción Primakoff son consistentes con la teoría [20].

La tabla 2.1 muestra los resultados obtenidos por Dydak *et al.*, [20] usando un blanco de uranio. Aparacen también los resultados teóricos (σ_{teor}) y experimentales (σ_{exp}) de la sección transversal σ de la producción Primakoff para diferentes momentos de Σ^{*0} .

$P_{\Sigma^{*0}}$ (GeV/c)	Numero de eventos Σ^{*0}	σ_{exp} (mb)	σ_{teor} (mb)	$\tau_{\Sigma^{*0}}$ (10^{-19} s.)
9 – 11	66 ± 26	3.6 ± 1.5	3.06	0.59 ± 0.25
11 – 13	73 ± 27	2.8 ± 1.1	3.52	0.90 ± 0.35
13 – 15	51 ± 25	2.5 ± 1.3	3.92	1.16 ± 0.60
15 – 17	60 ± 16	5.2 ± 1.5	4.28	0.62 ± 0.18
17 – 19	18 ± 11	4.3 ± 2.8	4.59	0.82 ± 0.53

Tabla 2.1 Producción Primakoff en un blanco de uranio

El valor de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ que se obtuvo promediando sobre los bins (ver glosario) de momento fue:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.69 \pm 0.13) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.8)$$

La incertidumbre en la medición de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ está dominada por errores estadísticos. En el mismo experimento se usó también un blanco de nickel para la producción Primakoff. La vida media obtenida en este caso fue:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.52 \pm 0.15) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.9)$$

Combinando los resultados del uranio y del nickel, y tomando en cuenta errores sistemáticos debidos a posibles procesos de producción fuerte de Σ^{*0} se obtuvo el resultado final:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.58 \pm 0.13) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.10)$$

2.4.3 Los resultados de medir $\tau_{\Sigma^{*0}}$

Los resultados finales de los estudios de producción Primakoff son consistentes con la teoría [20].

La tabla 2.1 muestra los resultados obtenidos por Dydak *et al.*, [20] usando un blanco de uranio. Aparacen también los resultados teóricos (σ_{teor}) y experimentales (σ_{exp}) de la sección transversal σ de la producción Primakoff para diferentes momentos de Σ^{*0} .

$P_{\Sigma^{*0}}$ (GeV/c)	Numero de eventos Σ^{*0}	σ_{exp} (mb)	σ_{teor} (mb)	$\tau_{\Sigma^{*0}}$ (10^{-19} s.)
9 – 11	66 ± 26	3.6 ± 1.5	3.06	0.59 ± 0.25
11 – 13	73 ± 27	2.8 ± 1.1	3.52	0.90 ± 0.35
13 – 15	51 ± 25	2.5 ± 1.3	3.92	1.16 ± 0.60
15 – 17	60 ± 16	5.2 ± 1.5	4.28	0.62 ± 0.18
17 – 19	18 ± 11	4.3 ± 2.8	4.59	0.82 ± 0.53

Tabla 2.1 Producción Primakoff en un blanco de uranio

El valor de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ que se obtuvo promediando sobre los bins (ver glosario) de momento fue:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.69 \pm 0.13) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.8)$$

La incertidumbre en la medición de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ está dominada por errores estadísticos. En el mismo experimento se usó también un blanco de nickel para la producción Primakoff. La vida media obtenida en este caso fue:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.52 \pm 0.15) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.9)$$

Combinando los resultados del uranio y del nickel, y tomando en cuenta errores sistemáticos debidos a posibles procesos de producción fuerte de Σ^{*0} se obtuvo el resultado final:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (0.58 \pm 0.13) \times 10^{-19} \text{ s.} \quad (2.10)$$

Los resultados de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ obtenidos en el estudio de la sección transversal del efecto Primakoff están reportados en la tabla 2.2. El estudio hecho por Devlin [8] es un nuevo cálculo de los resultados obtenido en el experimento de Dydak *et al.*, [20].

Año	Autores	$\tau_{\Sigma^{*0}} (\times 10^{-20})$ s.	Momento del haz incidente de Λ^0 (GeV/c)
1,977	DYDAK <i>et al.</i>	5.8 ± 1.3	5-20
1,986	PETERSEN <i>et al.</i>	$7.6 \pm 0.5 \pm 0.75$	200
1,986	DEVLIN <i>et al.</i>	$6.5^{+1.7}_{-1.1}$	5-20

Tabla 2.2 Mediciones de la vida media de Σ^{*0}

2.5 La vida media de $\bar{\Sigma}^{*0}$

Al octuplete de bariones de espín 1/2 y paridad par le corresponde un octuplete de antibariones con las mismas propiedades, pero con números cuánticos de extrañeza e hipercarga opuestos [18]. En particular, la resonancia Σ^{*0} tiene su correspondiente antipartícula que se simboliza por $\bar{\Sigma}^{*0}$. Experimentalmente, $\bar{\Sigma}^{*0}$ ya ha sido observada [18]; sin embargo, esta antipartícula no ha sido estudiada con detalle. Usando criterios de simetría, se llega a concluir que $\bar{\Sigma}^{*0}$ debe decaer en las antipartículas de los productos de decaimiento de Σ^{*0} , esto es:

$$\bar{\Sigma}^{*0} \longrightarrow \bar{\Lambda}^0 + \gamma \quad (2.11)$$

Como una consecuencia directa del teorema CPT, la vida media de $\bar{\Sigma}^{*0}$ debe ser exactamente igual a la vida media de Σ^{*0} .

CAPÍTULO 3

El experimento BNL E766

3.1 Introducción

El experimento Brookhaven National Laboratory E766 (BNL E766) fue realizado en Upton Nueva York en el año de 1986; en él participaron las universidades de Columbia, Massachusetts, Guanajuato, Texas A & M y el Fermi National Laboratory (FERMILAB) [23]. El experimento BNL E766 está destinado al estudio de procesos de interacción fuerte, en colisiones protón-protón.

El objetivo inicial del experimento era la producción y espectroscopía de partículas con las propiedades cuánticas de: *extrañeza* (S), *encanto* (C) y *fondo* (B). Con los datos del experimento se pueden medir vidas medias, razones de decaimiento, secciones transversales y estudiar detalles adicionales sobre la producción de partículas con S , C y B [24].

El BNL E766 es un experimento de blanco fijo. En una exposición de 12 días, se envió un haz de protones sobre un blanco de hidrógeno líquido. Alrededor de 300 millones de eventos fueron grabados durante la toma de datos del experimento. Se obtuvieron estados finales de alta multiplicidad con alta estadística [25]. Para reconstruir los eventos en el estado final, se usó un espectrómetro capaz de detectar partículas y hacer mediciones a altas tasas de interacción, con una precisión inusual para la época.

El experimento ha producido una serie de tesis doctorales, en las que se estudian diferentes temas, sobre estados finales de interacciones pp , incluyendo: estudios de disociación difractiva [23], producción de partículas extrañas [26], polarización de partículas Λ^0 [27] y otros [24-29].

En este capítulo, presentamos una descripción general del montaje experimental y de las características principales del proceso de análisis de datos. Los detalles de construcción del espectrómetro BNL E766 y del sistema de adquisición de datos se encuentran en la referencia 25.

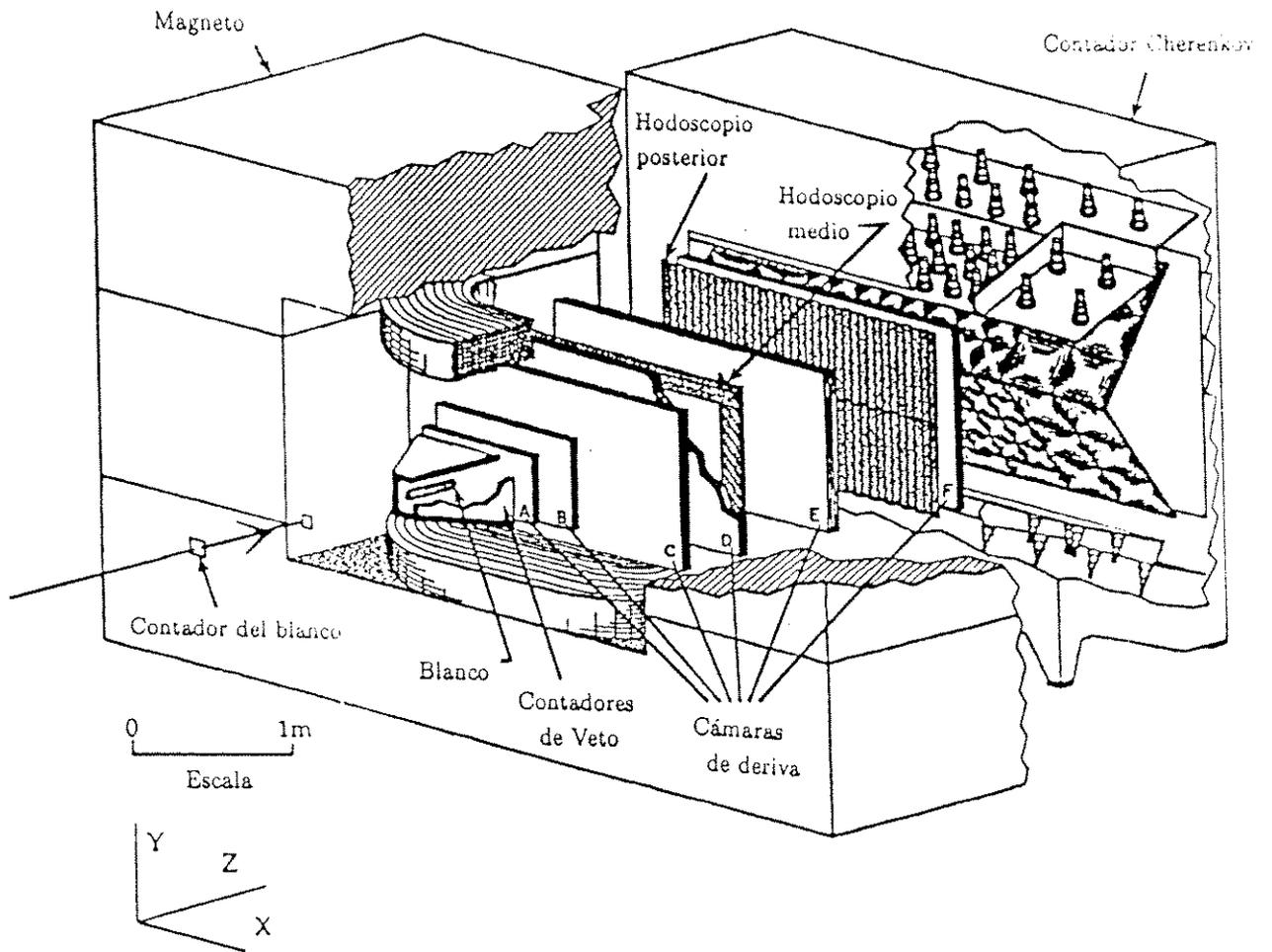


Figura 3.1 El espectrómetro BNL E766

3.2 El haz de protones

El experimento BNL E766 usó un haz de protones a una energía de 28.5 GeV. El haz fue producido en el Sincrotrón de gradiente alterno (AGS, acrónimo en inglés) del Brookhaven National Laboratory.

Durante el experimento, el haz incidía sobre un blanco de hidrógeno líquido en pulsos de 1.2 segundos cada 3 segundos. En cada pulso eran enviados alrededor de 300 millones de protones [25]. Un atenuador de cobre, localizado a 55 m del detector, redujo el flujo inicial a unos 20 millones de protones por pulso y el valor medio de la energía a 27.5 GeV [25].

La medición del momento del haz se realizó con cuatro cámaras multialámbricas y una serie de dipolos magnéticos, colocados entre el atenuador y el blanco de hidrógeno (ver figura 3.2). Los detalles sobre la calibración del haz están reportados en las referencias 25 y 28.

La figura 3.3 muestra la distribución de la componente Z del momento del haz. El ancho de la distribución, medido a la mitad de la altura máxima (*full width at half maximum*), es 375 MeV/c; este valor corresponde a un error relativo del 1.4% en la medición del haz. El momento promedio del haz en la dirección Z es 27.5 GeV/c.

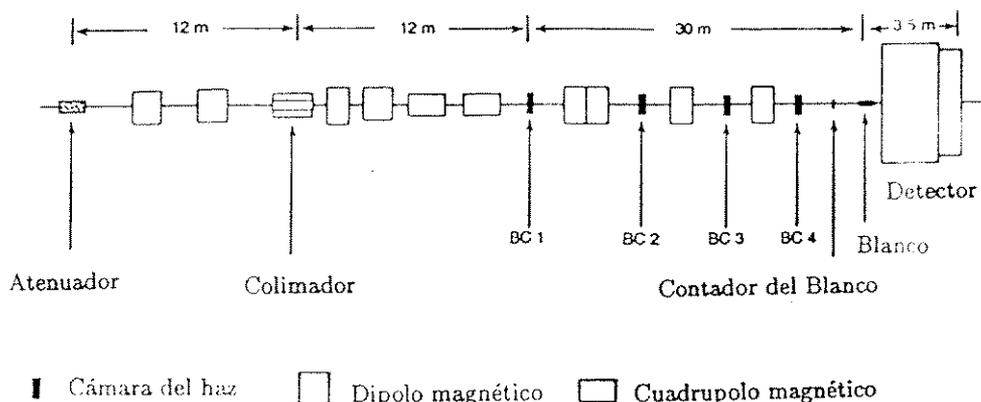


Figura 3.2 Línea del haz en el Sincrotrón de Gradiente Alterno (AGS)

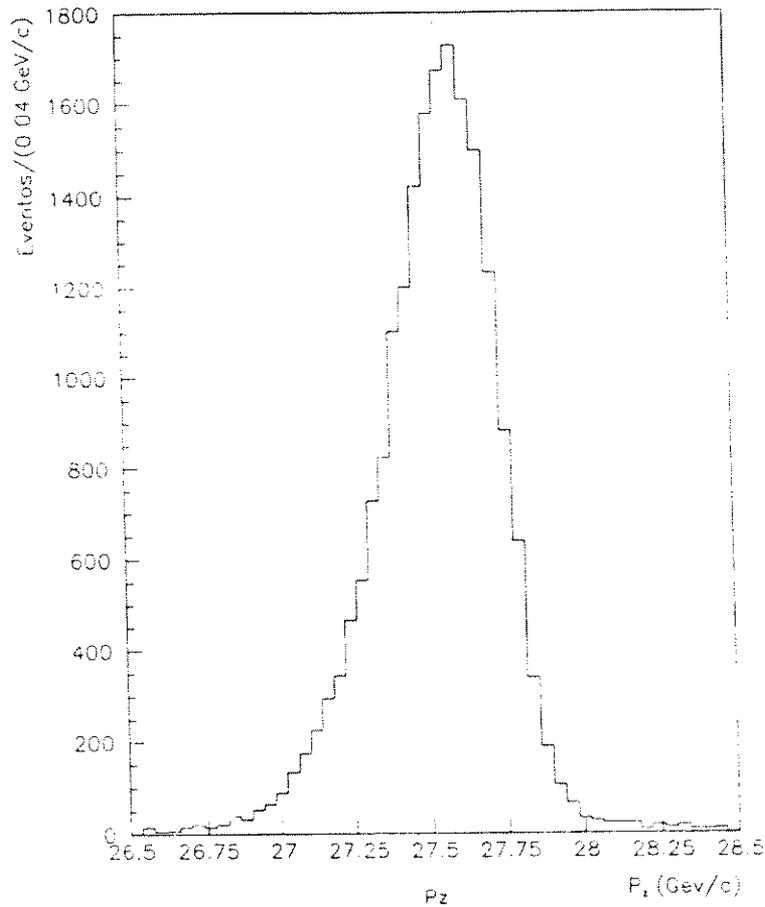


Figura 3.3 Distribución del momento del haz incidente

3.3 El blanco de hidrógeno

En el experimento BNL E766 se usó un blanco estacionario. Éste consistía en una muestra de hidrógeno líquido (H_2), contenido en un cilindro de 7.6 cm de diámetro y 30.5 cm de largo [11]. Dicho contenedor fue construido con varias capas de mylar y 40 capas de plástico super aislante, formando una pared de 12.7 mm de espesor total, equivalente a una longitud de interacción de ~ 0.4 cm de hidrógeno [11]. El H_2 se encontraba aislado a una presión de 1.1 atmósferas y una

temperatura de 4.3 K.

La probabilidad de que un protón del haz interactúe con el H_2 es [27]:

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

donde x es la distancia recorrida por el protón en el hidrógeno, $\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$ es la densidad del hidrógeno líquido a 4.3 K y 1.1 atmósferas de presión y $l = 50.8 \text{ g/cm}^2$ es la longitud de interacción nuclear para un protón en H_2 [27].

Realizando los cálculos correspondientes, se encuentra que la probabilidad de interacción de un protón incidente con el blanco de hidrógeno es 4.2 %, i.e., de cada 100 protones del haz aproximadamente 4 colisionan con un protón del blanco.

Alrededor del blanco, se colocaron un total de 12 contadores de veto (*veto counters*) formando una pirámide truncada, cuyo eje principal se colocó en la misma dirección del haz. Estos detectores se construyeron con 4 capas de plomo y 5 capas de material centellador dispuestas alternadamente [11].

Los contadores de veto detectan partículas cargadas y partículas neutras: las primeras interactúan directamente con el material centellador; las partículas neutras interactúan con el plomo, produciendo partículas cargadas que son detectadas por el material centellador.

La función de un contador de veto es detectar, en cada evento, las partículas que caen fuera de la aceptación geométrica del espectrómetro y cortar las señales originadas por dichos eventos.

El conjunto de contadores de veto y el blanco de hidrógeno se colocaron dentro de una cámara de vacío [25]; la posición que ocupan dentro del espectrómetro E766 se observa en la figura 3.1.

3.4 El espectrómetro BNL E766

La base del espectrómetro es un magneto analizador conocido como el Jolly Green Giant (JGG, acrónimo en inglés). El JGG es un dipolo magnético grande que aloja seis cámaras multialámbricas (cámaras de deriva) y dos hodoscopios [27]. Sus dimensiones son 4.5 m de ancho, 4 m de alto y 3.5 m de profundidad a lo largo de

la dirección del haz.

El JGG tiene cuatro bobinas independientes que se usan para generar el campo magnético dentro del espectrómetro. Durante el experimento, las bobinas operaron con una corriente de 1500 A produciendo un campo no uniforme [30]. La magnitud del campo producido era 10 kG en la parte central y 2 kG en los extremos del espectrómetro [11]. Debido al campo, las partículas cargadas que viajaban a través del espectrómetro, recibían un momentum transversal de 350 MeV/c. La función del campo es desviar a las partículas cargadas dentro del detector. Los momentos de las partículas se determinan usando las mediciones del radio de curvatura de las trayectorias y del campo magnético [23].

El sistema de referencia, usado en el experimento, se fijó en el centro del magneto. Se usó un sistema izquierdo, con el eje Z positivo, dirigido a lo largo de la línea del haz, y el eje Y positivo, dirigido verticalmente hacia arriba [27].

3.4.1 Las cámaras multialámbricas

La parte principal del espectrómetro está constituida por un sistema de seis cámaras multialámbricas, colocadas dentro del campo magnético del JGG [27]. El conjunto de cámaras se usó para determinar la posición de las partículas creadas en la interacción primaria.

El sistema de cámaras multialámbricas tiene 11,264 alambres de señal (ánodos). Cada cámara esta formada por 4 planos de ánodos perpendiculares al eje Z [29]. Los alambres, en cada plano, son paralelos entre ellos y están orientados a -21.60° , -7.93° , $+7.93^\circ$ y $+21.60^\circ$ con respecto del eje vertical; la separación entre los alambres varía entre 2 y 3 mm. Con el propósito de reducir la dispersión múltiple de Coulomb dentro del espectrómetro, las cámaras se construyeron minimizando el material empleado y el espacio entre ellas se llenó con helio equivalente al 1.5 % de la longitud de interacción nuclear de un protón en hidrógeno [25].

El interior de las cámaras se llenó con una mezcla gaseosa de 28 % de isobutano, 68% de argón y 4 % de metylal [23]. Una partícula cargada, que pasa a

través de una cámara, ioniza los átomos de la mezcla. Los electrones liberados son arrastrados por un campo eléctrico, hacia los alambres de cada plano. De esta forma, se obtiene un pulso que se analiza usando un sistema electrónico integrado. A partir de la información que se obtiene del conjunto de cámaras multialámbricas, se determinan las posiciones y se calculan los momentos de las partículas cargadas [25]. La eficiencia de detección de los planos es $\sim 99\%$.

El sistema de cámaras reconstruyó eventos con un número mínimo de cuatro trayectorias y un máximo de veinte. Para la determinación de un punto de la trayectoria se necesitan 3 coordenadas independientes; la primera está definida por la localización de una cámara y, las otras dos, se obtienen a través de las señales producidas por 2 de los 4 planos de la cámara [11]. Los 2 planos restantes se usan para sobredeterminar la posición. La resolución de un plano en la medición de la posición es aproximadamente $200\ \mu\text{m}$.

Otra de las principales características de las cámaras usadas en el experimento es su amplia aceptación angular. La apertura de la cámara 1 medida desde el centro del blanco corresponde a un ángulo de $\pm 36.47^\circ$ en la dirección X y $\pm 23.92^\circ$ en la dirección Y . Para la cámara 6 estos ángulos son respectivamente $\pm 18.14^\circ$ y $\pm 12.32^\circ$. Estas características son suficientes para determinar, con buena precisión, las trayectorias de las partículas en el estado final.

La información grabada por las cámaras y las mediciones del campo magnético se usan posteriormente para determinar el momentum de cada partícula de forma independiente de su masa. (Para mayores detalles sobre el diseño de las cámaras consultar la referencia 28).

3.4.2 El sistema de tiempo de vuelo (TOF)

El sistema TOF (acrónimo en inglés de *time-of-flight*) del espectrómetro fue diseñado para identificar partículas en el estado final con momentum inferior a $2\ \text{GeV}/c$ [11,25]. Este límite de operación se debe a que la resolución del sistema TOF no es adecuada para el estudio de partículas con altas velocidades (velocidades relativistas).

El sistema *tiempo de vuelo* está constituido por el contador del haz TC (*target counter*), el hodoscopio central MH (*Middle hodoscope*) y el hodoscopio posterior RH (*Rear hodoscope*) [11]. En el detector, el hodoscopio central está colocado detrás de la cuarta cámara multialámbrica y el hodoscopio posterior antes de la sexta.

Los hodoscopios son arreglos de contadores de centelleo (se usaron 102 contadores en total) que detectan el paso de partículas y el instante en el que se produjo la señal de detección. Los detalles sobre la eficiencia de detección de los hodoscopios se encuentran en las referencias 11 y 26. El *target counter* también es un contador de centelleo que detecta la llegada del haz de protones en dirección del blanco. Las dimensiones del TC son $2 \times 2 \times (3/32)$ pulgadas [27].

Los instantes en los cuales se detecta una partícula en el MH y el RH están referidos al evento inicial (paso del haz incidente a través del TC). La distancia recorrida por la partícula se aproxima a una línea recta que pasa por las áreas perturbadas en los dos hodoscopios. Directamente de las mediciones de tiempo hechas por el sistema TOF, se deduce el valor del tiempo de vuelo de la partícula y de esta forma se puede estimar su velocidad [11,25].

Cuando se combina la información del sistema tiempo de vuelo con las mediciones de los momentos, se logra determinar la masa de las partículas con momentum menor que 2 GeV/c. Generalmente, el sistema TOF se usa para identificar piones, kaones y protones no relativistas.

3.4.3 El contador Cherenkov

El contador Cherenkov del espectrómetro BNL E766 permite identificar a las partículas cargadas con momento mayor que 2 GeV/c [11].

La técnica de identificación de partículas usando contadores Cherenkov es ampliamente usada en experimentos de física de partículas. El método de detección

de dichos contadores se basa en el efecto Cherenkov.

Cuando una partícula cargada viaja a través de un medio, con velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio, emite radiación; este fenómeno se conoce como efecto Cherenkov [2]. En la Figura 3.4 se muestra el efecto Cherenkov producido por una partícula de velocidad \vec{v} que viaja en un medio caracterizado por un índice de refracción n .

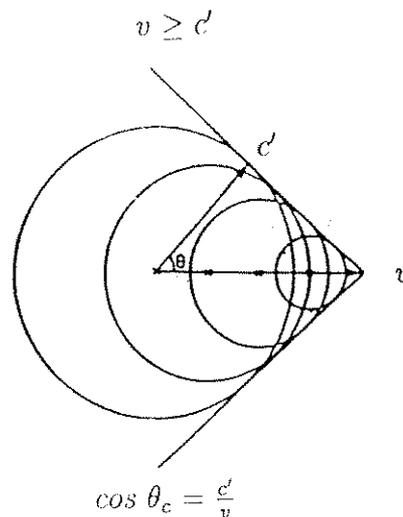


Figura 3.4 Representación del efecto Cherenkov

El ángulo de Cherenkov θ_c está dado por:

$$\cos \theta_c = \frac{c'}{v} \quad (3.2)$$

en donde $c' = c/n$ es la velocidad de la luz en el medio.

θ_c tiene un valor real únicamente si $v \geq c'$. Esta es la condición para que se produzca el efecto Cherenkov.

En el espectrómetro BNL E766, el contador Cherenkov está localizado inmediatamente detrás de la sexta cámara multialámbrica. El contador consiste en 96 espejos, colocados dentro de una caja de aluminio que contiene freón 114 ($C_2Cl_2F_2$)

a 1 atmósfera de presión [23]. La parte frontal de la caja tiene una ventana de vinilo de 0.13 mm de espesor, cubierta con una capa de aluminio de 0.025 mm. En el interior del contador, los fotones producidos por la radiación Cherenkov se colectan en fototubos. El contador contiene, en total, 96 fototubos; todos ellos están colocados en los focos de los espejos. Con el propósito de recolectar la mayor cantidad de luz posible, se usaron conos reflectores alrededor de los tubos fotomultiplicadores. Algunas especificaciones del contador se listan en la tabla 3.1. Para mayores detalles ver la referencia 11.

Elemento radiador	Freón 114 ($n = 1.0015$)
Número de celdas	96 espejos, 96 fototubos
Dimensiones de los espejos	15.2 × 17.6 cm 30.5 × 24.5 cm 30.5 × 35.2 cm
Ventana de apertura	0.13 mm de vinilo 0.025 mm de aluminio
Fototubos	EMI 9954B

Tabla 3.1 Parámetros del Contador Cherenkov del espectrómetro BNL E766

El índice de refracción del freón 114 es $n = 1.0015$; la velocidad de la luz en ese medio es $c' = c/n = 0.9985c$. El contador Cherenkov detecta a las partículas con velocidades mayores que c' . Los momentos umbrales para piones, kaones y protones, son respectivamente 2.55 GeV/c, 9.02 GeV/c y 17.1 GeV/c [11], es decir, estos son los momentos mínimos que cada una de las partículas debe llevar, para que emita radiación Cherenkov.

El contador Cherenkov también puede trabajar como un discriminador midiendo la intensidad de la luz producida por las partículas detectadas. La intensidad de la luz irradiada por efecto Cherenkov es proporcional a [23]:

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

en donde $\beta = 0.9985$. La intensidad de la luz depende también de la identidad de la partícula que produce la radiación. En la referencia 25 se analiza la dependencia de I en función del momentum de piones, kaones y protones respectivamente. Midiendo la cantidad de luz colectada en los fototubos, se determina la identidad de las partículas. Las mediciones del contador Cherenkov se usan en el tercer paso de análisis de datos para reconstruir los eventos grabados.

3.5 El sistema de disparo

En una exposición del espectrómetro, de alrededor de 2 semanas, aproximadamente 3×10^8 eventos fueron registrados. Para los propósitos del experimento se seleccionaron únicamente los eventos con un número mínimo de 4 trayectorias y un máximo de veinte (eventos de alta multiplicidad).

Para seleccionar los eventos se empleó un sistema lógico de disparo (*trigger system*). Este sistema es el que controla el proceso de medición, decide que eventos van a ser digitalizados y veta el resto.

El sistema de disparo está dividido en 3 subsistemas: el disparador inicial TGI (*trigger gate initial*), el segundo disparador TG2 (*trigger gate 2*) y el disparador lógico de multiplicidad (*Multiplicity Logic*). Una descripción detallada sobre las condiciones lógicas de los disparadores puede encontrarse en la referencia 25.

El disparador inicial (TGI) verifica la presencia del haz incidente. Para inicializar el sistema de adquisición de datos el disparador inicial necesita:

1. la presencia de una señal en el TC,
2. no detectar ninguna señal en los 12 contadores de veto,
3. la presencia de al menos una señal en los 2 hodoscopios.

El segundo disparador TG2 filtra los eventos que sobrevivieron al TG1 imponiendo la presencia de un cierto número de señales en los 2 hodoscopios (al menos 3

señales en cada hodoscopio). Finalmente, el *Multiplicity Logic* cuenta el número de partículas que pasan a través de cada cámara de ionización, y selecciona únicamente los eventos de alta multiplicidad.

Cuando las condiciones de selección se cumplen, la información del detector pasa por distintos niveles de análisis. El proceso de análisis de datos se explica en la siguiente sección.

3.6 El análisis de datos

El análisis de datos se realizó en 3 niveles diferentes, en los cuales se reconstruyeron los eventos originados por las interacciones protón-protón [25-29].

La reconstrucción de eventos consiste en los siguientes pasos:

1. la reconstrucción de las trayectorias y la medición del momento de las partículas,
2. la localización de los vértices,
3. la identificación de las partículas.

Como veremos más adelante, los criterios usados en el análisis fueron establecidos para seleccionar únicamente eventos exclusivos. En esta sección se describen, por separado, cada uno de los pasos seguidos en la reconstrucción de eventos.

3.6.1 La reconstrucción de las trayectorias: PASO 1

La reconstrucción de las trayectorias la realizó una rutina de análisis de datos llamada PASS1 (nombre en inglés). Tres tipos de trayectorias fueron reconstruidas por PASS1 [27]:

1. las trayectorias de 6 cámaras (originadas por las partículas que atravesaron todo el sistema de cámaras multialámbricas),

2. las trayectorias de las 4 cámaras frontales (originadas por las partículas que pasaron a través de las 4 primeras cámaras del espectrómetro),
3. las trayectorias de las 4 últimas cámaras.

En los tres casos anteriores, las mediciones hechas por las cámaras, que detectaron a las partículas, se usaron para reconstruir las trayectorias.

Adicionalmente, en el primer paso de análisis de datos se impusieron cortes cinemáticos a los eventos en el estado final: PASS1 pidió que la componente Z del momentum total de un evento fuera mayor que 19.9 GeV/c [11]. Esto es:

$$\sum_{j=1}^n P_{zj} \geq 19.9 \text{ GeV/c} \quad (3.4)$$

donde n es el número de partículas en el estado final y P_{zj} es la componente Z del momentum de la j -ésima partícula en el estado final.

Las trayectorias con $P_z \geq 24.45 \text{ GeV/c}$ no fueron incluidas en la suma (1) (se consideró que estas trayectorias correspondían a protones del haz que no interactuaron con el blanco).

Alrededor de 180 millones de eventos sobrevivieron a los cortes impuestos por PASS1; todos ellos fueron grabados en cintas magnéticas [11].

3.6.2 La reconstrucción de los vértices: PASO 2

El segundo paso en la reconstrucción de eventos fue realizado por la rutina de análisis PASS2. El objetivo principal de PASS2 es localizar los puntos donde fueron producidas las partículas y mejorar la reconstrucción de trayectorias.

Los lugares de producción de partículas son comúnmente llamados vértices [27]. Se distinguen dos clases de vértices: vértices primarios y secundarios. Los puntos donde ocurrieron las colisiones protón-protón se conocen como vértices primarios.

Estos últimos se definen por la intersección de 3 o más trayectorias de un evento .

En el proceso de análisis, PASS2 le asignó un vértice únicamente a aquellas trayectorias cuyas distancias de máximo acercamiento era menor que 1.1 mm. La localización del vértice primario se usó como un punto más para recalcular las trayectorias de las partículas con mayor precisión [11]. Todos los eventos completamente reconstruidos tienen asignado un vértice primario. Los vértices secundarios se originan por el decaimiento de partículas. Estos se determinaron observando la intersección de dos trayectorias, como mínimo.

En esta etapa de análisis se reconstruyeron nuevamente las trayectorias usando la información de 3 cámaras [27]. A partir de ellas, se obtuvieron mediciones más precisas de los momenta de las partículas. Para mejorar la selección de estados finales exclusivos, se impusieron condiciones sobre las componentes longitudinal y transversal de los momenta de las partículas. La componente longitudinal del momentum total se calculó sumando la componente Z del momentum de cada partícula, y la componente transversal del momentum total se calculó usando la siguiente ecuación [27]:

$$P_t^2 = \left(\sum_n P_{xj} - (-0.275) \right)^2 + \left(\sum_n P_{yj} - (-0.030) \right)^2 \quad (3.5)$$

en donde P_{xj} y P_{yj} son las componentes X y Y del momentum de la j -ésima partícula. Las constantes aditivas, que aparecen en la expresión de P_t^2 , corresponden al promedio, en GeV/c, de las componentes transversales del momento del haz incidente.

Los cortes cinemáticos impuestos por PASS2 fueron los siguientes [27]:

$$\sum_n P_{zj} \geq 26.5 \text{ GeV/c} \quad (3.6)$$

$$\sum_n P_t^2 \leq 0.02 (\text{GeV/c})^2 \quad (3.7)$$

De acuerdo con los cortes anteriores, los eventos seleccionados por PASS2 son aquellos en donde no hay, prácticamente, pérdida de partículas y el momentum en el estado final es aproximadamente igual al del estado inicial.

De los 180 millones de eventos que sobrevivieron a los cortes impuestos por PASS1, alrededor de 12 millones fueron seleccionados por PASS2.

3.6.3 La identificación de las partículas: PASO 3

En el tercer paso de análisis de datos, se identificaron a las partículas. El programa de análisis PASS3 realizó este trabajo.

En este paso, se definió un nuevo sistema de coordenadas [27]: para cada evento la dirección del eje Z se tomó a lo largo de la dirección del protón incidente y los ejes X y Y se colocaron en un plano perpendicular al haz. En este nuevo sistema, se calcularon las componentes del momentum de cada partícula en el estado final. Las componentes longitudinal y transversal del momentum total de un evento, en el nuevo sistema de coordenadas, se calculan usando las ecuaciones:

$$P_z = \sum_1^n P_{zj} \quad (3.8)$$

$$P_t^2 = \left(\sum_1^n P_{xj} \right)^2 + \left(\sum_1^n P_{yj} \right)^2 \quad (3.9)$$

donde P_{xj} , P_{yj} y P_{zj} son respectivamente las componentes del momentum de la j -ésima partícula medidas, en el nuevo sistema de coordenadas.

PASS3 hizo una nueva selección de eventos imponiendo cortes en P_t^2 , P_z y en la carga total del estado final. Los cortes impuestos fueron los siguientes [27]:

1. La carga total del estado final debe ser igual a +2
2. $P_t^2 \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$
3. $26.5 \text{ GeV/c} \leq P_z \leq 35 \text{ GeV/c}$

Una vez hecha la selección de eventos, se identificaron a las partículas en el estado final por medio de dos métodos distintos.

3.6.3.1 El método indirecto de identificación de partículas

El método indirecto usa los siguientes criterios para reconstruir los eventos en el estado final: conservación de la energía y momentum, conservación de la carga, del número bariónico y del número leptónico.

El estado inicial de la reacción está compuesto por 2 protones: uno en reposo (blanco de hidrógeno) y el otro con un momentum de 27.5 GeV/c en la dirección Z. De acuerdo con las leyes de conservación, el estado final de la reacción debe tener:

1. El número bariónico igual a 2.
2. La carga total igual a 2 (en unidades de la carga del electrón).
3. El número leptónico igual a cero.

La conservación de la energía y momentum se garantiza pidiendo que la variación $\Delta(E - P_l)$ sea igual a cero; donde $\Delta(E - P_l)$ está definida como [11]:

$$\Delta(E - P_l) = \left(\sum_{j=1}^n (E_j - P_{lj}) \right)_f - \left(\sum_{j=1}^n (E_j - P_{lj}) \right)_i, \quad (3.10)$$

donde los subíndices i y f se refieren, respectivamente, al estado inicial y al estado final de la colisión.

El proceso de identificación de partículas por el método $\Delta(E - P_l)$ se describe a continuación: primero, se asigna una identidad a cada partícula producida en el estado final. Las identidades más probables son π^+ , π^- , K^+ , K^- y p (esto se deduce por la naturaleza de la interacción protón-protón y por la energía disponible para la reacción). En el proceso de asignación, las leyes de conservación, mencionadas anteriormente, tienen que satisfacerse. Una vez hechas las asignaciones, se calculan los valores de $\Delta(E - P_l)$ para todas las posibles soluciones y se seleccionan los eventos en los cuales $\Delta(E - P_l) = \pm 30$ MeV. En los eventos con vértices secundarios, se desechan todas las soluciones que son inconsistentes con la existencia de éstos. Por ejemplo, si usando criterios cinemáticos, se ha identificado una partícula como K^0 , únicamente se retienen las soluciones en las que los productos

de decaimiento de esta partícula se identificaron como $\pi^+\pi^-$.

A pesar de este proceso de discriminación, se encontraron varias soluciones en muchos de los eventos analizados [11]. Las ambigüedades son generalmente resueltas por el método directo de identificación de partículas.

Aplicando la técnica $\Delta(E - P_T)$ se encontraron 200 tipos de eventos exclusivos en la salida de PASS3.

3.6.3.2 El método directo de identificación de partículas

El método directo de identificación de partículas consiste en determinar la masa de cada uno de los productos finales de la reacción. Para el proceso de identificación se necesitan las mediciones hechas por el sistema TOF y el contador Cherenkov.

La masa de una partícula se calculó usando las mediciones del momentum y de la velocidad. Las mediciones de los momentos (partículas relativistas y no relativistas) se hicieron observando las curvaturas de las trayectorias medidas por el conjunto de cámaras multialámbricas del espectrómetro. El sistema TOF hizo las mediciones de la velocidad para partículas lentas ($v \leq 0.99c$) [11]. Las velocidades mayores que $0.99c$ fueron determinadas por el contador Cherenkov. En las siguientes líneas se describe el uso del sistema TOF y del Cherenkov para identificar partículas.

Ya hemos mencionado que el sistema TOF mide el tiempo de vuelo de una partícula. En la práctica, es válido considerar que la partícula se mueve con velocidad constante entre los dos hodoscopios del espectrómetro. Tomando en cuenta esta aproximación, la velocidad de la partícula resulta ser inversamente proporcional al tiempo de vuelo medido por el TOF. Combinando este resultado con las mediciones del momentum de la partícula, se determina su masa. Dentro de su rango de operación, el TOF permite identificar satisfactoriamente a las partículas. Cuando las velocidades son mayores que $0.99c$, la resolución del TOF no permite distinguir diferencias en velocidades. Claramente, esto conlleva a una indeterminación

en la masa. Para resolver este problema, se utiliza el contador Cherenkov. Las principales características del contador Cherenkov usado en el experimento se presentaron en la sección 3.4.3.

Una señal producida en los fototubos del Cherenkov se asocia con el paso de un electrón, un pión, un kaón o un protón. El número N_e de fotoelectrones, producidos en los fototubos, está estrechamente relacionado con la identidad de la partícula que produce la señal [25]. N_e depende adicionalmente del momento de la partícula. Existen cálculos teóricos que predicen el número de fotoelectrones producidos en el contador, en función del momento y de la identidad de la partícula. Las relaciones teóricas de N_e se explican detalladamente en las referencias 11 y 25.

A manera de ilustración, consideremos una partícula cargada con momento de 10 GeV/c, viajando a través del contador Cherenkov. De acuerdo a los umbrales de detección (ver sec. 3.4.3), la partícula puede ser un pión o un kaón. Un pión con momento de 10 GeV/c tiene una velocidad mayor (debido a su menor masa) que un kaón con el mismo momento; por lo tanto, la intensidad de la radiación, producida por éste, será mayor que la del kaón. Midiendo el número de fotoelectrones producidos por la radiación y comparando estos resultados con las predicciones, es posible identificar a la partícula que fue detectada por el contador.

PASS3 grabó y procesó toda la información obtenida del sistema TOF y del contador Cherenkov. Al final del proceso de análisis, alrededor de 3 millones de eventos fueron reconstruidos [11].

CAPÍTULO 4

La técnica para medir la vida media de Σ^{*0}

4.1 Introducción

En la muestra total, analizada a través de PASS1 y PASS2, se encontraron 36,576 eventos consistentes con el decaimiento del hiperón $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. Estos eventos fueron superseleccionados para el estudio de la vida media de Σ^{*0} . En este capítulo, se presentan las condiciones de selección, los cortes impuestos para realizar el estudio y, por último, se describe el análisis hecho para determinar la vida media de Σ^{*0} .

4.2 Selección de eventos

Para desarrollar el objetivo de este trabajo, se necesita estudiar las reacciones en las cuales fueron producidas las resonancias Σ^{*0} . Específicamente, interesan eventos inclusivos del tipo $pp \rightarrow \Sigma^{*0} X$, en donde Σ^{*0} decae posteriormente en una Λ^0 y un fotón, y X representa la parte de la reacción ignorada. Todos los eventos que contienen, en el estado final, un protón, un pión negativo, un electrón y un positrón, se tomaron en cuenta en este estudio.

Los eventos asociados con el decaimiento de Σ^{*0} tienen 2 vértices secundarios que corresponden a los vértices de decaimiento de Λ^0 y γ , respectivamente. La partícula Λ^0 decae posteriormente en un protón (p) y un pión negativo (π^-), mientras que el fotón se desintegra en un par electrón-positrón (e^-e^+) en la presencia de un núcleo pesado. Sin embargo, por limitaciones en su resolución, el espectrómetro no puede reconstruir el vértice de decaimiento del fotón debido a que las trayectorias del electrón y del positrón forman ángulos muy pequeños con respecto a la dirección inicial del fotón. Por esta razón, los eventos asociados con el decaimiento de Σ^{*0}

se identifican como eventos de dos vértices (un vértice primario y un vértice secundario), en donde las trayectorias de un protón y un pión deben estar asignadas al vértice secundario.

Para seleccionar la muestra de Σ^{*0} 's aplicamos los siguientes cortes:

1. El número de trayectorias del haz igual a 1. Este corte garantiza que las partículas detectadas, en el estado final de cada evento, fueron creadas por un solo protón interactuante con los protones del blanco.
2. El número de vértices exáctamente igual a 2. Todas las trazas de un evento, con excepción de la traza del haz y las trazas creadas por las partículas inestables, se asignaron al vértice primario. Las trazas de las partículas producidas por un decaimiento se asignaron al vértice secundario.
3. La identidad del segundo vértice debió ser la de una Λ^0 .
4. La identidad de las partículas asociadas con las trayectorias que pasaron por el segundo vértice debieron ser un protón y un pión negativo.
5. La proyección hacia el blanco de la composición de las trayectorias asignadas al segundo vértice, debió pasar por el vértice primario.
6. La posición Z del vértice primario y del vértice secundario debieron ser, respectivamente, menor que -50 y mayor que -49 pulgadas. Con estos cortes se asegura que los eventos seleccionados tienen el vértice primario dentro del blanco y el vértice secundario fuera de él; los cortes se escogieron tomando en cuenta la localización del centro del blanco (-55.85 pulgadas en la coordenada Z) y sus dimensiones (11.8 pulgadas de longitud) [11].

Los eventos que sobrevivieron a estos cortes fueron utilizados en el estudio de la vida media de Σ^{*0} .

No fue necesario imponer condiciones sobre la selección de fotones, ya que la muestra inicial de 36,576 eventos, fue escogida con la exigencia de que los eventos reconstruidos fueran consistentes con la producción de un fotón en el vértice primario. De cualquier forma, comprobamos que los eventos de la muestra inicial contenían

un par electrón-positrón en el estado final. La trayectoria del fotón, producido por el decaimiento de Σ^{*0} , fue reconstruida a partir de las trayectorias del e^- y del e^+ .

De la muestra inicial, un número total de 19,702 eventos sobrevivieron a los cortes. En el estudio de la muestra superseleccionada, únicamente se prestó atención a la partícula que decae en el segundo vértice, sin importar si otras partículas fueron producidas en el vértice primario. En la sección 4.3 se presenta el estudio hecho con los eventos seleccionados.

4.2.1 El *background* de la muestra

Llamamos *background* a aquellos eventos de la muestra que no son eventos Σ^{*0} y que no fueron eliminados por el proceso de selección. La principal contribución al *background* se debe a asignaciones incorrectas en la identidad de partículas (ver referencias 30 y 31). Estos errores provienen de ambigüedades cinemáticas que no pudieron ser resueltas empleando el método directo de identificación de partículas. Por ejemplo, en un evento, el decaimiento $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ puede confundirse con $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ [27]; si el evento sobrevive a los cortes impuestos, entonces no hay manera de decidir cual de las dos soluciones es correcta y se asume que la solución $p\pi^-$ también es correcta.

La ambigüedad cinemática entre $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ y $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ es pequeña, debido a que el espectrómetro E766 alcanza una buena resolución en el momento y, de esta manera, la masa de las partículas p y π^+ pueden ser identificadas con precisión [31].

4.3 El estudio de la muestra superseleccionada

4.3.1 Distribuciones de momentos en el marco del laboratorio.

Los momentos de las partículas $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$ y Σ^{*0} se calcularon a partir de los momentos de los productos de decaimiento de cada una de ellas.

En las figuras 4.1, 4.2 y 4.3 mostramos las distribuciones de los momentos de Σ^{*0} , Λ^0 y γ en el marco del laboratorio. El número total de entradas de la distribución de P_{Λ^0} es 19,686; este número es 19,664 en el caso de P_γ y 19,696 en el caso de $P_{\Sigma^{*0}}$.

De acuerdo con la figura 4.1, las resonancias Σ^{*0} fueron producidas con momentos entre 2.3 GeV/c y 25 GeV/c. Este intervalo representa la región cinemática analizada para el estudio de la vida media de Σ^{*0} .

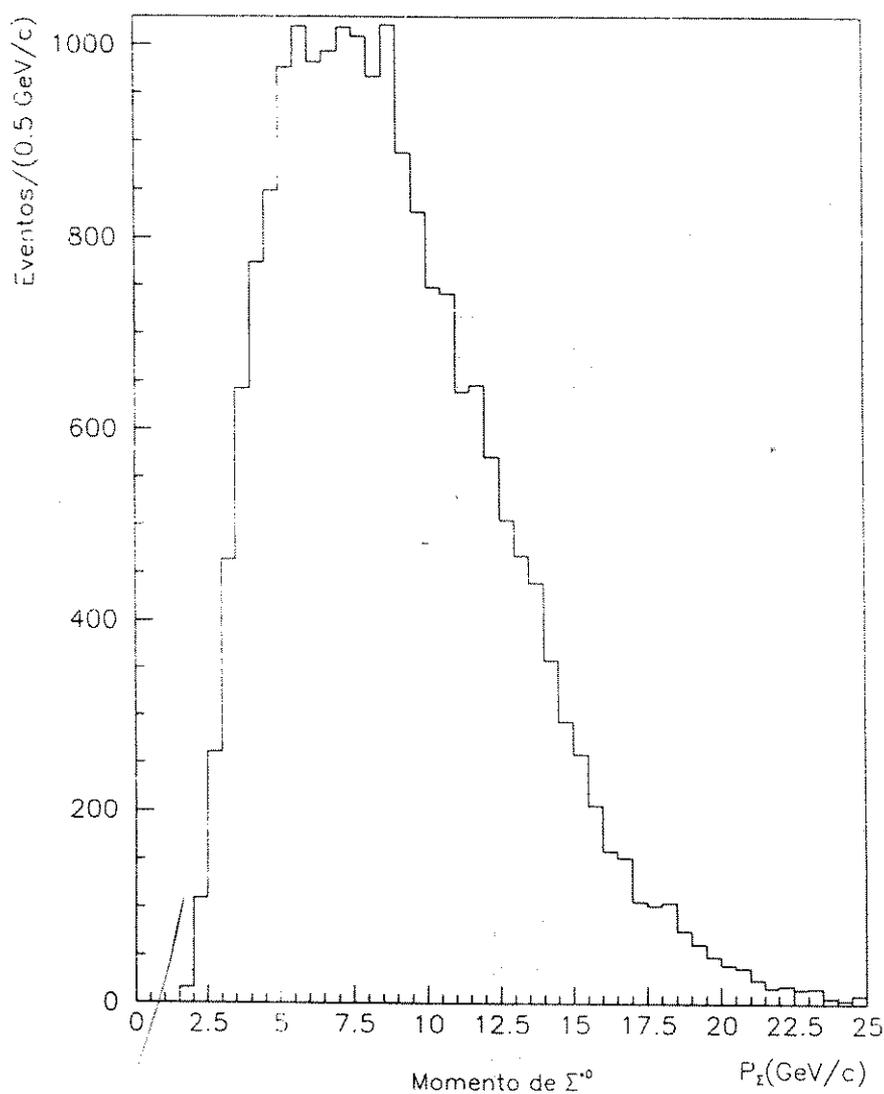


Figura 4.1 Distribución de los momentos de Σ^{*0} en el marco de referencia del laboratorio.

Los momentos de las partículas Λ^0 varían desde ~ 2.5 GeV/c hasta ~ 22.5 GeV/c. El valor máximo de la distribución de momentos P_{Λ^0} se encuentra alrededor de 5 GeV/c. Por otra parte, observamos en la figura 4.3 que las partículas γ fueron producidas con momentos entre ~ 0.25 GeV/c y ~ 2.5 GeV/c.

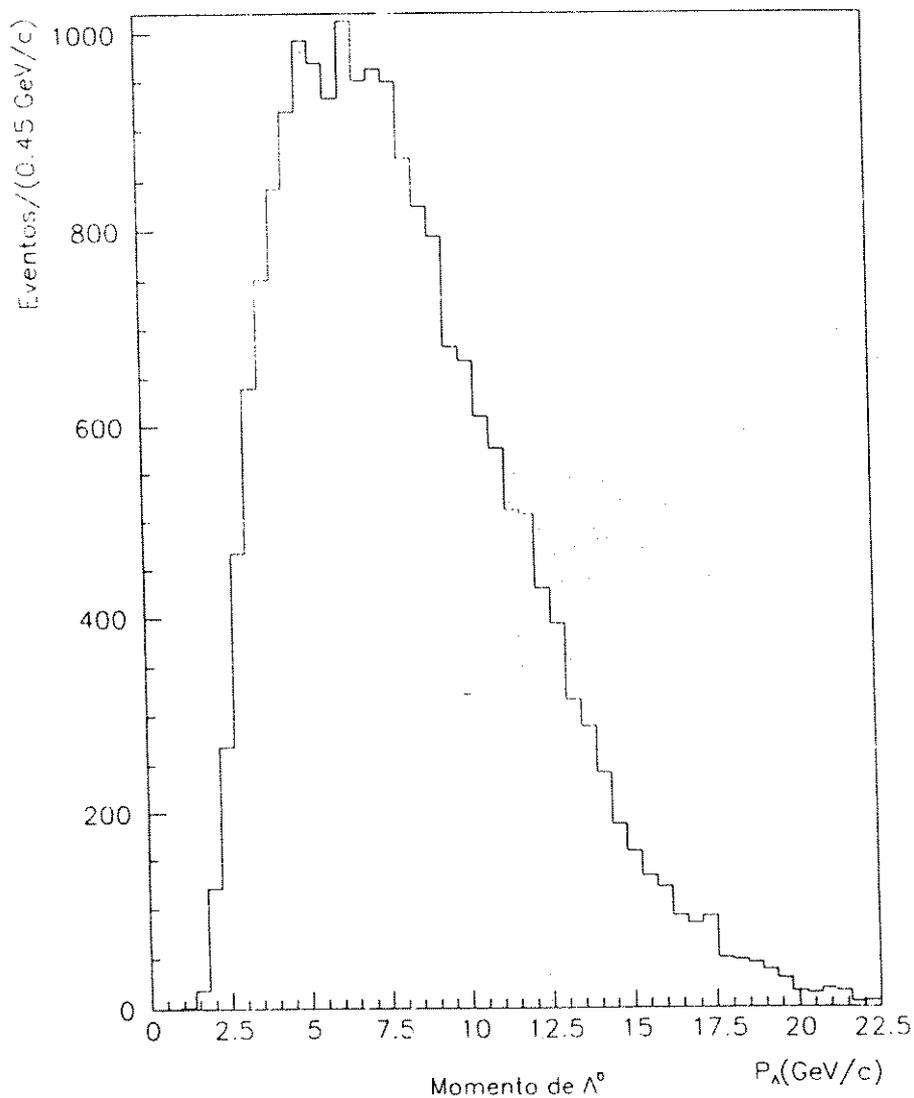


Figura 4.2 Distribución de los momentos de Λ^0 en el marco de referencia del laboratorio.

Las figuras 4.1, 4.2 y 4.3 muestran que para momentos fuera del intervalo, que va desde ~ 2.5 GeV/c hasta ~ 22.5 GeV/c, la aceptación del detector es pobre. Hay

tres razones principales que explican esto: a) las partículas cargadas con bajos momentos son fuertemente desviadas por el campo magnético del detector y, en consecuencia, no son detectadas por todo el sistema de cámaras multialámbricas; b) en el intervalo de momentos entre 1.5 y 2.55 GeV/c únicamente el método indirecto de identificación puede ser usado para identificar a las partículas, ésta es una región ciega del detector [11]; y c) las partículas con altos momentos decaen en la parte posterior del detector y, por lo tanto, las trayectorias de sus productos de decaimiento no son reconstruidas con precisión.

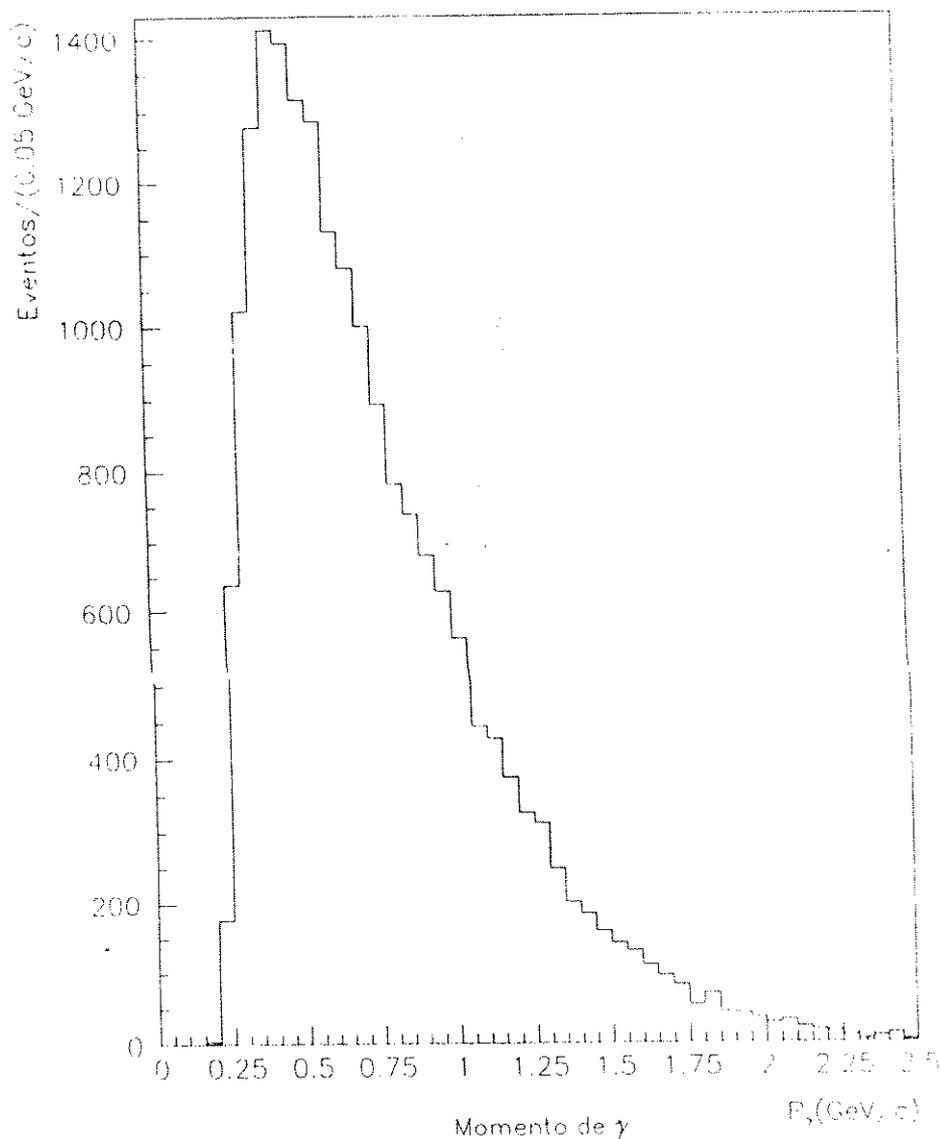


Figura 4.3 Distribución de los momentos de γ en el marco de referencia del laboratorio.

En la figura 4.4 presentamos las distribuciones de los momentos de Λ^0 y γ vistos desde el sistema centro de masa de Σ^{*0} (denotamos los momentos de Λ^0 y γ en el sistema CM de Σ^{*0} como $P_{\Lambda^0}^*$ y P_{γ}^*). Estas distribuciones fueron obtenidas realizando una transformación de Lorentz desde el sistema en el laboratorio hacia el sistema centro de masa de Σ^0 . Graficamos las distribuciones de momentos en el CM de Σ^{*0} en bins de 0.16 MeV/c dentro de los valores 0.071 y 0.079 MeV/c.

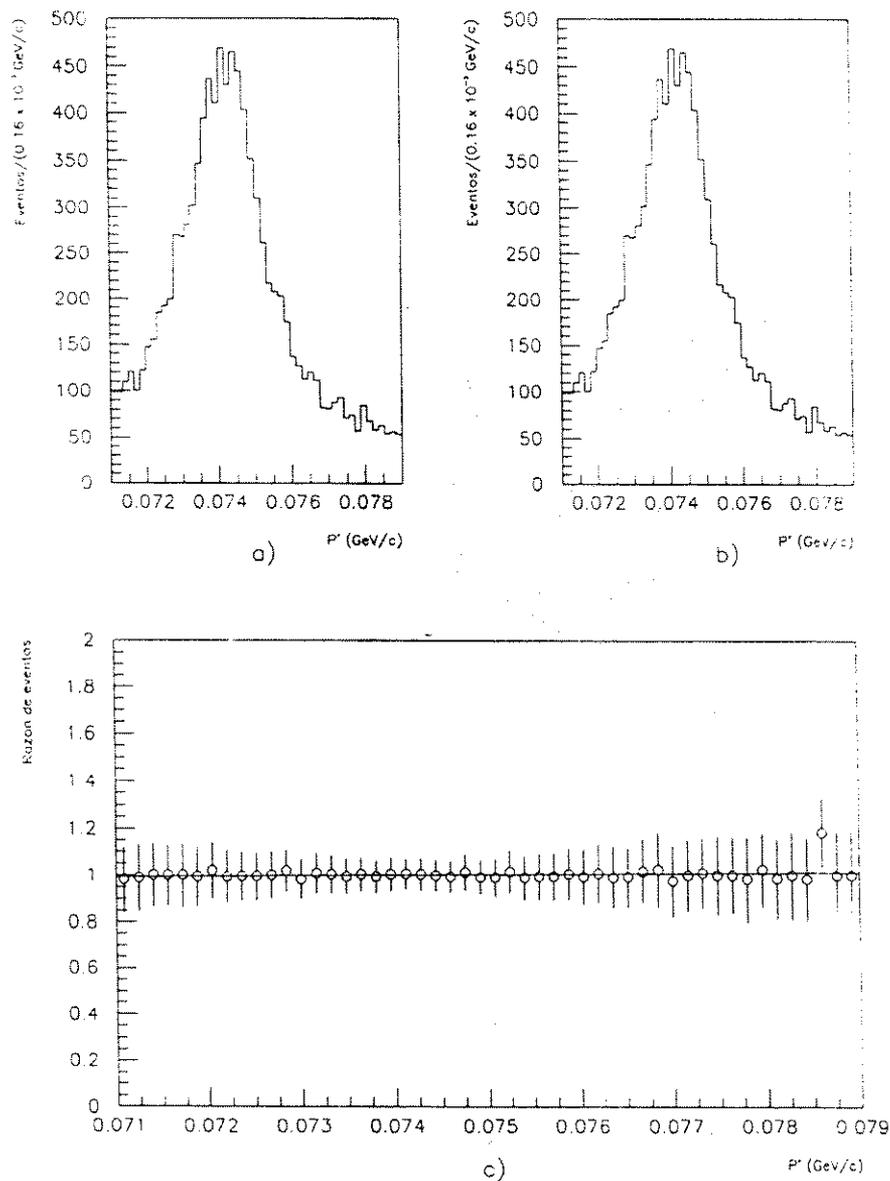


Figura 4.4 a) Distribución de los momentos de Λ^0 en el CM de Σ^{*0} ; b) Distribución de los momentos de γ en el CM de Σ^{*0} y c) Razón de la distribución P_{γ}^* a la distribución $P_{\Lambda^0}^*$.

Para comparar estas distribuciones, dividimos, bin a bin, el número de entradas de la distribución P_γ^* dentro del número de entradas de la distribución $P_{\Lambda^0}^*$. (La razón $P_\gamma^*/P_{\Lambda^0}^*$ de las distribuciones P_γ^* y $P_{\Lambda^0}^*$ se observa en la figura 4.4 c). Ajustando esta distribución a una línea recta por el método de mínimos cuadrados, obtuvimos una pendiente de 2.46 ± 8.42 y un valor de la ordenada en el origen igual a 0.817 ± 0.627 . En la Figura 4.4 c) hemos graficado la recta del ajuste. El χ^2 del ajuste es 1.76. De acuerdo con este resultado, dentro del error estadístico, podemos concluir que $P_\gamma^* = P_{\Lambda^0}^*$. La interpretación que se sigue a partir del resultado anterior es que tanto Λ^0 como γ fueron producidas por el decaimiento de una resonancia Σ^{*0} ; sólo en este caso los momentos de las partículas Λ^0 y γ en el sistema de referencia situado en el CM de Σ^{*0} son iguales.

4.3.2 Distribuciones de masa invariante

Usando las mediciones de los momentos de las partículas en el estado final reconstruimos la masa invariante de cada una de las siguientes combinaciones de partículas: $p\pi^-$ y $p\pi^-e^+e^-$. El propósito de reconstruir la distribución de masa invariante ($p\pi^-$) es comprobar que el pión y el protón, de los eventos seleccionados, provienen del decaimiento de una partícula Λ^0 ($\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$). Por otra parte, la distribución de masa invariante ($p\pi^-e^+e^-$) se reconstruye para comprobar que, en cada evento estudiado, tiene lugar la reacción:



en donde Λ^{*0} y γ decaen posteriormente en los productos $p\pi^-$ y e^+e^- , respectivamente.

En las siguientes secciones presentamos el análisis de la distribución de la masa invariante $M(p\pi^-)$ y $M(p\pi^-e^+e^-)$.

4.3.2.1 Distribución de la masa invariante $M(p\pi^-)$

Calculamos la masa invariante $M(p\pi^-)$ a partir de la definición de masa invariante que presentamos en la sección 1.5 del capítulo 1. En la figura 4.5 presentamos la

distribución de la masa invariante $M(p\pi^-)$ que obtuvimos al analizar la muestra de eventos superseleccionados. Los valores de las masas se histogramaron en bins de $0.18 \text{ MeV}/c^2$ dentro de los valores $1.111 \text{ GeV}/c^2$ y $1.120 \text{ GeV}/c^2$.

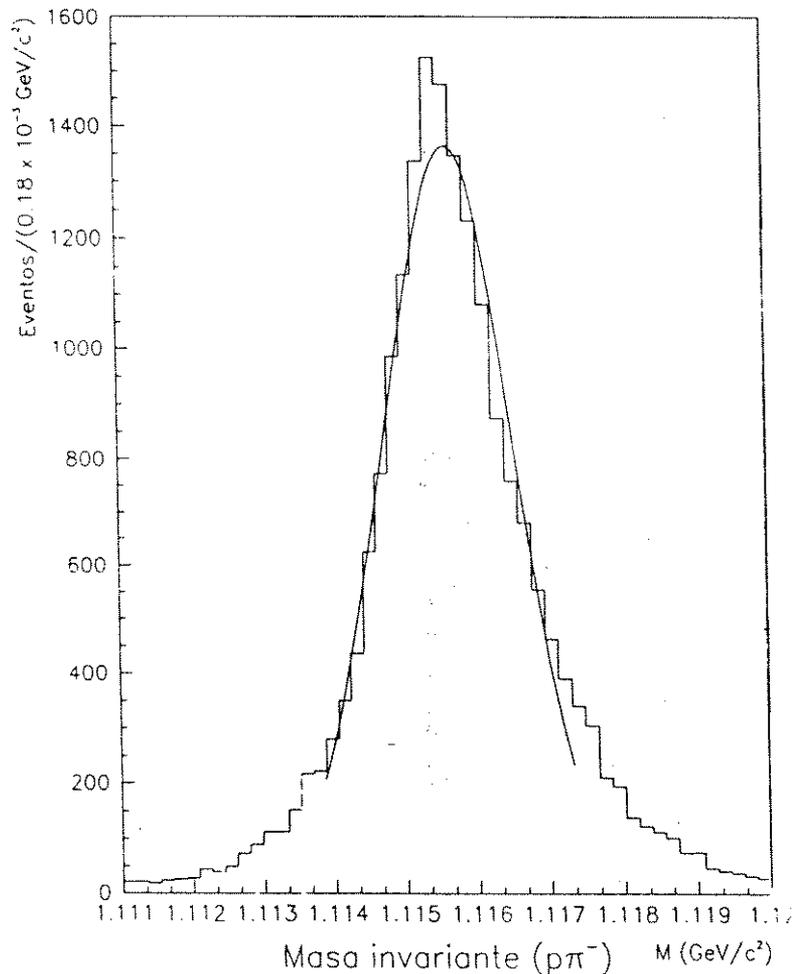


Figura 4.5 Distribución de la masa invariante para 16,298 eventos $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ajustada a una gaussiana. Del ajuste, se obtiene una media de $1.1156 \text{ GeV}/c^2$ y una desviación estándar de $0.9 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$.

Ajustamos la distribución $M(p\pi^-)$ a una curva gaussiana por el método de mínimos cuadrados; de este ajuste obtuvimos la desviación estándar de la distribución, la constante de normalización, la media para el valor de la masa y el error en la determinación de la masa.

El valor medio de la distribución de masa invariante $M(p\pi^-)$, obtenido a partir de

la muestra analizada, es $1.1156 \text{ GeV}/c^2$ y la desviación estándar es $\sigma = 0.9 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$. Se tomaron 16,298 eventos para el ajuste; todos ellos corresponden a los eventos reconstruidos con mayor precisión (eventos de seis cámaras). Cabe mencionar que los eventos reconstruidos con mayor precisión contribuyen a la formación de la parte central del pico de la distribución de masas ($1.1139 \text{ GeV}/c^2 \leq M(p\pi^-) \leq 1.1173 \text{ GeV}/c^2$). Del ajuste obtuvimos el siguiente valor de la masa invariante $M(p\pi^-)$: $M(p\pi^-) = 1.1156 \pm 0.0009 \text{ GeV}/c^2$. Únicamente, se consideraron errores de tipo estadístico; el error en la medición de $M(p\pi^-)$ fue calculado con un $\sim 100 \%$ de confiabilidad. El χ^2 por grado de libertad obtenido en este ajuste fue $\chi^2/NDF = 8.16$.

Los resultados obtenidos para $M(p\pi^-)$ están en perfecto acuerdo con los valores universalmente aceptados de la masa de Λ^0 [8] ($M_{\Lambda^0} = 1115.678 \pm 0.0006 \text{ MeV}/c^2$). Este resultado confirma el hecho que el pión y el protón en el estado final de cada evento, fueron producidos por el decaimiento de una Λ^0 .

4.3.2.2 Distribución de la masa invariante $M(\pi^-pe^-e^+)$

La masa invariante $M(\pi^-pe^-e^+)$ se calculó usando una expresión análoga a la ecuación 1.20; en este caso E_1 , \vec{P}_1 y E_2 , \vec{P}_2 denotan la energía relativista y el momentum del fotón y de Λ^0 , respectivamente. Estas cantidades se calcularon a partir de los momentos de los productos de decaimiento de Λ^0 y γ ($p\pi^-$ y e^+e^-). La Figura 4.6 muestra la distribución de masa invariante $M(\pi^-pe^-e^+)$ obtenida analizando 7,290 eventos.

Los valores de las masas se histogramaron en 50 bins de $0.12 \text{ MeV}/c^2$, dentro de los valores 1.190 y $1.196 \text{ GeV}/c^2$. La distribución se ajustó a una curva gaussiana caracterizada por un valor central de $1.1925 \text{ GeV}/c^2$ y una desviación estándar de $\sigma = 1.9 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$. El valor del χ^2 por grado de libertad, obtenido en este ajuste, es 1.58. El valor promedio de $M(p\pi^-e^-e^+)$ esta en acuerdo con los valores aceptados de la masa de Σ^{*0} ($M_{\Sigma^{*0}} = 1192.55 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$). El resultado anterior es una prueba de que los eventos analizados son eventos $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0\gamma$.

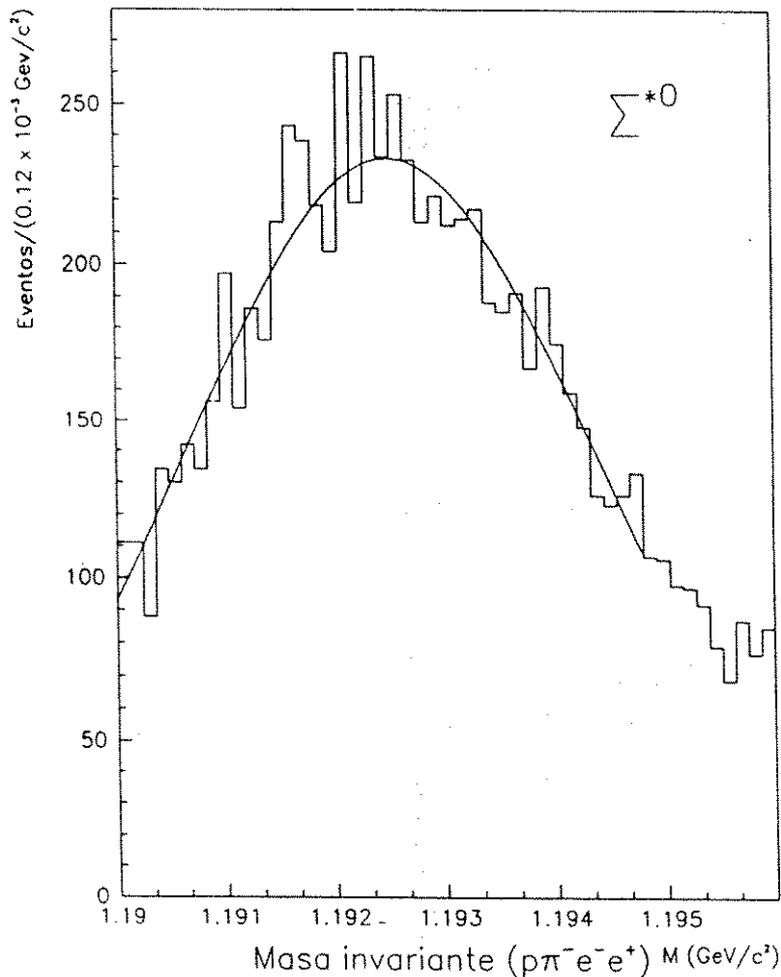


Figura 4.6 Distribución de la masa invariante para 7,290 eventos $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. Ajustando la distribución a una gaussiana, se obtiene una media de $1.1925 \text{ GeV}/c^2$ y una desviación estándar de $\sigma = 1.9 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$

4.4 Medición de la vida media de la resonancia Σ^{*0}

Determinamos la vida media de la resonancia Σ^{*0} usando el principio de incertidumbre de Heisenberg [32]:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = \frac{h}{\Delta M_{\Sigma^{*0}}} \quad (4.2)$$

En donde $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ es la incertidumbre en la medición de la masa de Σ^{*0} ; $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ representa el ancho de la distribución de masa de Σ^{*0} .

El ancho $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ se determinó haciendo cortes en la distribución para eliminar

el fondo producido por ineficiencias en la reconstrucción de la masa invariante $M(p\pi^-e^-e^+)$. Después de cada corte, la distribución se ajustó nuevamente a una gaussiana y se calcularon los nuevos valores de la desviación estándar y de la media. Se consideró que un corte era válido cuando el valor de la media de la distribución no variaba apreciablemente con respecto del valor obtenido en la distribución inicial ($M_{\Sigma^*0} = 1.1925 \text{ GeV}/c^2$); únicamente se permitieron los cortes en los que las variaciones eran del orden de $0.0001 \text{ GeV}/c^2$.

En las siguientes líneas describimos el procedimiento que seguimos para determinar el ancho de la distribución.

El primer paso en el análisis fue limitar la región de estudio de la distribución de masa de Σ^*0 dentro de los valores $1.1910 \text{ GeV}/c^2$ y $1.1950 \text{ GeV}/c^2$; un total de 6,408 eventos fueron analizados en esta región.

Una vez hecho el corte, graficamos los valores de las masas en 50 bins de $0.08 \text{ MeV}/c^2$ (ver figura 4.7) y ajustamos la distribución obtenida a una gaussiana; la media para el valor de la masa extraída de este ajuste fue $1.1924 \text{ GeV}/c^2$ y el valor de la desviación estándar resultó ser $\sigma = 1.6 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$. Dado que el valor de la media se mantuvo dentro de los límites aceptados, consideramos este primer corte válido y continuamos el proceso de análisis.

Con el propósito de localizar con mayor precisión la región del pico, redujimos el número de bins del histograma anterior de 50 a 25; en la figura 5.1 mostramos el histograma obtenido. En esta nueva distribución se observa el pico dentro de los límites $1.19196 \text{ GeV}/c^2$ y $1.19280 \text{ GeV}/c^2$; el número de eventos en la región del pico es 1,671.

Para determinar el ancho ΔM_{Σ^*0} expandimos la región del pico ($1.19196 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\Sigma^*0} \leq 1.19280 \text{ GeV}/c^2$) en 30 bins de $0.028 \text{ MeV}/c^2$ de ancho y realizamos un segundo corte en la distribución, eliminando los valores de las masas que caían fuera del intervalo $1.1923 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\Sigma^*0} \leq 1.1925 \text{ GeV}/c^2$. Un total de 414 eventos sobrevivieron a este corte. Los datos analizados en esta región se ajustaron a una curva gaussiana, de este ajuste obtuvimos un valor medio igual a $1.1924 \text{ GeV}/c^2$ y una desviación estándar igual a $\sigma = 0.10 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$.

No continuamos el proceso para mejorar la medición del ancho del pico porque

observamos variaciones del orden de 1 MeV en el valor de la media para nuevos cortes.

El ancho del pico usado para determinar la vida media de Σ^{*0} , se obtuvo a partir del último ajuste.

En el capítulo 5, reportamos los resultados del ajuste de la distribución la de masa de Σ^{*0} en la región del pico y mostramos los valores de la vida media $\tau_{\Sigma^{*0}}$ obtenidos a partir de este análisis.

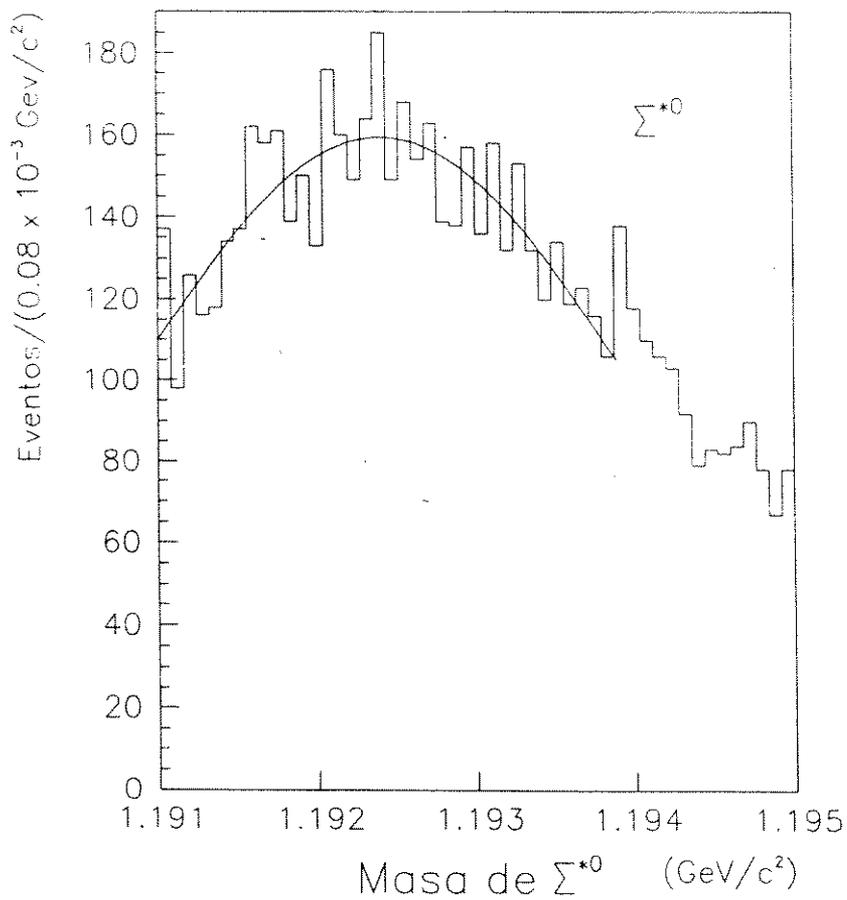


Figura 4.7 Distribución de la masa invariante para 6,048 eventos $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0\gamma$

CAPÍTULO 5

Resultados y discusión

5.1 Introducción

En este capítulo, presentamos los valores medidos de la vida media de la resonancia Σ^{*0} . Los resultados provienen del estudio de estados finales del tipo $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$, producidos en interacciones protón-protón a 27.5 GeV/c.

Obtuvimos el valor de la vida media de Σ^{*0} midiendo el ancho $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ de la distribución de la masa invariante $M(p\pi^- e^- e^+)$, construida a partir de una muestra de 7,290 eventos. Para eliminar la contribución del fondo que afecta la medición de $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$, fue necesario limitar la región de estudio dentro del intervalo de masas 1.1923 GeV/c² y 1.1925 GeV/c²

5.2 Resultados de la vida media de la resonancia Σ^{*0}

En la figura 5.1 presentamos el histograma de la distribución de la masa de Σ^{*0} , e indicamos los cortes realizados para obtener el ancho de la distribución. La región del pico de la distribución se encuentra dentro de los valores de masas 1.1923 GeV/c² y 1.1925 GeV/c².

Para obtener el ancho del pico, expandimos el intervalo de masas $1.19196 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\Sigma} \leq 1.19280 \text{ GeV}/c^2$ en 30 bins de $0.028 \text{ MeV}/c^2$ de ancho. En esta nueva distribución eliminamos todos los eventos que caían fuera del intervalo de masas: $1.1923 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\Sigma^{*0}} \leq 1.1925 \text{ GeV}/c^2$. Determinamos el ancho del pico, ajustando a una curva gaussiana la distribución que obtuvimos al aplicar el último corte.

Realizamos dos ajustes distintos, analizando en un caso 414 eventos y en el otro 360 eventos.

En el primer caso, se encontró que la distribución se ajusta a una gaussiana carac-

terizada por un valor medio de $1.1924 \text{ GeV}/c^2$ y un ancho de $0.10 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$; el χ^2 por grado de libertad obtenido, para este ajuste, es 0.26 .

En el segundo caso, los valores de la media y la desviación estándar extraídos del ajuste son, respectivamente, $1.1924 \text{ GeV}/c^2$ y $\Delta M_{\Sigma^*0} = 0.089 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$. En este caso, se obtuvo un χ^2 por grado de libertad igual a 0.55.

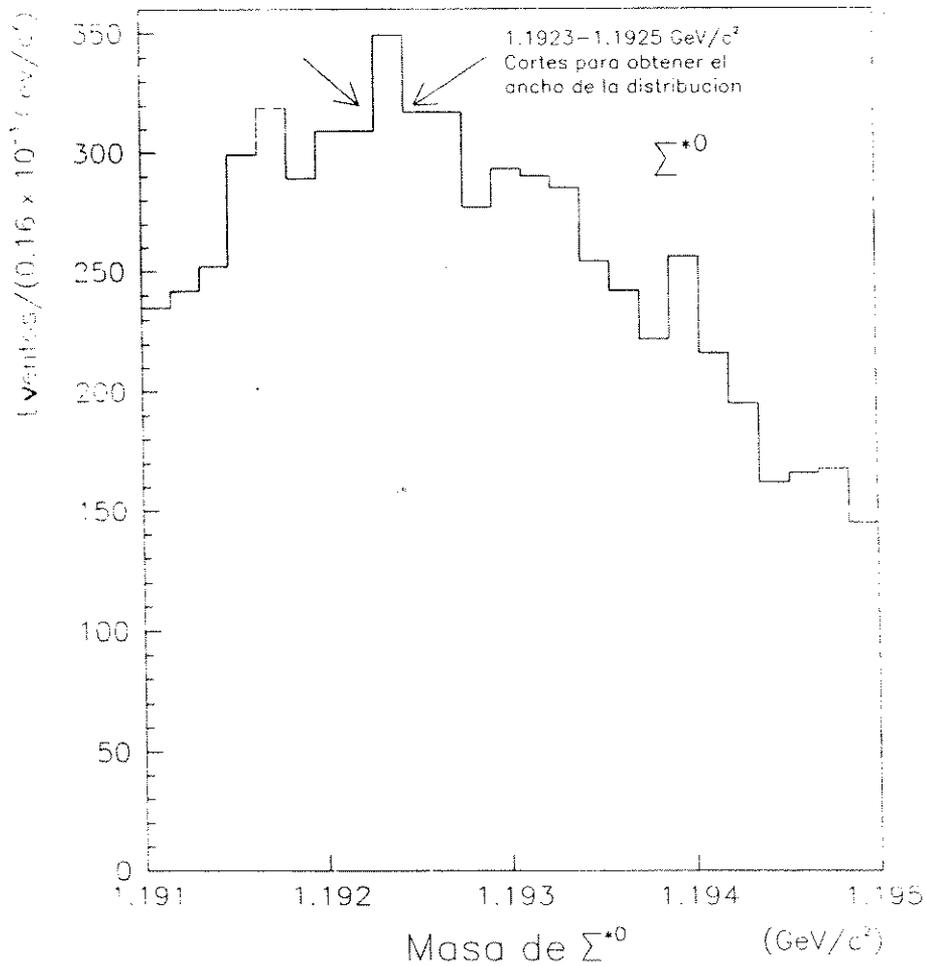


Figura 5.1 Distribución de la masa de Σ^{*0} entre $1.191 \text{ GeV}/c^2$ y $1.195 \text{ GeV}/c^2$; 25 bins.

La vida media de la resonancia Σ^{*0} se determinó substituyendo los valores de la desviación estándar σ , obtenidos a partir de los dos ajustes, dentro de la ecuación 4.5. Los resultados finales del estudio aparecen en la tabla 5.1.

Eventos	$\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ (MeV/c ²)	χ^2	$\tau_{\Sigma^{*0}}$ (10 ⁻²⁰ s)
414	0.10	0.26	4.00 ± 0.80
360	0.089	0.55	4.60 ± 0.99

Tabla 5.1 Resultados del estudio de la vida media de Σ^{*0}

5.3 Discusión de resultados

5.3.1 La vida media de Σ^{*0}

Los valores de la vida media de la resonancia Σ^{*0} , calculados en este estudio, son los primeros valores obtenidos por mediciones del ancho de la distribución de masa de Σ^{*0} . Este método no ha sido utilizado anteriormente por las dificultades prácticas para detectar y reconstruir las trayectorias de los fotones producidos por el decaimiento de Σ^{*0} .

El número de eventos Σ^{*0} analizados, para obtener el resultado final (una muestra de 414 eventos y otra de 360 eventos), es considerablemente mayor al número de eventos reportados en otros estudios realizados sobre la vida media y la masa de Σ^{*0} [20,22].

Dentro del error estadístico, los dos resultados obtenidos son equivalentes. De estos dos resultados tomamos, el valor obtenido con χ^2 más cercano a 1. Observando los valores del χ^2/NDF , podemos ver que la distribución de la muestra de 360 eventos es la que mejor se ajusta a nuestro criterio de selección y, por lo tanto, nuestro resultado final es:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (4.60 \pm 0.99) \times 10^{-20} \text{ s}$$

El error en el tiempo está relacionado con el error en la determinación del ancho

$\Gamma = \Delta M_{\Sigma^*0}$ de la distribución de masa de Σ^{*0} de la siguiente forma [15]:

$$\Delta\tau_{\Sigma^*0} = \tau_{\Sigma^*0} \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}. \quad (5.1)$$

El error relativo en el ancho observado de la muestra de 414 es $\Delta\Gamma/\Gamma = 0.20$ y $\Delta\Gamma/\Gamma = 0.22$ de la muestra de 360 eventos.

La alta contribución del error estadístico en las mediciones del ancho de la distribución se explica por la baja cantidad de eventos que sobrevivieron al corte para eliminar el fondo.

No incluimos los errores sistemáticos dentro del resultado final porque son mucho menores que los errores estadísticos. Para probar que la contribución de los errores sistemáticos es despreciable, describiremos brevemente en la sección 5.3.2 las principales fuentes de error y la forma como influyen en las mediciones.

5.3.2 Los errores experimentales

Las cantidades medidas en el laboratorio, que se usan para calcular la masa invariante $M(p\pi^-e^+e^-)$, son los momentos del protón, del pión, del electrón y del positrón. De acuerdo con esto, la distribución de masa de Σ^{*0} está relacionada con la exactitud con la que se determinaron los momentos de las partículas en el estado final. Los principales factores que influyen en la medición del momento de las partículas son [30]:

1. La precisión de las cámaras para reconstruir trayectorias.
2. La estabilidad del campo magnético del espectrómetro.

La alta segmentación de las cámaras, la resolución en las mediciones espaciales ($\sim 150\mu\text{m}$) y el diseño especial de 4 vistas diferentes (4 planos de alambres por cámara) permitieron una reconstrucción muy precisa de las trayectorias [30-31]. Por otra parte, la fuente de potencia que alimentaba las bobinas del espectrómetro, estaba regulada al $\pm 0.1\%$ [30]; esto significa que las fluctuaciones temporales del campo magnético del espectrómetro eran del $\pm 0.1\%$.

Las características anteriores del aparato de detección, permiten una medición precisa del momento. La resolución del espectrómetro en la medición del momento

fue de $\Delta P/P = 0.01$ [30-31]; esto significa que la incerteza en la medición del momento es del 1 %. De acuerdo con este resultado, podemos concluir que el error sistemático queda encubierto por el error estadístico.

Un estudio riguroso y profundo de los errores y sus propagaciones, en el experimento, quedan fuera de los objetivos del presente trabajo. Para nuestros propósitos las estimaciones hechas son suficientes.

5.3.3 Comparación con estudios anteriores

La vida media de Σ^{*0} ha sido medida con anterioridad por tres grupos de investigación. Presentamos en la figura 5.2 una comparación de los resultados de estos autores con el valor de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ obtenido en la presente disertación. Nuestro valor coincide con el reportado por Dydak *et al.*, [20] y el de Devlin *et al.*, [31]; sin embargo, no coincide, dentro del error experimental, con el valor reportado por Petersen *et al.*, [22].

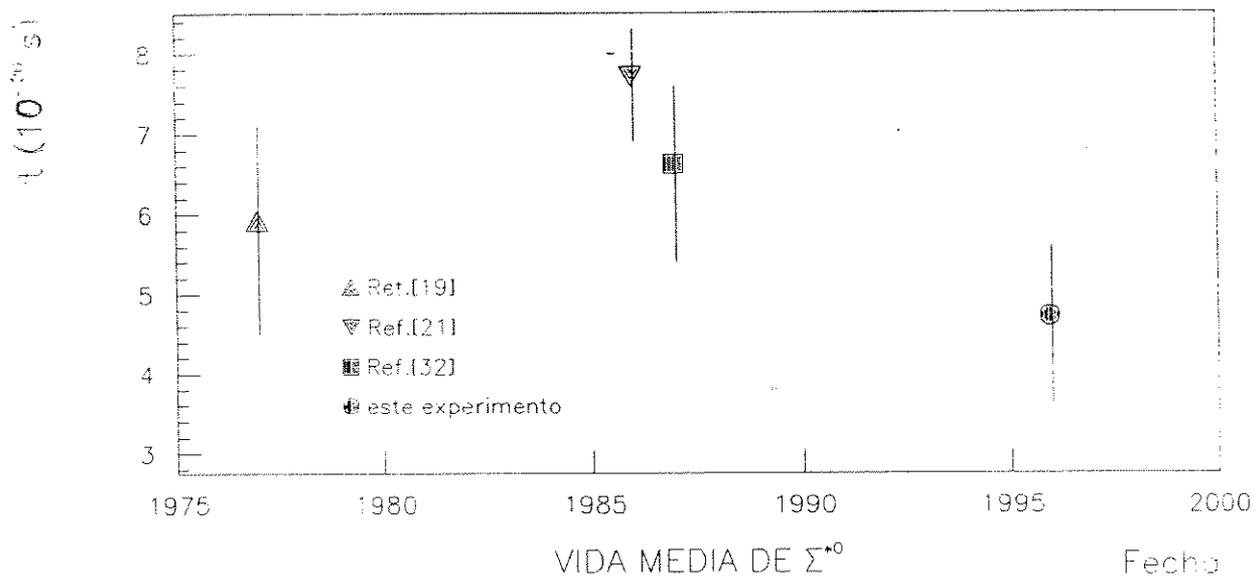


Figura 5.2 Comparación de la vida media $\tau_{\Sigma^{*0}}$ medida en este trabajo, con los resultados obtenidos por otros autores

Cabe señalar que, las mediciones hechas por estos autores están basadas en el estudio de la sección transversal para el efecto Primakoff. Los estudios anteriores difieren con respecto al nuestro en la estadística, la técnica de producción y la técnica medición de $\tau_{\Sigma^{*0}}$.

La estadística de los estudios anteriores es considerablemente menor a la de nuestro experimento: como un ejemplo podemos citar a Dydak *et al* [20], quienes reportan menos de 100 eventos Σ^{*0} 's analizados para obtener $\tau_{\Sigma^{*0}}$. La capacidad del espectrómetro BNL E766 para reconstruir estados finales del tipo $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ explica la relativamente alta estadística obtenida en nuestro experimento.

A diferencia del experimento BNL E766, los experimentos anteriores utilizaron el efecto Primakoff para producir las resonancias Σ^{*0} (ver capítulo 2). La técnica de producción Primakoff introduce ambigüedades cinemáticas que dificultan el proceso de selección de eventos Σ^{*0} [20]. En los trabajos anteriores, fue necesario realizar estudios del *background* por el método Monte Carlo para corregir las distribuciones de la masa de Σ^{*0} (ver Referencias 20 y 22).

Comparemos, finalmente, la técnica de medición de $\tau_{\Sigma^{*0}}$: los experimentos anteriores determinan la vida media de Σ^{*0} de forma indirecta midiendo la sección transversal para la producción Primakoff y usando este resultado dentro de una expresión teórica que relaciona la sección transversal con $\tau_{\Sigma^{*0}}$ [20,22]. Por el contrario, nosotros hemos determinado el valor de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ de forma directa, midiendo los momentos de las partículas en el estado final.

En resumen, nuestro trabajo constituye una nueva técnica para medir la vida media de Σ^{*0} , que supera en estadística a los trabajos anteriores y deja resultados satisfactorios.

5.3.4 La vida media de $\bar{\Sigma}^{*0}$

Considerando la validez del teorema *CPT*, podemos usar el resultado obtenido en la presente disertación, para dar un valor de la vida media de la antipartícula de Σ^{*0} . Según el teorema *CPT*, un sistema físico permanece invariante ante las trans-

formaciones de conjugación temporal, espacial y de carga eléctrica (ver capítulo 1). Como consecuencia de esta proposición, la vida media de la antipartícula de Σ^{*0} debe de ser exáctamente igual a la vida media de Σ^{*0} ; concluimos entonces que:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (4.60 \pm 0.99) \times 10^{-20} \text{ s.}$$

CONCLUSIONES

Usando una muestra superseleccionada de 19,702 eventos, recolectados en el experimento Brookhaven National Laboratory (BNL E766), medimos el ancho $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ de la distribución de la masa invariante de Σ^{*0} reconstruida con 360 eventos que pasaron los cortes impuestos para eliminar la mayor parte del *background*.

Las conclusiones que se derivan, del análisis de la muestra seleccionada, son las siguientes:

1. Usando el valor de $\Delta M_{\Sigma^{*0}}$ en la relación de Heisenberg ($\tau_{\Sigma^{*0}} = h/\Delta M_{\Sigma^{*0}}$) determinamos que la vida media de Σ^{*0} es:

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = (4.60 \pm 0.99) \times 10^{-20} \text{ s}$$

Este resultado, dentro del error experimental, está en acuerdo con aquellos reportados por otros autores.

2. Si consideramos la validez del teorema *CPT*, concluimos que la vida media de $\bar{\Sigma}^{*0}$ es igual a la vida media de Σ^{*0} :

$$\tau_{\bar{\Sigma}^{*0}} = (4.60 \pm 0.99) \times 10^{-20} \text{ s}$$

En resumen, en este trabajo de tesis, hemos determinado la vida media del hiperón Σ^{*0} , y hemos deducido el valor de la vida media de su antipartícula, $\bar{\Sigma}^{*0}$.

RECOMENDACIONES

En la tesis expusimos, claramente, los pasos del proceso de selección de eventos Σ^{*0} 's y realizamos un análisis metódico para confirmar que los eventos seleccionados fueran eventos Σ^{*0} . Aunque los resultados obtenidos son satisfactorios, es conveniente, para un estudio más detallado, incluir los siguientes pasos en el proceso de análisis de datos:

En primer lugar, recomendamos hacer un estudio detallado del *background* de la muestra de Σ^{*0} 's. Este trabajo debe realizarse usando la técnica Monte Carlo para simular la producción y la detección de eventos consistentes con Σ^{*0} 's (en el estado final, deben detectarse un pión negativo, un protón, un electrón y un positrón).

En segundo lugar, recomendamos hacer un estudio sobre la aceptación del espectrómetro E766 y determinar su eficiencia para detectar estados finales del tipo $\Sigma^{*0} \rightarrow p\pi^-e^-e^+$.

Considerando los dos estudios anteriores, pueden corregirse las distribuciones de la masa de Σ^{*0} mostradas en este trabajo, y observar si los valores de $\tau_{\Sigma^{*0}}$ obtenidos son consistentes con nuestros resultados finales.

REFERENCIAS

DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
Biblioteca Central

1. B. David Cline, *The search for new families of elementary particles*, **Scientific American**, (october 1976), p. 44.
2. William B. Rolnick, **The fundamental particles and their interactions**. (USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1994), 466 pp.
3. S. L. Glashow, *Quarks with Color and Flavor*, **Scientific American**, (october 1975), p. 78.
4. R. F. Schwitters, *Fundamental Particles with Charm*, **Scientific American**, (october 1977), p. 56.
5. K. Gottfried and V. F. Weisskopf, **Concepts of particle physics**. Vol.I. (USA: Edit. Oxford University Press, 1986), 271 pp.
6. A. DAS and Ferbel, T. **Introduction to nuclear and particle physics**. (USA: Edit. Wiley, 1994), 327 pp.
7. Francis Halzen, **Quarks and leptons: An introductory course to modern particle physics**. (USA: Edit. John Wiley & Sons, Inc., 1984), 396 pp.
8. PARTICLE DATA GROUP. *Review of particle physics*, **Physical Review**, Parte 1, Vol. D54 (1996), p. 1.
9. V. B. Berestetskii *et al.*, **Quantum electrodynamics**. (USA: Edit. Pergamon International Library, 1982), 347 pp.
10. Igor Saavedra, **Física de partículas**. Monografía No. 4. (Chile: Edit. Unión Panamericana, 1969), 65 pp.

11. J. Uribe, **Pion-pion correlations at low relative momentum produced in the reactions $pp \rightarrow pp(\pi^+, \pi^-)^n$ with $n = 2,3,4,5,6$.** (Tesis de doctorado en física: Department of physics and Astronomy, University of Massachusetts) USA, 1993, 98 pp.
12. G. I. Merzon *et al.*, **Proceedings of the III ICFA school on instrumentation in elementary particle physics.** (Rio de Janeiro, Brazil: World Scientific Publishing Co.,1992), 481 pp.
13. Hagedorn, **Relativistic Kinematics.** (USA: Edit. W.A Benjamin Inc., 1963), 210 pp.
14. A. G. Frodesen *et al.* **Probability and Statistics in Particle Physics.** (Bergen-Oslo-Troms: Edit. Universitetsforlaget, 1979), 284 pp.
15. D. C. Baird, **An introduction to measurement theory and experiment design.** (USA: Edit. Prentice-Hall Inc., 1962), 195 pp.
16. K. Gottfried and V. F. Weisskopf, **Concepts of particle physics.** Vol.II. (USA: Edit. Oxford University Press, 1986), 209 pp.
17. Gordon Kane, **Modern Elementary Particle Physics.**(U.S.A.: Edit. Addison-Wesley, 1987), 197 pp.
18. J. Lach and L. Pondrom, *Hyperon beam physics*, **Ann. Review Nuclear Part. Sci.:** Vol. 29 (1979) p. 203.
19. J. Dreitlein and H. Primakoff, *Properties of Σ decays and the Σ^0 lifetime*, **Physical Review:** Vol. 23 (1961), p.452.
20. Dydak *et al.*, *Measurement of the Σ^{*0} lifetime*, **Nuclear physics**, Vol. B118 (1977), p.1.
21. S. Coleman and S. L. Glashow, *Electrodynamic properties of baryons in*

the unitary symmetry scheme, **Physical Review Letters**,
Vol. 6 (1961), p.423.

22. Petersen *et al.*, *Measurement of the $\Sigma^0 - \Lambda$ transition magnetic moment*.
Physical Review letters, Vol.57 (1986), p.949.
23. M. J. Forbush, **High mass diffractive dissociation at 27.5 GeV proton-proton interactions** (tesis de doctorado en física: Department of Physics, Texas A & University) USA, 1990, 89 pp.
24. Colaboración BNL E766. Reporte No. 766, Columbia University, University of Massachusetts, and Brookhaven National Laboratories, 1981, 35 pp.
25. L. Wiencke, **Observation of final state coulomb interactions in proton-proton colisions at 27.5 GeV/c**. (tesis de doctorado en física: Department of physics, Columbia Univesity) USA, 1993, 112 pp.
26. E. Gottschalk, **Strange baryon production in 27.5 GeV/c proton-proton interactions**. (tesis de doctorado en física: Department of physics, Columbia University) USA. 1992, 116 pp.
27. J. Felix, **Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+ (\pi^+ \pi^-)^N$, $N = 1, 2, 3, 4$** . (Tesis de doctorado en física: Universidad de Guanajuato-Universidad de Massachusetts) 1994, 84 pp.
28. M. Church, **Ξ^- Production in 15-28 GeV neutron-proton interactions**. (Tesis de doctorado en física: Department of Physics, Columbia University) USA. 1986, 91 pp.
29. B. Stern, **A search for charmed particles in 15-28 GeV neutron-protón interactions**. (Tesis de doctorado en física: Physics Department, Columbia University) USA, 1988, 97 pp.

30. E. 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.
31. J. Uribe *et al.*, *Pion pion correlations at low relative momentum produced in pp colisions at 27.5 GeV/c,* **Physical Review**, Vol. D49 (1994), p.4373.
32. W. Heisenberg, **The physical principles of the quantum theory.** (USA: Edit. Dover Publication, 1949), 183 pp.
33. Devlin *et al.*, *Measurement of the Σ^{*0} lifetime.* **Physical Review:** Vol. D34 (1986), p.1626.

BIBLIOGRAFÍA

- A. Beiser, **Conceptos de física moderna**. Arturo Nava Jaimes.
2^{da} edición. (México: Edit: Macgraw-Hill, 1977).
- Davis B. Gordon and Thomas B. Hoffman. **Fortran 77:
un estilo estructural y disciplinado**. Ma. Lourdes Fournier.
(México: Edit. Macgraw-Hill, 1988).
- Derek Livesey, **Atomic and nuclear physics**.
(USA: Edit. Blaisdell publishing company, 1966).
- Fayyazudin, Riazudin, **A modern introduction to particle physics**.
(Singapore: Edit. Word scientific publishing, 1994).
- P. Collins, *et al.* **Particle physics and cosmology**.
(USA: Edit. John Wiley & Sons Inc., 1989).
- Robert Eisberg, **Fundamentals of modern physics**.
(USA: Edit: John Wiley & Sons Inc., 1961).
- S. Gasiorowicz, **Quantum physics**. (USA: Edit. John Wiley & Sons, 1974).

APÉNDICES

Apéndice A: Relatividad básica

Para el estudio del movimiento de partículas de altas energías, ya no son válidas las leyes de transformación galileanas. Se ha demostrado que las leyes que gobiernan la naturaleza son invariantes ante transformaciones de Lorentz. Estas transformaciones se derivan directamente del postulado básico de la relatividad especial: la velocidad de la luz debe tener el mismo valor en cualquier marco de referencia inercial.

Dos conceptos nuevos introducidos, por la teoría de la relatividad especial, son la masa propia (m_0) y el tiempo propio (t_0). La masa propia de un objeto es la masa medida por un observador que está en reposo con respecto a éste. Si el observador se mueve con una velocidad relativa con respecto al objeto entonces mide una masa igual a:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (A.1)$$

El tiempo propio t_0 de un sistema, se introduce para designar el tiempo medido con un reloj en reposo con respecto al sistema de referencia. El tiempo medido por un observador en movimiento con respecto al objeto es:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (A.2)$$

La mecánica relativista conserva la definición clásica de momentum:

$$\vec{p} = m\vec{v}$$

En la expresión anterior, v designa la velocidad de la partícula y m su masa relativista. El momentum en función de m_0 se escribe como:

$$\vec{p} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \vec{v} \quad (A.3)$$

A partir de la expresión de la masa relativista puede demostrarse la equivalencia masa-energía. La energía relativista total de una partícula es c^2 multiplicado por su masa relativista. Esto es:

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2 \quad (A.4)$$

La energía total puede descomponerse en una parte debida al movimiento y otra correspondiente a la energía en reposo de la partícula. Esto se hace de la siguiente forma:

$$E^2 = \frac{m_0^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} c^4 \quad (A.5)$$

$$E^2 = \frac{m_0^2 c^4 (1 - \frac{v^2}{c^2}) + m_0^2 v^2 c^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (A.6)$$

Identificando términos se obtiene:

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2 \quad (A.7)$$

Por simplicidad, es común que se defina $c = 1$; en este caso, la energía total se escribe de la siguiente forma:

$$E = \sqrt{m_0^2 + p^2} \quad (A.8)$$

y, la energía de la partícula en el marco de referencia en donde ésta se encuentra en reposo es:

$$m_0 = \sqrt{E^2 - p^2} \quad (A.9)$$

Apéndice B: Método de mínimos cuadrados

El método de mínimos cuadrados para ajustar n puntos, con valores $P(x_j)$ y varianza σ_j^2 , a una distribución $f(x)$, consiste en minimizar el valor del χ^2 , en donde:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{[f(x_j) - P(x_j)]^2}{\sigma_j^2} \quad (B.1)$$

El χ^2 caracteriza la dispersión de las frecuencias observadas $P(x_j)$ con respecto a las frecuencias esperadas $f(x_j)$.

Si las frecuencias observadas coinciden exactamente con las frecuencias predichas, entonces $f(x_j) = P(x_j)$ y $\chi^2 = 0$. Entre más pequeño es el valor del χ^2 , mejor es el ajuste.

Generalmente, se usa la forma reducida:

$$\chi_{NDF}^2 = \chi^2 / NDF \quad (B.2)$$

en donde NDF representa el número de grados de libertad (número de puntos a ajustar menos el número de restricciones o parámetros de ajuste). Si el valor de χ^2 / NDF es cercano a 1, ó menor, entonces el ajuste se considera bueno.

Apéndice C: Propagación de errores

Sean x_1, x_2, \dots, x_n , n variables independientes con errores $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$, respectivamente. El error en f , tal que $f \equiv f(x_1, x_2, \dots, x_n)$, está dado por:

$$\sigma_f^2 = \sum_i^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (C.1)$$

Esta es la fórmula cuadrática de propagación de errores.

Considérese el valor de la vida media de Σ^{*0} :

$$\tau_{\Sigma^{*0}} = \frac{h}{\Delta M} \quad (C.2)$$

en donde $\Delta M \equiv \Delta M \pm \sigma_{\Delta M}$ es el ancho de la distribución de masa de Σ^{*0} .

El error en $\tau_{\Sigma^{*0}}$ se calcula usando la fórmula de propagación de errores:

$$\sigma_{\tau_{\Sigma^{*0}}}^2 = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \Delta M} \right)^2 \sigma_{\Delta M}^2 \quad (C.3)$$

Operando se obtiene:

$$\sigma_{\tau_{\Sigma^{*0}}}^2 = \left(\frac{h}{\Delta M} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{\Delta M}}{\Delta M} \right)^2 \quad (C.4)$$

Utilizando la Ecuación (C.2), se puede llegar a la siguiente expresión :

$$\sigma_{\tau_{\Sigma^{*0}}} = \tau_{\Sigma^{*0}} \frac{\sigma_{\Delta M}}{\Delta M} \quad (C.5)$$