



# Universidad Autónoma de San Luis Potosí

INSTITUTO DE FÍSICA

## *BÚSQUEDA DE RESONANCIAS BARIÓNICAS EN EL EXPERIMENTO SELEX E781*

Tesis profesional  
Que para obtener el grado de

**Maestro en Ciencias en Física**

Presenta

**Fis. Ángel de Jesús Flores Castillo**

Asesor:  
Dr. Jürgen Engelfried  
Profesor Investigador  
San Luis Potosí, S.L.P.  
Mayo 2006

*”Y cuando despertó, el dinosaurio todavía estaba allí.”’*

*Augusto Monterroso.*

*A mis padres y hermano.*

# Agradecimientos

**A mi asesor el Dr. Jürgen Engelfried** por todo el apoyo incondicional que, no solo me brindo durante la elaboración de este trabajo de tesis, sino en todo momento que lo necesite. Gracias Jürgen, no solo eres un buen profesor e investigador, además también, eres una buena persona, gracias por todo.

**Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)** por brindarme el apoyo económico a través de la beca que me otorgo y que sirvió para encontrar la inspiración que me llevo a la elaboración de este trabajo.

**A la Secretaría de Educación Pública, Subsecretaría de Educación Superior e Investigación Científica y a la Dirección General de Educación Superior** por la beca que me otorgo para poder concluir de manera satisfactoria mis estudios de maestría, por el apoyo monetario utilizado para la compra de la infraestructura utilizada en la elaboración de este trabajo de tesis y por el soporte económico usado para la participación en congresos y reuniones afines al área de la física de partículas elementales, todo esto a través del convenio 2003-24-001-026.

**Al Laboratorio de Cálculo Numérico** en especial al L.E.S.D. José Limón Castillo, por la paciencia y ayuda que me brindo durante el tiempo que trabaje en el centro de computo.

**A mis compañeros** del grupo de Altas Energías del IF-UASLP J. Amaro, I. Torres, A. Blanco y J. Sánchez por todas las dudas que me resolvieron (y las que no también), pero muy especialmente a Eric Vázquez Jauregui porque sin su apoyo y paciencia no habría podido terminar este trabajo.

**De igual manera sHiRu<sup>©</sup> quiere agradecer** a sus padres y hermano por la comprensión y paciencia que le han tenido hasta ahora.

A sus compañeros de laboratorio (Kikilis, Nora, Choche y La peluche) por todos los ahorcados que se echaron mientras ideaban como proseguir con su trabajo.

A Pp, Fish, Bicho, Sendic, Moy, Pochicho, Alex y al Negrillo.

A ti que le has dado todo sin esperar nada a cambio, te da las gracias por todo lo que has hecho por él, pues le das fuerza y confianza en si mismo...**te ama muchisim**♡.

A todos sus 'fans' disculpenlo por no mencionarlos, pero la verdad son muchos, gracias por apoyarlo siempre.

# Abstract

We performed a search for an exotic baryon resonance with  $S = -2$ ,  $Q = -2$  with data from the SELEX (Fermilab 781) Fixed Target experiment, employing a  $\Sigma^-$  beam of 600 GeV/c mean momentum. We report results of an exhaustive search for baryon resonances decaying to  $\Xi^\mp\pi^\pm$ ,  $\Xi^\mp\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$ ,  $\Xi^0(1530)\pi^\mp\pi^\pm$ , and  $\Xi^0(1530)\pi^\mp$ . We only observed the well known  $\Xi^0(1530)$ , with a mass of  $(1533,0 \pm 0,3)MeV/c^2$  and a width of  $(9,2 \pm 0,9)MeV/c^2$ . No evidence for the exotic state  $\Xi^{--}(1860)$  was found in the  $\Xi^-\pi^-$  invariant mass spectrum.

# Resumen

Se realizó una búsqueda de la resonancia bariónica que posee extrañeza  $S = -2$  y carga eléctrica  $Q = -2$  en los datos de SELEX (Fermilab 781), que es un experimento de blanco fijo, utilizando un haz de  $\Sigma^-$  con 600 GeV/c de momento promedio. Se reportan los resultados de la búsqueda exhaustiva de resonancias bariónicas que decaen en los canales  $\Xi^\mp\pi^\pm$ ,  $\Xi^\mp\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$ ,  $\Xi^0(1530)\pi^\mp\pi^\pm$  y  $\Xi^0(1530)\pi^\mp$ . La única resonancia observada fue el estado excitado del cascada,  $\Xi^0(1530)$ , con una masa de  $(1533,0 \pm 0,3)MeV/c^2$  y un ancho natural de  $(9,2 \pm 0,9) MeV/c^2$ . No se encontró evidencia de la existencia de la resonancia exótica  $\Xi^{--}(1860)$  en la distribución de masa invariante de  $\Xi^-\pi^-$ .

# Prefacio

Este trabajo de tesis llamado *Búsqueda de resonancias bariónicas en el experimento 781 de SELEX* comienza clásicamente con un capítulo introductorio (Capítulo 1), en el cual, se habla de los antecedentes históricos de los quarks como unas de las piezas fundamentales que forman la materia. Además, en este capítulo, se menciona también la importancia y la motivación que llevó al desarrollo de este trabajo de tesis.

En el desarrollo del Capítulo 2 uno encontrará los conceptos básicos de la teoría de grupos. De igual manera, se hará referencia a la importancia que tiene el concepto de *simetría* dentro de la física de partículas, en especial, del grupo  $SU(3)_s$  y  $SU(3)_c$ . Dentro de este capítulo se explora el modelo estándar y el modelo de quarks (combinaciones  $q\bar{q}$  y  $qqq$ ), concluyendo con los posibles estados observables  $qqq\bar{q}$ , todos estos permitidos por  $QCD$ .

Dentro del Capítulo 3 se hace una (no tan) pequeña descripción del aparato mismo (SELEX), tratando de explicar a grandes rasgos el funcionamiento de las partes más importantes del mismo. Se describe también la forma en que fueron tomados, almacenados y procesados los datos utilizados en el análisis de este trabajo. También se hace una pequeña descripción de los programas principales utilizados para el análisis de los datos.

La importancia del estudio del  $\Xi^-$  está impresa en el Capítulo 4. En éste, se realizaron estudios para asegurar la buena elección de los candidatos a  $\Xi^-$ , se describe la topología del decaimiento ( $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ ) y la dependencia de la elección de los candidatos a  $\Xi^-$  como función de la diferencia del ángulo de decaimiento.

En el Capítulo 5 se desarrolla el estudio realizado a la resonancia  $\Xi^0(1530)$ . En un principio solo se mencionan las características conocidas de la misma; posteriormente, se define lo que es una resonancia y la función que la describe. Se describen, además, los archivos utilizados para la realización de la simulación, su contenido y la forma en que operan. Por otra parte se menciona el trabajo realizado sobre los datos reales para la misma resonancia, la descripción del ruido de la señal y las funciones a ajustar para las distribuciones de masa invariante  $\Xi^\pm \pi^\mp$ .

Para el Capítulo 6 se reservó solo el estudio de la simulación de las resonancias  $\Xi^0(1690)$ ,  $\Xi^0(1820)$ ,  $\Xi^-(1820)$  y  $\Xi^0(1950)$ .

En el Capítulo 7 se realizó la búsqueda de las resonancias  $\Xi^0(1690)$ ,  $\Xi^0(1820)$ ,  $\Xi^-(1820)$  y  $\Xi^0(1950)$  en diferentes canales de decaimiento en los datos reales.

Por último, en el desarrollo del Capítulo 8, primero se plantea el punto de vista histórico experimental de la búsqueda de estados exóticos, en especial el  $\Xi^{--}$ , haciendo referencia al único experimento que ha reportado este estado exótico. Posteriormente, se mencionan los estudios realizados para la búsqueda de este estado en este trabajo y los límites de producción del mismo con respecto al estado excitado  $\Xi^0(1530)$ .

# Índice General

<b>1. Introducción</b>	<b>16</b>
1.1. Antecedentes . . . . .	16
1.2. Motivación . . . . .	17
<b>2. Simetrías en la Física de Partículas</b>	<b>19</b>
2.1. Teoría de Grupos . . . . .	19
2.1.1. Definición de Grupo . . . . .	19
2.1.2. Grupo SU(2) . . . . .	20
2.1.3. Grupo SU(3) . . . . .	20
2.2. Simetrías de Sabor y Color . . . . .	21
2.3. Modelo Estándar . . . . .	23
2.3.1. Modelo de Quarks . . . . .	24
<b>3. El Experimento Fermilab 781</b>	<b>28</b>
3.1. Estructura del Aparato . . . . .	28
3.1.1. Generalidades . . . . .	28
3.1.2. El Espectrómetro del Haz . . . . .	31
3.1.3. La Región del Vértice . . . . .	34
3.1.4. El Espectrómetro M1 . . . . .	36
3.1.5. El Espectrómetro M2 . . . . .	38
3.1.6. El Espectrómetro M3 . . . . .	42
3.2. Mecanismo de Selección de Eventos con Quark $c$ . . . . .	43
3.2.1. Filtro en Línea . . . . .	44

3.3.	Toma de Datos del Experimento SELEX . . . . .	45
3.4.	Procesamiento de Datos . . . . .	45
3.4.1.	Simulación . . . . .	49
3.4.2.	Pass . . . . .	51
3.4.3.	Datos . . . . .	51
<b>4.</b>	<b>Estudio de <math>\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-</math></b> . . . . .	<b>55</b>
4.1.	Introducción . . . . .	55
4.2.	Reconstrucción de $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ , como Función del Ángulo de Decaimiento . . . . .	56
<b>5.</b>	<b>Estudio de la Resonancia Bariónica <math>\Xi^0(1530)</math> en el Canal <math>\Xi^\pm \pi^\mp</math></b> . . . . .	<b>63</b>
5.1.	Motivación . . . . .	63
5.2.	Antecedentes . . . . .	63
5.3.	Simulación de la Resonancia Bariónica . . . . .	64
5.3.1.	Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	66
5.4.	Estudio en Datos de la Resonancia Bariónica $\Xi^0(1530)$ en el Canal $\Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	68
5.4.1.	Estudio del Ruido de la Señal . . . . .	70
<b>6.</b>	<b>Simulación de Resonancias Bariónicas en los Canales <math>\Xi^\pm \pi^\mp</math> y <math>\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp</math></b> . . . . .	<b>76</b>
6.1.	Antecedentes . . . . .	76
6.2.	Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1690) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	77
6.3.	Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	78
6.4.	Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	78
<b>7.</b>	<b>Estudio en Datos de las Resonancias Bariónicas en los Canales <math>\Xi^\pm \pi^\mp</math>, <math>\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp</math>, <math>\Xi^0(1530) \pi^\pm \pi^\mp</math> y <math>\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm</math></b> . . . . .	<b>81</b>
7.1.	Motivación . . . . .	81
7.2.	Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1690) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	81
7.3.	Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	83
7.4.	Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	83
7.5.	Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^0(1530) \pi^\pm \pi^\mp$ . . . . .	84
7.6.	Estudio de la Resonancia $\Xi^\pm(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ . . . . .	84

7.7. Estudio de la Resonancia $\Xi^\pm(1820) \rightarrow \Xi^0(1530)\pi^\pm$ . . . . .	85
7.8. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1950) \rightarrow \Xi^\pm\pi^\mp$ . . . . .	85
7.9. Conclusiones . . . . .	86
<b>8. Estado Exótico <math>\Xi^{--}(1860) \rightarrow \Xi^-\pi^-</math></b>	<b>88</b>
8.1. Antecedentes Históricos de los Pentaquarks . . . . .	88
8.2. Estudios Realizados para la Reconstrucción de Resonancias Bariónicas . . . . .	90
8.3. Estudio Realizado al Estado exótico $\Xi^{--}(1860) \rightarrow \Xi^-\pi^-$ . . . . .	95
<b>9. Conclusiones</b>	<b>97</b>

# Índice de Figuras

1.1. Señal Encontrada por el Grupo NA49 en la Masa Invariante del $\Xi_{3/2}^-$ . . . . .	18
2.1. 16-plete de $SU(4)_s$ Formado con los Quarks $u, d, s$ y $c$ para los (a)Mesones Pseudo Escalares, (b)Mesones Vectoriales. . . . .	25
2.2. Multiplete Bariónico Formado con los Quarks $u, d, s$ y $c$ de $SU(4)_s$ para (a)20-plete con un Octete de $SU(3)_s$ , (b)20-plete con un Decuplete de $SU(3)_s$ . . . . .	27
3.1. Diseño Esquemático del Experimento SELEX. . . . .	29
3.2. Sistema Coordinado del Experimento SELEX. . . . .	30
3.3. Diseño del Espectrómetro del Haz. . . . .	31
3.4. Canal de Hiperones. . . . .	32
3.5. Esquema de un Módulo del BTRD. . . . .	33
3.6. Número de Planos Activados en el BTRD. . . . .	34
3.7. Estaciones del Detector de la Trayectoria del Haz. . . . .	35
3.8. Región del Vértice. . . . .	36
3.9. Esquema del Espectrómetro M1. . . . .	37
3.10. Diagrama Esquemático de las Cámaras de Alambre en el Espectrómetro M1. . . . .	37
3.11. Localización de las Tres Estaciones de Detectores de Silicio para Ángulos Grandes. . . . .	39
3.12. Diagrama Esquemático del Espectrómetro M2. . . . .	40
3.13. Diagrama Esquemático de las Cámaras Proporcionales de Alambre en el Espectrómetro M2. . . . .	41
3.14. Vista Esquemática del Detector de Luz Čerenkov. . . . .	42
3.15. Diagrama Esquemático del Espectrómetro M3. . . . .	43
3.16. Vista Esquemática del Mecanismo de Selección en SELEX. . . . .	44

3.17. Proporción de las Interacciones Registradas en SELEX. . . . .	47
4.1. Topología del Decaimiento de un Hiperón Cargado en Dos Cuerpos. . . . .	56
4.2. Distribución Angular de la Simulación Realizada a 1 Millón de Eventos Como Función de $r$ . . . . .	59
4.3. Distribución Angular para Datos del Archivo $1M$ Como Función de $r$ . . . . .	59
4.4. Distribución de la Diferencia de Ángulo para Datos de $1M$ . . . . .	60
4.5. Cortes Utilizados en la Diferencia del Ángulo para los Datos Simulados. . . . .	61
4.6. Cortes Utilizados en la Diferencia del Ángulo para los Datos de $1M$ . . . . .	62
5.1. Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ y su Antipartícula con Diversos Cortes en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento del $\Xi^\pm$ . . . . .	66
5.2. Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ y su Antipartícula con un Corte en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento de $0.1 \text{ mrad}$ . . . . .	67
5.3. Distribución de Masa Invariante Obtenida de los datos para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ y su Antipartícula en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp$ con Diversos Cortes en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento. . . . .	68
5.4. Distribución de Masa Invariante Obtenida de los Datos para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ y su Antipartícula en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp$ con Corte en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento de $0.1 \text{ mrad}$ . . . . .	69
5.5. Distribución de Masa Invariante en los canales correcto y erróneo. . . . .	70
5.6. Canal Erróneo con Diferentes Factores Multiplicativos. . . . .	71
5.7. Distribución de Masa Invariante de la Resonancia $\Xi^0(1530)$ con Ruido Constante en Cero Utilizando un Valor de $\sigma$ fijo de aproximadamente $0 \text{ MeV}/c^2$ y $2 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	72
5.8. Distribución de Masa Invariante de la Resonancia $\Xi^0(1530)$ con Ruido Constante en Cero Utilizando un Valor de $\sigma$ fijo de $3 \text{ MeV}/c^2$ y $4 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	73
5.9. Distribución de Masa Invariante de la Resonancia $\Xi^0(1530)$ con Ruido Constante en Cero Utilizando un Valor de $\sigma$ fijo de aproximadamente $5 \text{ MeV}/c^2$ y $6 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	74
5.10. Distribución de Masa Invariante de la Resonancia $\Xi^0(1530)$ con Ruido Constante en Cero Utilizando un Valor de $\sigma$ fijo de $7 \text{ MeV}/c^2$ y $8 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	74
6.1. Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1690)$ y su Antipartícula en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp$ . . . . .	77

6.2.	Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1820)$ y su Antipartícula en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp$ . . . . .	78
6.3.	Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1820)$ y su Antipartícula en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp\pi^\pm\pi^\mp$ . . . . .	79
7.1.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^\mp\pi^\pm$ Alrededor de la Masa $1690 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	82
7.2.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^\mp\pi^\pm$ Alrededor de la Masa $1820 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	83
7.3.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^\mp\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$ Alrededor de la Masa $1820 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	84
7.4.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi(1530)\pi^\mp\pi^\pm$ Alrededor de la Masa $1820 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	85
7.5.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^\mp\pi^\pm\pi^\mp$ Alrededor de la Masa $1820 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	86
7.6.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^0(1530)\pi^\mp$ Alrededor de la Masa $1820 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	87
7.7.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^\mp\pi^\pm$ Alrededor de la masa $1950 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	87
8.1.	Contenido de Quarks de los Miembros Representativos del Antidecuplete de Sabor. . . . .	90
8.2.	Señal Encontrada por el Grupo $NA49$ en la Masa Invariante del $\Xi_{3/2}^-$ [5]. . . . .	91
8.3.	Distribución del Momento del Hiperón para 1 Millón de Eventos Simulados. . . . .	91
8.4.	Distribución del Momento del Hijo Cargado del Hiperón para 1 Millón de Eventos Simulados. . . . .	92
8.5.	Distribución del Momento del Pión del Vértice de la Resonancia para 1 Millón de Eventos Simulados. . . . .	92
8.6.	Distribución de $\chi^2$ para 1 Millón de Eventos Simulados. . . . .	93
8.7.	Distribución de $l/\sigma$ para 1 Millón de Eventos Simulados. . . . .	93
8.8.	Distribución de Masa Invariante para 1 Millón de Eventos Simulados en el Canal $\Xi^-\pi^-$ . . . . .	94
8.9.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^-\pi^-$ Alrededor de $1860 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	95
8.10.	Distribución de Masa Invariante de $\Xi^-\pi^-$ Alrededor de $1860 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos (Ajuste: Función Gaussiana). . . . .	96

8.11. Distribución de Masa Invariante de $\Xi^- \pi^-$ Alrededor de $1860 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos (Ajuste: Convolución de una Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana). . . . .	96
9.1. Distribución de Masa Invariante de la Resonancia $\Xi^0(1530)$ con Ruido Constante en Cero Utilizando un Valor de $\sigma$ fijo de aproximadamente $6 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	98
9.2. Distribución de Masa Invariante de $\Xi^- \pi^-$ Alrededor de $1860 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos. . . . .	99
9.3. Distribución de Masa Invariante de $\Xi^- \pi^-$ Alrededor de $1860 \text{ MeV}/c^2$ Obtenida de los Datos (Izq. Ajuste: Función Gaussiana, Der. Ajuste: Funcion Breit-Wigner). . . . .	99

# Índice de Tablas

2.1. Bariones con Espín 1/2 y Paridad Positiva. . . . .	21
2.2. Fuerzas y sus Bosones Vectoriales. . . . .	23
2.3. Familias en el Modelo Estándar. . . . .	23
2.4. Números Cuánticos de los Quarks. . . . .	24
3.1. Propiedades de los Blancos Usados. . . . .	34
3.2. Dimensiones de los Marcos de las Cámaras de Arrastre en el Espectrómetro M1. . . . .	38
3.3. Tabla <i>recdf</i> Utilizada por RECON. . . . .	48
3.4. Tabla <i>recpid</i> Utilizada por RECON. . . . .	50
3.5. Grupos de Datos Utilizados. . . . .	52
3.6. Archivo de Comandos. . . . .	54
5.1. Ejemplo del Archivo EMB.dec. . . . .	65
5.2. Ejemplo del Archivo de Salida con 3 Eventos Generados por Simulación. . . . .	65
5.3. Resolución Experimental Obtenida de la Simulación para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ en el canal $\Xi^\pm\pi^\mp$ . . . . .	67
5.4. Comparación de los Resultados Obtenidos para el Ajuste a la Resonancia $\Xi^0(1530)$ en este Trabajo con Diferentes Valores de $\sigma$ contra los Resultados Publicados por el PDG. . . . .	75
6.1. Valores Reportados por el PDG para las Resonancias a Estudiar. . . . .	76
6.2. Valores Reportados por la Colaboración WA89 para las Resonancias a Estudiar. . . . .	76
6.3. Resolución Experimental Obtenida para las Resonancias Estudiadas. . . . .	79
7.1. Razones de Decaimiento para las Resonancias a Estudiar en sus Diferentes Canales. . . . .	82

7.2. Valores Hallados para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ Encontrada en el Análisis de los Datos. . . . .	86
8.1. Experimentos Publicados con Evidencia Positiva del Barión $\Theta^+(1540)$ . . . . .	89
8.2. Experimentos Publicados Sin Observación del Barión $\Theta^+(1540)$ . . . . .	89
9.1. Valores Hallados para la Resonancia $\Xi^0(1530)$ Encontrada en el Análisis de los Datos. . . . .	98

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Antecedentes

La Física de altas energías tiene como principal objetivo comprender los procesos físicos que ocurren en la estructura más fundamental de la materia. Hasta hace unos cincuenta años, las partículas más fundamentales de las que teníamos conocimiento eran el protón, el neutrón y el electrón. Pero en años más recientes se ha encontrado que el protón y el neutrón no son tan "elementales" como se creía; estos están compuestos a su vez por otras partículas, a las cuales se les llamó *quarks*, nombre que utilizó el escritor irlandés *James Joyce* en su libro *Finnegan's Wake*.

Actualmente, la teoría de la cromodinámica cuántica intenta predecir el comportamiento de los quarks, es decir, la manera en que estos interactúan entre sí, las fuerzas efectivas entre ellos y sus interacciones con otras partículas.

Además de estas interesantes cuestiones a investigar, una de las principales aportaciones que puede hacer la física experimental de altas energías, es la de tratar de encontrar un estado físico observable que esté compuesto de manera diferente a las configuraciones ya conocidas de quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) y de quark-quark-quark ( $qqq$ ). El presente trabajo está enfocado en la búsqueda de pentaquarks, estados exóticos cuya configuración es  $qqqq\bar{q}$ .

Los pentaquarks son conocidos como estados exóticos debido a que algunos de ellos no pueden ser descritos por algunos números cuánticos ordinarios con los que se describirían normalmente a los estados 3-quark y quark-antiquark.

Esta nueva oleada por la búsqueda de estos estados exóticos (como son conocidos en el argot de la física de altas energías) data de unos pocos años atrás. Muchos son los grupos experimentales que han buscado evidencia de la existencia de los pentaquarks, entre ellos están: E690, LEPS, DIANA, CLAS, SAPHIR, ITEP, HERMES, ZEUS, COSY-TOF, SVD, BES, BaBar, Belle, LEP, HERA-B, SPHINX, HyperCP, CDF, FOCUS y PHENIX. Algunos de estos experimentos reportan haber encontrado exitosamente evidencia de la existencia de los pentaquarks, mientras que otros,

por el contrario, no reportan evidencia alguna.

Mucha es la especulación alrededor de la existencia de estos estados exóticos, así como la de sus propiedades en sí y de la forma en que estos existen como estados ligados de cuatro quarks y un antiquark. En este trabajo de tesis se hace una búsqueda exhaustiva del pentaquark  $\Xi^{--}$  (1860) en datos de SELEX (E781) y se propone un límite de producción para este estado.

## 1.2. Motivación

Recientemente muchos experimentos han reportado la existencia de la resonancia bariónica exótica  $\Theta^+$ (1540) en los canales de decaimiento  $K^+n$  y  $pK_s^0$  y a la cual se le atribuye la configuración  $uudd\bar{s}$ . Su número cuántico exótico  $Y = B + S = 2$ , implica que debe pertenecer a un antidecuplete o a una representación más alta de sabor en SU(3). También se ha reportado la existencia de estados exóticos homólogos al  $\Theta^+$ (1540), para los cuales en su configuración se sustituye el quark  $s$  por un quark  $c$ , dando lugar al  $\Theta_c^0(uudd\bar{c})$  o en su lugar por un quark  $b$ , dando lugar al  $\Theta_b^+(uudd\bar{b})$ , cuyas masas oscilan alrededor de los  $3 \text{ GeV}/c^2$  y los  $6.40 \text{ GeV}/c^2$ , respectivamente.

Muchos grupos han confirmado estas observaciones y reportado la de dos miembros de isospín 3/2 del mismo multiplete. Por otro lado un solo grupo ha observado y reportado la existencia del miembro del isocuatruplete de hipercarga  $Y = -1$ ,  $\Xi_{3/2}^{--}$ (1860).

El interés surgido en el estudio de este estado exótico recae en la importancia de los números cuánticos que lo describen. Dos de los números cuánticos más fáciles de estudiar en un experimento de altas energías son, por supuesto, la carga eléctrica y la masa de la partícula en cuestión. Debido a la carga eléctrica que poseen los quarks, estos, no pueden formar estados bariónicos con carga eléctrica  $Q = -2$ , por lo tanto, esto hace especial a nuestro pentaquark y lo diferencia de todos los miembros del antidecuplete de sabor de SU(3). Evidencia experimental apunta a la observación de esta resonancia bariónica en colisiones protón-protón con una energía del centro de masa de  $\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}/c^2$  en CERN SPS [5]. El pico en el espectro de masa invariante alrededor de  $1862 \text{ MeV}/c^2$  en el canal  $\Xi^-\pi^-$  (ver Figura 1.1) y para el cual la composición más simple que se le pueda atribuir es  $dds\bar{s}\bar{u}$  se considera un verdadero estado exótico con verdaderos números cuánticos exóticos, la observación de este pentaquark serviría para la búsqueda de otros miembros de este multiplete.

Una motivación más para la realización de este trabajo de tesis es que, recientemente, el programa de reconstrucción de *kinks*<sup>1</sup> [7] utilizado en el análisis de datos del experimento SELEX, ha sido mejorado, de tal manera que actualmente podemos reconstruir un mayor número de candidatos a cascadas ( $\Xi^-$ ) con lo cual aumenta la probabilidad de hallar este estado exótico.

---

<sup>1</sup>Posteriormente se explicara que es un *kink*.

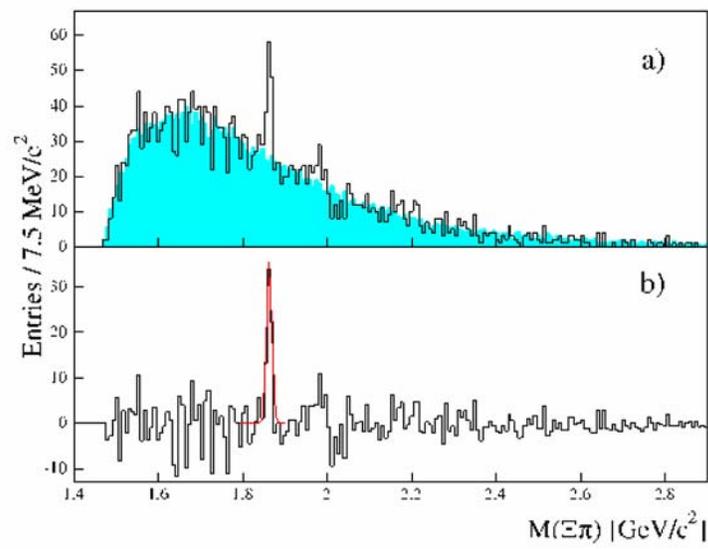


Figura 1.1: Señal Encontrada por el Grupo *NA49* [5] en la Masa Invariante del  $\Xi_{3/2}^{--}$ .

## Capítulo 2

# Simetrías en la Física de Partículas

### 2.1. Teoría de Grupos

En mecánica clásica la *simetría* de un sistema físico lleva a alguna ley de conservación. La conservación del momento angular es una consecuencia directa de una simetría rotacional, lo cual significa invarianza bajo rotaciones espaciales. En mecánica cuántica los conceptos de *momento angular* y *espín* han venido convirtiéndose cada vez en algo más fundamental. De igual manera, el *isoespín* en física nuclear y la *simetría de sabor* en la física de partículas, son herramientas indispensables para la construcción y la resolución de teorías.

En cada caso el conjunto de operaciones de simetría forma un *grupo*.

#### 2.1.1. Definición de Grupo

Un grupo  $G$  puede ser definido como un conjunto de objetos u operaciones  $(g_1, g_2, g_3, \dots)$  llamados elementos de  $G$ , los cuales pueden ser combinados o "multiplicados" para formar un producto bien definido dentro de  $G$ , el cual satisface las siguientes cuatro condiciones:

1. Si  $g_i$  y  $g_j$  son dos elementos de  $G$ , entonces el producto  $g_i g_j$  es también un elemento de  $G$ .
2. La multiplicación entre elementos del grupo  $G$  es *asociativa*  $(g_i g_j) g_k = g_i (g_j g_k)$ .
3. Existe un único elemento del grupo  $G$ ,  $g_i = I$  llamado *identidad*, tal que

$$I g_i = g_i I = g_i$$

4. Cada elemento del grupo  $G$  tiene un único *inverso o recíproco*, esto es, por cada  $g_i$  existe un elemento  $g_i^{-1}$  tal que

$$g_i g_i^{-1} = g_i^{-1} g_i = I$$

Un grupo con un número finito de elementos es llamado grupo finito, el número de elementos en un grupo finito es el *orden* del grupo.

La multiplicación de grupo no es necesariamente *conmutativa*; esto es  $g_i g_j$  no es necesariamente igual a  $g_j g_i$ . Si  $g_i g_j = g_j g_i$  para cada par de elementos en nuestro grupo, se dice que este es un grupo *Abeliano* o *conmutativo*.

### 2.1.2. Grupo SU(2)

El grupo SU(2) es llamado así por las siglas de su nombre en inglés *Special Unitary*. Lo forman todas la matrices unitarias de 2 x 2 con determinante  $det = +1$ , tienen como generadores a las tres matrices de Pauli. Así que, de esta manera, SU(2) es de orden 3 y depende de tres parámetros reales continuos  $\xi, \eta, \varsigma$  los cuales son llamados comúnmente parámetros de *Caley-Klein*. La forma general de uno de sus elementos es :

$$U_2(\xi, \eta, \varsigma) = \begin{pmatrix} \exp^{i\xi} \cos \eta & \exp^{i\varsigma} \sin \eta \\ -\exp^{-i\varsigma} \sin \eta & \exp^{-i\xi} \cos \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix},$$

donde  $det(U_2) = 1$  y  $U_2^\dagger U_2 = 1 = U_2 U_2^\dagger$ . Los generadores se obtienen a través de

$$-i\partial U_2 / \partial \xi|_{\xi=0, \eta=0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \sigma_3,$$

$$-i\partial U_2 / \partial \varsigma|_{\varsigma=0} / \sin \eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \sigma_1,$$

$$-i\partial U_2 / \partial \eta|_{\eta=0, \varsigma=0} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \sigma_2.$$

Cabe aclarar que las matrices de Pauli son matrices con traza<sup>1</sup> cero y también son Hermitianas.<sup>2</sup>

### 2.1.3. Grupo SU(3)

Al grupo SU(3) pertenecen todas las matrices unitarias de 3 x 3 con determinante  $det = +1$ . El grupo SU(3) posee 8 generadores ( $3^2 - 1$ ) los cuales son linealmente independientes y además poseen traza igual a cero al igual que los generadores del grupo SU(2).

<sup>1</sup>La traza esta definida como la suma de los elementos de la diagonal principal de una matriz dada.

<sup>2</sup>Una matriz  $A$  se considera Hermitiana (o auto-adjunta) si  $A = A^\dagger$ .

## 2.2. Simetrías de Sabor y Color

Alrededor de 1930, después del descubrimiento del neutrón, Heisenberg propuso que las fuerzas nucleares fueran independientes de la carga eléctrica. La diferencia de masa entre el protón y el neutrón es de apenas 1.6 %. Si esta pequeña diferencia en masa es ignorada, el protón y el neutrón pueden ser considerados como dos estados de un mismo doblete (o simétricos en isoespín), llamado nucleón. El isoespín ( $I$ ) también conocida como la *simetría de  $SU(2)$  de sabor* ( $SU(2)_s$ ) tiene una proyección sobre el eje z para el protón y una diferente para el neutrón, estas son  $I_3 = +1/2$  e  $I_3 = -1/2$ , respectivamente. El isoespín no tiene nada que ver con el espín (el cual es el momento angular intrínseco de la partícula) pero la doble componente del estado de isoespín obedece exactamente las mismas relaciones matemáticas que la simetría de espín  $s = 1/2$ .

Por el año de 1960 proliferaba la producción de partículas por aceleradores. Las ocho mostradas en la Tabla 2.1 atrajeron particularmente la atención.

Partícula	Masa(MeV/c <sup>2</sup> )	Y	I	I <sub>3</sub>
$\Xi^-$	1321.32	-1	1/2	-1/2
$\Xi^0$	1314.9	-1	1/2	+1/2
$\Sigma^-$	1197.43	0	1	-1
$\Sigma^0$	1192.55	0	1	0
$\Sigma^+$	1189.37	0	1	+1
$\Lambda$	1115.63	0	0	0
$n$	939.566	1	1/2	-1/2
$p$	938.272	1	1/2	+1/2

Tabla 2.1: Bariones con Espín 1/2 y Paridad Positiva.

Los números cuánticos relevantes que son conservados son  $I_3$  e  $I^2$  para isoespín e  $Y$  para la hipercarga. Recordemos que la hipercarga está definida como  $Y \equiv B + S + C + \tilde{B} + T$ , y la tercera componente del isoespín como  $I_3 \equiv Q - Y/2$  donde:

- $B$  → Número Bariónico.
- $S$  → Extrañeza del quark s.
- $C$  → Extrañeza del quark c.
- $\tilde{B}$  → Extrañeza del quark b.
- $T$  → Extrañeza del quark t.
- $Q$  → Carga eléctrica.

La introducción del *número bariónico* se debió al hecho de tratar de explicar el por qué se produce el mismo número de antibariones que de bariones en todas las reacciones de partículas. Se

asigna  $B = 1$  a los bariones y  $B = -1$  a todos los antibariones. Correspondientemente, se asigna el número bariónico  $+1/3$  a los quarks y número bariónico  $-1/3$  a los antiquarks, por último  $B = 0$  para todas las demás partículas, es decir, los mesones. Empíricamente se ha encontrado que el número bariónico es conservado en todas las reacciones y en todos los decaimientos.

El número cuántico de la *Extrañeza* se introduce para intentar explicar el hecho de que algunos hadrones ( $K, \Lambda, \Sigma, \dots$ ), tengan tiempos de vida relativamente largos lo cual implica que no decaen en hadrones más ligeros ( $p, \pi$ ) debido a la interacción electromagnética o la fuerte, sino por la interacción débil. Por otro lado, los experimentos en la cámara de niebla e incluso experimentos actuales muestran que estas partículas se producen con secciones eficaces consistentes con la de la interacción fuerte. Esto era una aparente paradoja ya que estas partículas “extrañas” sentían la interacción fuerte cuando se creaban, pero no parecían sentirla cuando decaían. La solución de la paradoja surgió de la observación de que las partículas extrañas se producían en parejas.

Se introdujo un número cuántico  $S$ , que debía ser conservado por la interacción fuerte y por la interacción electromagnética, pero podía ser violado por la interacción débil.  $S$  tiene el valor de cero (0) para los hadrones “normales” ( $p, n, \pi$ ), y se le asignó el valor de  $S = 1$  para los kaones  $K^0$  y  $K^+$ . Debido a la conservación de  $S$  por la interacción fuerte, en los procesos de colisión que produjeran  $K^0$  o  $K^+$ , la otra partícula extraña debe tener  $S = -1$ . Así, se asignó este valor a  $\bar{K}^0$ ,  $K^-, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0$  y  $\Sigma^-$ . Las cascadas ( $\Xi^0, \Xi^-$ ) tienen  $S = -2$ . Las antipartículas tienen extrañeza opuesta a las partículas, para que puedan aniquilarse con ellas sin violar la conservación de  $S$ . Cuando un hadrón con extrañeza  $S$  decae, si existen otros hadrones más ligeros a los que pueda decaer conservando  $S$  (además de conservar la carga eléctrica y el número bariónico), entonces el decaimiento será rápido, pues ocurre debido a la interacción fuerte o electromagnética (p. ej.  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ ). Si este no es el caso, el decaimiento ocurrirá por la interacción débil, la cual puede cambiar la extrañeza por una unidad.

Las partículas pueden ser agrupadas en multipletes cargados y de isospín. Los valores de la hipercarga y el isospín están listados en la Tabla 2.1 para bariones como el nucleón y sus (cercanamente degenerados) compañeros. Si consideramos que los quarks  $u, d$  y  $s$  tienen la misma masa, los bariones presentados en la Tabla 2.1 forman un octete, por lo cual se le conoció como la simetría octal. En 1961 Gell-Mann, e independientemente Ne’eman, sugirieron que la interacción fuerte podría ser (aproximadamente) invariante bajo el grupo unitario especial de tres dimensiones  $SU(3)$ , a esta simetría se le conoce como *simetría  $SU(3)$  de sabor* y nos referiremos a ella como  $SU(3)_s$ .

La simetría  $SU(3)_s$  es aproximada, no como el caso de la llamada *simetría  $SU(3)$  de color* basada en la existencia de tres (y solo tres) estados (o cargas) de color, estas tres cargas de color están definidas como *azul, roja y verde*. Esta simetría es exacta y también es descrita (matemáticamente) por el grupo  $SU(3)$  solo que a esta nos referiremos como  $SU(3)_c$ . El color fue un grado de libertad introducido teóricamente (y luego corroborado experimentalmente) con la finalidad de que los quarks dentro de los hadrones obedecieran el principio de exclusión de Pauli.

La fuerza fuerte está basada en la simetría de color del grupo  $SU(3)_c$ ; ésta es la base de la

llamada *cromodinámica cuántica* o mejor conocida como  $QCD$ <sup>3</sup>. De cualquier manera  $QCD$  es una teoría no lineal y es muy complicado resolver problemas a largas distancias y a bajas energías, tanto así, que prácticamente se considera no resulta en estos límites.

### 2.3. Modelo Estándar

El modelo estándar de la física de partículas elementales comprende la teoría unificada de la interacción electrodébil y la cromodinámica cuántica.

Así como la gravitación, conocemos también otras tres interacciones elementales las cuales tienen estructuras similares. Cada una de ellas es mediada por el intercambio de un bosón vectorial (ver Tabla 2.2). Los gluones son portadores de la carga de color, por lo que estos pueden

Interacción	Carga Acoplada	Partícula Intercambiada	Masa( $\text{GeV}/c^2$ )	$\mathbf{J}^{\mathbf{P}}$
Fuerte	Color	8 gluones(g)	0	$1^-$
Electromagnética	Eléctrica	fotón( $\gamma$ )	0	$1^-$
Débil	Débil	$W^\pm, Z^0$	$\approx 10^2$	$1^+$

Tabla 2.2: Fuerzas y sus Bosones Vectoriales.

interactuar con ellos mismos, de igual manera los bosones de la interacción débil portan la carga débil e interactúan unos con otros.

Al igual que los bosones vectoriales, también se conoce la existencia de otras partículas fundamentales; estas son los quarks y los leptones. Estos son fermiones con espín  $1/2$ ; están agrupados de acuerdo a sus masas en tres “generaciones” o “familias” (ver Tabla 2.3).

Fermiones	1 <sup>o</sup>	2 <sup>o</sup>	3 <sup>o</sup>	Carga Eléctrica	Color	Espín
Leptones	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	–	$1/2$
	$e$	$\mu$	$\tau$	–1	–	$1/2$
Quarks	$u$	$c$	$t$	$+2/3$	r, v, a	$1/2$
	$d$	$s$	$b$	$-1/3$	r, v, a	$1/2$

Tabla 2.3: Familias en el Modelo Estándar.

<sup>3</sup>Quantum Chromodynamics.

Cada fermión tiene asociado un antifermión. Este tiene la misma masa, pero su carga eléctrica y su carga de color son opuestas.

### 2.3.1. Modelo de Quarks

#### Números Cuánticos de los Quarks

Cada quark tiene espín  $+1/2$  y número bariónico  $+1/3$ . La convención que se ha tomado para los signos de los números cuánticos ( $I_z, S, C, B$  o  $T$ ) es que el sabor de un quark tenga el mismo signo que su carga. Por convención, a cada quark se le asigna paridad positiva, y por ende a los antiquarks paridad negativa. Esta información esta contenida en la Tabla 2.4.

Quarks con Carga Eléctrica $Q = -1/3$		Quarks con Carga Eléctrica $Q = +2/3$	
d	$I_z = -1/2$	u	$I_z = +1/2$
s	$S = -1$	c	$C = +1$
b	$B = -1$	t	$T = +1$

Tabla 2.4: Números Cuánticos de los Quarks.

Todas las partículas formadas por quarks son llamadas *hadrones*. Estos pueden ser clasificados (debido a sus propiedades) en dos grupos: los *Mesones* (bosones de espín entero) y los *Bariones* (fermiones de espín semi entero).

#### Mesones : Estados $q\bar{q}$

Todos los mesones conocidos son estados ligados de un quark ( $q$ ) y un antiquark ( $\bar{q}$ ) (los sabores de  $q$  y  $\bar{q}$  pueden ser diferentes). Si el momento angular orbital del sistema  $q\bar{q}$  es  $L$ , entonces la paridad  $P$  es  $(-1)^{L+1}$ . La paridad de un mesón es debida al momento angular orbital entre el quark y el antiquark ( $P = (-1)^L$ ) multiplicada por sus paridades intrínsecas ( $P_q P_{\bar{q}} = -1$ ). Un estado  $q\bar{q}$  donde ambos tienen el mismo sabor es también un estado propio de conjugación de carga, con  $C = (-1)^{L+S}$ , donde el espín  $S$  es 0 ó 1. Los estados con  $L = 0$  son llamados *pseudo escalares* si cumplen que  $J^P = 0^-$ , y *vectores* si  $J^P = 1^-$ .

Las nueve posibles combinaciones  $q\bar{q}$  que resultan de combinar solamente los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  ( $SU(3)_s$ ) entre ellos mismos formando un octete y un singulete son:

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}.$$

Estados con los mismos valores de  $IJ^P$  y con los mismos números cuánticos aditivos pueden mezclarse, incluso si son estados propios de conjugación de carga, deben tener el mismo valor de  $C$ . Así, el miembro del octete pseudo escalar del estado base con  $I = 0$  se mezcla con el

correspondiente singlete pseudo escalar, para producir una  $\eta$  y una  $\eta'$ , estos aparecen como miembros de un nonete, el cual es mostrado en el plano medio de la Fig. 2.1(a). Similarmente, el estado base del nonete vectorial aparece en el plano medio de la Fig. 2.1(b).

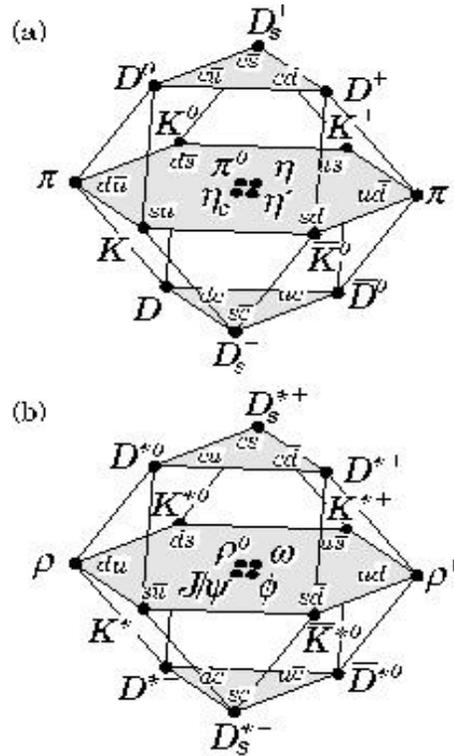


Figura 2.1: 16-plete de  $SU(4)_s$  Formado con los Quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  y  $c$  para los (a)Mesones Pseudo Escalares, (b)Mesones Vectoriales.

Si se añade un cuarto quark (como el quark  $c$ ) los multipletes resultantes también pueden ser incluidos en este esquema extendiendo la simetría al grupo  $SU(4)_s$ , como se muestra en la Fig. 2.1. Añadiendo el quark  $b$  la simetría se extiende a  $SU(5)_s$ . Hay que hacer hincapié en que la simetría de sabor a pesar de poder extenderse al grupo  $SU(5)_s$  sigue siendo una simetría aproximada. La extensión de esta simetría utilizando cinco quarks solo sirve para la clasificación de las partículas resultantes, pues la simetría solo es aproximada. Esta simetría no se extiende a  $SU(6)_s$  pues no existen estados ligados que contengan al quark  $t$ .

## Bariones : Estados de $qqq$

Todos los bariones conocidos forman estados de tres quarks, siendo tal estado un singlete de color del grupo  $SU(3)_c$ , un estado completamente antisimétrico de los tres colores posibles. Debido a que los bariones son fermiones, la función de onda total de un barión debe ser totalmente antisimétrica bajo el intercambio de cualquier pareja de quarks idénticos. Así, la función de onda total puede escribirse como:

$$|qqq\rangle_A = |color\rangle_A \times |espacial, espinorial, sabor\rangle_S,$$

donde los subíndices  $A$  y  $S$  se refieren a la antisimetría o a la simetría de la función de onda.

Los bariones “ordinarios” se construyen con los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$ . Los tres sabores implican una aproximación  $SU(3)$  de sabor ( $SU(3)_s$ ), la cual requiere que los bariones formados de tres quarks pertenezcan a alguno de los multipletes formados por:

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10}_S \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{1}_A,$$

donde los subíndices indican estados *simétricos*, *simétricamente mezclados* y *antisimétricos* ante el intercambio de una pareja cualquiera de quarks. Al agregar el quark  $c$  a los quarks ligeros la simetría de sabor se extiende al grupo  $SU(4)_s$ . La Fig. 2.2(a) y la Fig. 2.2(b) muestran el multiplete bariónico de  $SU(4)_s$  el cual en su nivel más bajo contiene un octete de  $SU(3)_s$  o un decuplete de  $SU(3)_s$ .

## Estados Exóticos : Estados de $qqq\bar{q}$

Además de los estados quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) y los estados quark-quark-quark ( $qqq$ ), QCD no excluye la existencia de otros estados, como los son: los *glueballs* ( $gg$ ), las *moléculas* ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ) y los *pentaquarks* ( $qqq\bar{q}$ ), siempre y cuando se respete la única condición que esta teoría impone, ser un singlete de  $SU(3)$  de color (también conocida como *partícula blanca*).

Los pentaquarks han sido propuestos desde los primeros días de la creación de QCD. El descubrimiento de un barión exótico (pentaquark) nos daría la oportunidad de refinar nuestro entendimiento de la dinámica de los quarks a baja energía, donde QCD no es perturbativa [23]. Actualmente existen modelos que tratan de interpretar la forma en que estos estados exóticos pueden considerarse como estados ligados. Uno de estos modelos es el modelo diquark, en el cual, se propone que el pentaquark puede ser considerado como un estado ligado de un antiquark con dos diquarks de espín cero altamente correlacionados [23].

La idea fundamental detrás de los modelos que intentan predecir el comportamiento de estos estados exóticos, como estados ligados, es tratar de reducir el problema de la interacción de cinco



## Capítulo 3

# El Experimento Fermilab 781

Los datos utilizados para realizar este análisis fueron tomados en SELEX del experimento 781 (E781). SELEX (Segmented Large  $x_F$  Baryon Spectrometer) es un experimento de blanco fijo construido en el Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory), diseñado especialmente para llevar a cabo estudios sistemáticos con alta estadística de los mecanismos de producción de materia hadrónica además de la física relacionada con los decaimientos de bariones encantados (aquellos que contienen un quark “c”), tales como  $\Lambda_c$ ,  $\Sigma_c$ ,  $\Xi_c$  y  $\Omega_c$  para  $x_F$  mayor que 0,1. Todo esto, usando diferentes tipos de blancos y haces de partículas. Esquemáticamente el experimento puede ser representado por medio de la Fig. 3.1.

El experimento SELEX realizó su toma de datos de 1996 a 1997 con haces de  $\Sigma^-$  y  $\pi^-$  de alrededor de  $600 \text{ GeV}/c$  y con un haz de  $p$  con momento de aproximadamente  $540 \text{ GeV}/c$ . SELEX tiene un espectro muy grande de tópicos a investigar, estos conciernen tanto física del quark “c”, como lo es, la producción hadrónica del quark “c”, sus decaimientos y su espectroscopía, así como la física que no tiene relación con este quark, dentro de este campo tenemos producción de hiperones polarizados, medición de los radios hadrónicos cargados y medición de secciones eficaces totales. Otros temas relacionados con esta línea de investigación son: polarizabilidad del pión, pruebas de anomalías quirales y búsqueda de estados exóticos.

A continuación se muestra un panorama general (de una manera un poco extensa) del experimento, con la finalidad de entender un poco más la naturaleza del mismo, no sin antes aclarar que el desarrollo de este trabajo no se involucró con todas las partes del experimento.

### 3.1. Estructura del Aparato

#### 3.1.1. Generalidades

El detector SELEX es un espectrómetro de 60 m de largo. Está compuesto de cinco partes fundamentales: El espectrómetro del haz, la región del vértice, y los espectrómetros M1, M2 y

M3. Cada componente posee sus propios detectores de partículas y un imán que curva a las partículas cargadas.

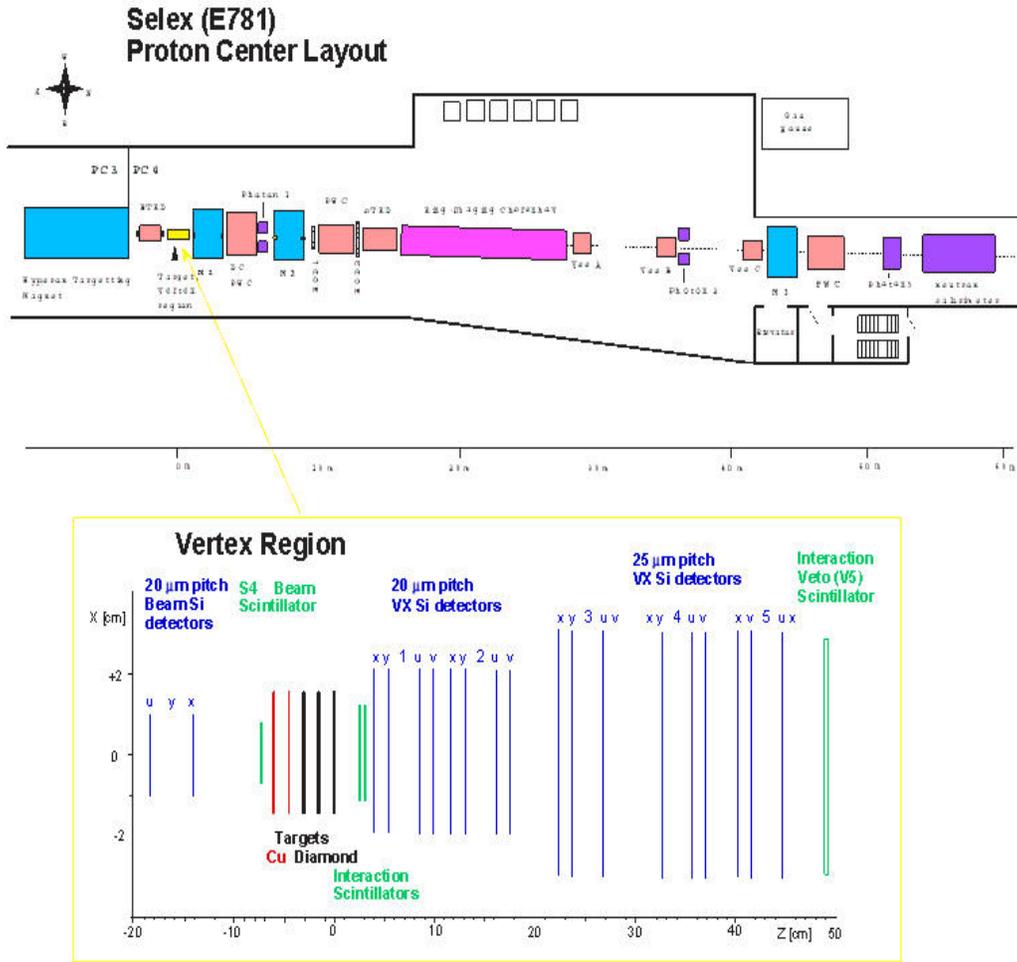


Figura 3.1: Diseño Esquemático del Experimento SELEX.

La parte más importante del experimento es la región del vértice, esta no contiene imanes ya que fue diseñada para encontrar las trayectorias de las partículas con alta resolución cerca del blanco de interacción y, como consecuencia, la determinación del vértice. En su recorrido por el aparato, los haces de partículas cargadas son medidos por el detector de transición de radiación del haz (BTRD<sup>1</sup>). Los 3000 fototubos del detector de radiación Čerenkov (RICH<sup>2</sup>) son usados para la identificación de las partículas secundarias: electrones, muones, piones, kaones, protones e incluso hiperones. Los detectores de radiación de transición de electrones (ETRD<sup>3</sup>) son usados para separar electrones de hadrones. Tres detectores de cristal de plomo son usados para identificar y medir la energía de fotones y electrones incidentes.

Además, SELEX posee un sistema de búsqueda muy preciso y tres magnetos (M1, M2 y M3) para medir el momento de la partícula. Ocho detectores de tiras de silicio del haz (BSSD<sup>4</sup>), con una resolución ( $\sigma$ ) del orden de  $6 \mu m$ , son usados para medir los parámetros de la trayectoria. El último sistema de rastreo incluye 26 cámaras proporcionales de alambre (PWC<sup>5</sup>) con una resolución espacial ( $\sigma$ ) del orden de  $0.6 - 1 mm$ . También contiene tres cámaras de arrastre vectorial (VDC<sup>6</sup>), cada unas de las cuales contiene ocho planos sensitivos con una resolución ( $\sigma$ ) del orden de  $100 \mu m$ . Finalmente, existen 18 detectores de tiras de silicio grandes (LASD<sup>7</sup>) las cuales cuentan con una resolución ( $\sigma$ ) de  $14 \mu m$ , las cuales son usadas para la medición de trayectorias con alto momento.

El origen del sistema coordinado en SELEX fue escogido de tal manera que coincidiera con la parte trasera del ultimo blanco, como se puede observar en la Fig. 3.2. El eje  $z$  esta en la dirección del haz incidente, el eje  $y$  esta ubicado verticalmente hacia arriba y el eje  $x$  complementa la elección de un sistema de coordenadas derecho.

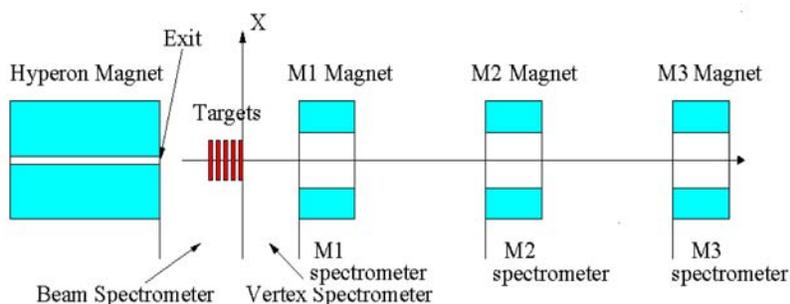


Figura 3.2: Sistema Coordinado del Experimento SELEX.

<sup>1</sup>Beam Transition Radiation Detector.

<sup>2</sup>Ring Imaging Čerenkov Counter.

<sup>3</sup>Electron Transition Radiation Detector.

<sup>4</sup>Beam Silicon Strip Detector.

<sup>5</sup>Proportional Wire Chamber.

<sup>6</sup>Vector Drift Chamber.

<sup>7</sup>Large Angle Silicon Detector.

### 3.1.2. El Espectrómetro del Haz

El espectrómetro del haz está formado por el blanco de producción de hiperones, el imán de hiperones, los detectores de identificación de partículas del haz, los detectores de la trayectoria del haz y los centelladores usados por el mecanismo activador<sup>8</sup>. El diseño de este espectrómetro se muestra en la Fig. 3.3.

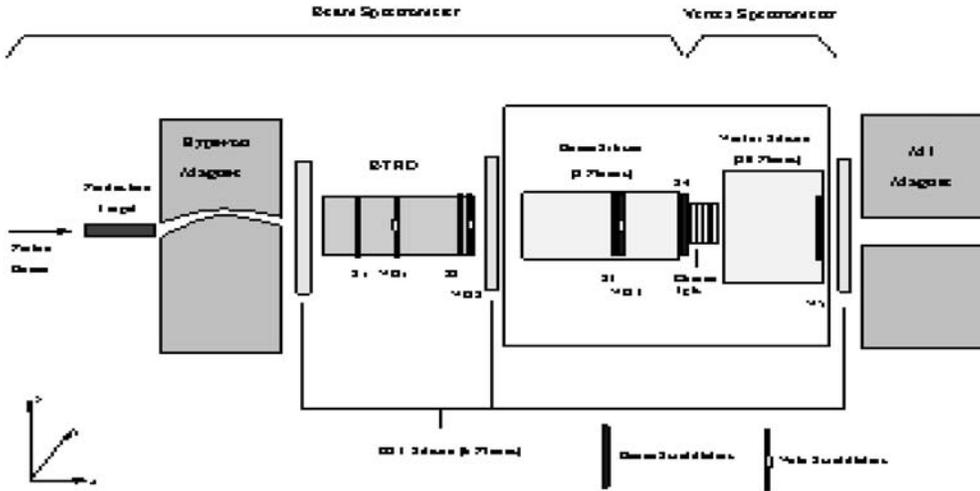


Figura 3.3: Diseño del Espectrómetro del Haz.

Para la producción del haz de hiperones se utiliza un haz de protones (de  $800 \text{ GeV}/c$ ) que es acelerado en el Tevatron de Fermilab, este, se hace colisionar con un blanco de berilio de  $0.102 \times 0.203 \times 40.691 \text{ cm}^3$  [13]. Las partículas producidas pasan a través de un canal curvo de  $7.3 \text{ m}$  de longitud y de un área de sección transversal aproximada de  $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ . Este canal de hiperones se encuentra dentro del campo magnético producido por el imán de hiperones, este campo tiene una intensidad de  $3.5 \text{ Tesla}$ . El canal de hiperones, que se muestra en la Fig. 3.4, está formado de  $350$  bloques de tungsteno, cada uno de aproximadamente  $15 \text{ cm}$  de largo. Solo partículas con momentos de alrededor de  $(600 \pm 50) \text{ GeV}/c$  pueden atravesar el magneto, por lo tanto el canal de hiperones es usado para colimar el haz secundario. La composición del haz secundario se puede modificar al cambiar la polaridad del imán (haz positivo o negativo), la intensidad del campo magnético o el ángulo del haz de protones incidentes sobre el blanco de producción [12]. La fracción relativa de hiperones en el haz secundario aumenta con la energía [14], de aquí que al seleccionar partículas con alta energía se realza esta fracción de hiperones. En la región del blanco el haz secundario negativo de  $600 \text{ GeV}/c$  consta de aproximadamente los siguientes componentes:

<sup>8</sup>Mejor conocido como trigger.

- $\pi^-$  50,9 %
- $\Sigma^-$  46,3 %
- $K^-$  1,6 %
- $\Xi^-$  1,2 %

con la polaridad del campo magnético opuesta al caso anterior, el haz secundario esta formado en las siguientes proporciones:

- $p$  89,2 %
- $\pi^+$  5,7 %
- $\Sigma^+$  2,7 %
- $K^+$  2,4 %

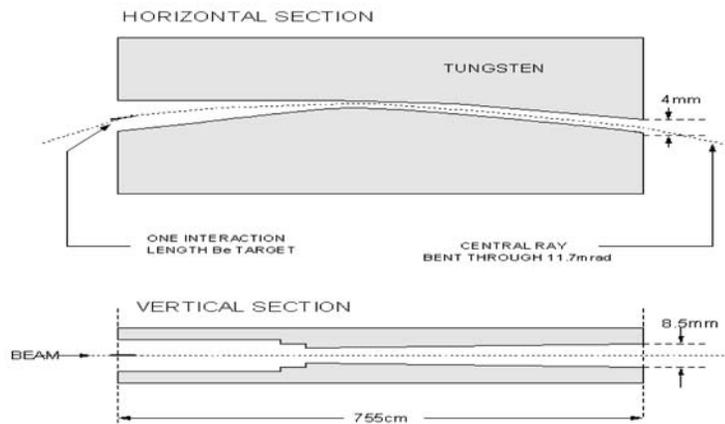


Figura 3.4: Canal de Hiperones.

### Detector de Radiación de Transición del Haz

Los detectores de radiación de transición del haz (BTRD) son usados para  $\gamma = E/mc^2 \geq 100$ . Estos detectan la radiación electromagnética producida cuando partículas cargadas cruzan de un material con ciertas características dieléctricas a otro con propiedades dieléctricas diferentes. Se sabe que la intensidad de la radiación depende de  $\gamma$ , usando este hecho, el BTRD es usado para separar los hiperones de los piones. La energía característica de esta radiación es de unos cuantos kiloelectronvolts (rango de los Rayos-X).

El BTRD esta compuesto de 10 módulos idénticos, cada uno de los cuales contiene 200 capas de polipropileno de  $17 \mu m$  de espesor, separadas por una distancia de  $0.5 mm$  entre cada una; seguidas de tres cámaras proporcionales de alambre (PWC) llenas con una mezcla de un gas que contiene  $Xe$  y  $CH_4$ , en las siguientes proporciones 70 % y 30 %, respectivamente [21]. Las tres cámaras estan formadas por placas aluminizadas, que hacen la función de cátodos y mallas de alambres de tungtено de  $15 \mu m$  de ancho como ánodos, con una separación de  $1 mm$  entre si. El espaciamiento entre ánodo y cátodo es de  $2 mm$ , de tal manera que, el espacio total a llenar por la mezcla de gas es de  $1.2 cm$  por cada modulo [21]. Uno de estos modulos se muestra en la Fig. 3.5.

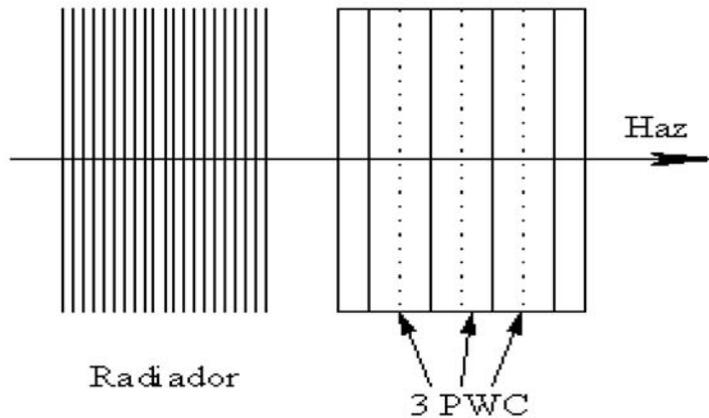


Figura 3.5: Esquema de un Módulo del BTRD.

Como se mencionó antes, la probabilidad de la emisión de un fotón en el proceso de radiación de transición es proporcional al factor  $\gamma$  de Lorentz, de tal suerte que, al pasar un mesón a través del BTRD, con el mismo momento con el que lo haría un barión, éste último produciría la activación de un menor número de planos en éste. El número total de planos activados es usado para separar la componente mesónica de la bariónica en el haz (Fig. 3.6).

### Detector de la Trayectoria del Haz

El detector de tiras de silicio del haz (BSSD) consiste en sí, de ocho detectores de silicio (de un solo lado) de  $300 \mu m$  de ancho, la distancia entre cada tira es de  $20 \mu m$ . Estos detectores están agrupados en tres estaciones montadas sobre un bloque de granito y colocadas en una caja blindada para protegerlos en contra de radiofrecuencias. En las estaciones 1 y 3 se montaron tres detectores y en la estación 2, un par más de ellos. Las tres estaciones son mostradas en la Fig. 3.7. Estos detectores determinan la posición de la trayectoria del haz en los blancos de producción con una resolución de alrededor de  $4 \mu m$  cada uno. Cada detector tiene 1024 tiras, de las cuales es extraída la información a través de chips electrónicos.

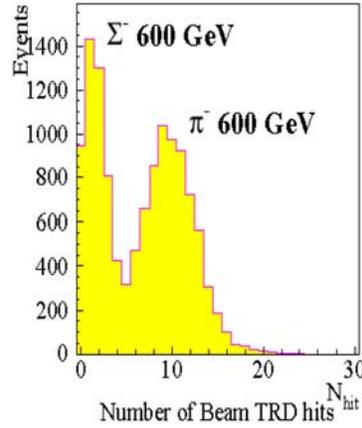


Figura 3.6: Número de Planos Activados en el BTRD.

Blanco	Material	Anchura (mm)	Posición en el eje z (cm)	Número Atómico A	Densidad (g/cm <sup>3</sup> )	Rango de Interacción %
1	<i>cobre</i>	1.6	-6.13	63.5	8.96	1.06
2	<i>cobre</i>	1.016	-4.62	63.5	8.96	0.76
3	<i>diamante</i>	2.2	-3.10	12	3.20	0.82
4	<i>diamante</i>	2.2	-1.61	12	3.20	0.82
5	<i>diamante</i>	2.2	-0.11	12	3.20	0.82

Tabla 3.1: Propiedades de los Blancos Usados.

### 3.1.3. La Región del Vértice

La región del vértice está formada de los blancos de producción y del detector del vértice de micro tiras de silicio. Estas dos componentes pueden apreciarse en la Fig. 3.8.

Toda la región del vértice está encerrada en una caja de aluminio para blindarlos contra radiofrecuencias.

#### Blanco de Producción

El haz de partículas interactúa con uno de los 5 blancos. Los blancos están espaciados entre sí por 1.5 cm. Las propiedades de los blancos están resumidas en la Tabla 3.1. Se escogieron diferentes materiales para poder estudiar la producción del quark  $c$ , como función del número atómico  $A$ .

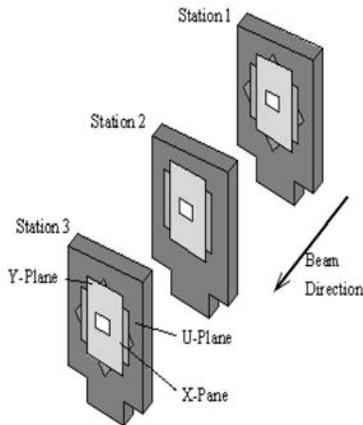


Figura 3.7: Estaciones del Detector de la Trayectoria del Haz.

### Detector de Micro Tiras de Silicio del Vértice

El detector de micro tiras de silicio del vértice (VSSD<sup>9</sup>) consiste básicamente en un sistema de veinte placas (de un solo lado) de  $300 \mu\text{m}$  de anchura; éstas están diseñadas para detectar trayectorias secundarias con una gran resolución espacial. Estas placas detectoras están distribuidas a lo largo de cinco módulos, a su vez, estos módulos están montados en una base óptica de granito. Cada módulo está configurado de la siguiente manera: 6 están instalados en la proyección  $x$ , 4 en la proyección  $y$ , 5 en la proyección  $u$  y por último 5 en la proyección  $v$ , tal y como se muestra en la Fig. 3.8.

Los primeros ocho detectores (llamados también detectores “5-cm”), tienen un espaciamiento (entre las micro tiras) de  $20 \mu\text{m}$  y poseen una región activa de  $5.12 \times 5.00 \text{ cm}^2$  con un total de 2560 micro tiras. La recolección de la información se realizó dividiendo las placas en dos regiones: para la región central (donde la densidad de interacción es mayor) se extrajo información de cada tira, haciendo un total de 1536 tiras en esta región, y, para la región exterior (donde la densidad de interacción es menor) se extrajo de cada par de tiras.

Los últimos doce detectores, llamados detectores “mosaico”, tienen una distancia entre tiras de  $25 \mu\text{m}$  y un área activa de  $8.3 \times 9.6 \text{ cm}^2$ , la recolección de la información se realizó de igual manera que con los detectores “5-cm”. Cada uno de estos detectores poseen una eficiencia mayor al 98 % en la detección de interacciones y una resolución espacial de alrededor de  $6.5 \mu\text{m}$  [2, 4].

<sup>9</sup>Vertex Silicon Strip Detector.

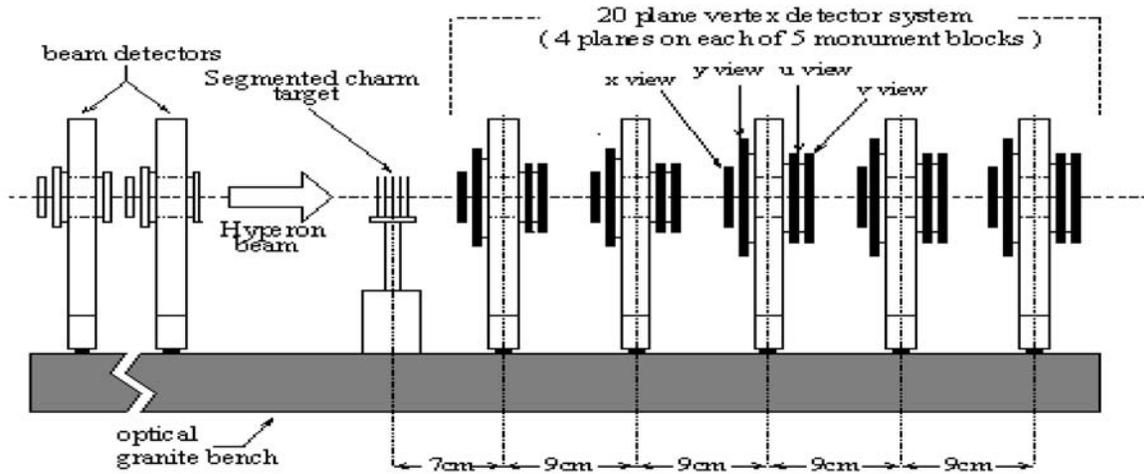


Figura 3.8: Región del Vértice.

### 3.1.4. El Espectrómetro M1

El espectrómetro M1 consta del magneto M1 y de toda la gama de detectores que se encuentran entre el magneto M1 y el magneto M2, tal y como se muestra en la Fig. 3.9. Este aparato fue diseñado para analizar partículas en el rango de momentos de 2.5 a 15  $GeV/c$ .

Este espectrómetro consta de tres cámaras proporcionales de alambre y dos cámaras de arrastre, aquellas partículas con momento mayor al rango para el que fue diseñado el espectrómetro pueden, también, ser detectadas pero usando detectores de silicio para ángulo grande (LASD<sup>10</sup>).

#### Cámaras Proporcionales de Alambre

Una cámara proporcional de alambre funciona básicamente bajo el siguiente principio. El paso de partículas cargadas a través de un gas, provoca que éste se ionice, dejando rastros de su trayectoria, los iones cargados positivamente son arrastrados por el campo eléctrico hacia el cátodo, mientras que los electrones hacia el ánodo. El campo eléctrico que rodea los delgados alambres es de una magnitud tal, que provoca que los primeros electrones liberados (como producto de la ionización) alcancen tal energía cinética que ellos mismos comienzan a ionizar, también, otros átomos del gas. Conociendo la posición de cada alambre es posible saber la trayectoria de la partícula cargada. La resolución espacial en la dirección perpendicular a los alambres es del orden de la mitad de la separación que existe entre ellos. La mejora de la resolución y de la reconstrucción de la trayectoria de la partícula en las tres direcciones coordenadas se puede obtener en la practica usando muchas cámaras de alambres apuntando en diferentes direcciones.

<sup>10</sup>Large Angle Silicon Detector.

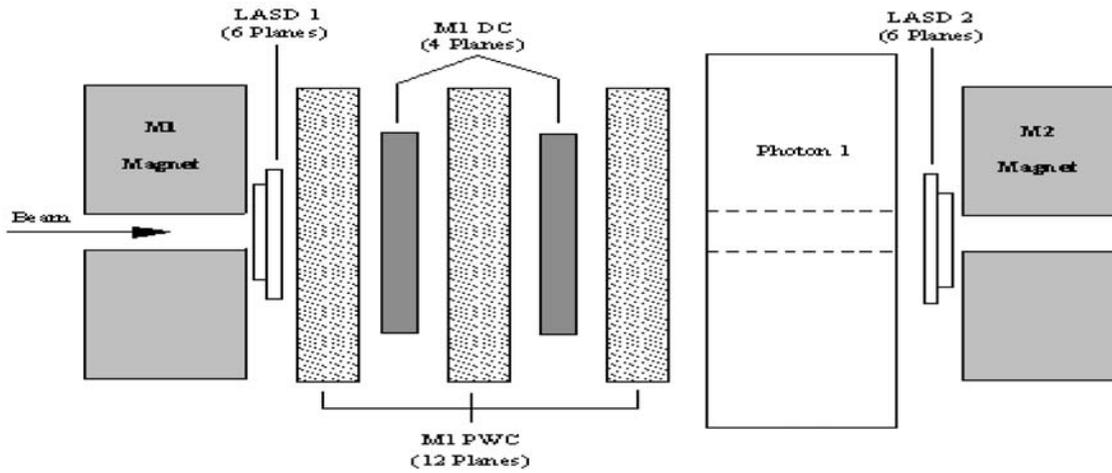


Figura 3.9: Esquema del Espectrómetro M1.

Para el caso del espectrómetro M1 fueron utilizadas tres de estas cámaras. La distancia entre alambres es de  $3\text{ mm}$ . Estas cámaras tienen una región activa de  $2 \times 2\text{ m}^2$ , el gas utilizado es una mezcla de 75 % de argón, 24.5 % de isobutano y 0.5 % de freón.

Cada cámara tiene cuatro planos de alambres, cada uno en las proyecciones (Fig. 3.10)  $x$ ,  $y$ ,  $u$  y  $v$ , a fin de poder determinar la posición de la partícula. El espacio entre cada cámara es de  $70\text{ cm}$ . Todas y cada una de estas cámaras tienen una eficiencia mayor al 90 % en la detección de interacciones y una resolución espacial de  $0.9\text{ mm}$  [4].

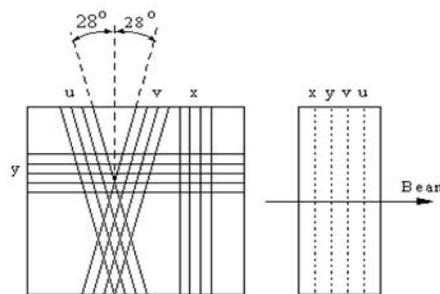


Figura 3.10: Diagrama Esquemático de las Cámaras de Alambre en el Espectrómetro M1.

## Cámaras de Arrastre

Las cámaras de arrastre (DC<sup>11</sup>) funcionan de manera similar a la cámaras proporcionales. Sin embargo, en éstas los alambres están separados por unos cuantos centímetros. La posición de la trayectoria de las partículas es obtenida ahora del tiempo del pulso de voltaje generado en el alambre relativo al tiempo que utilizó la partícula para atravesar el detector. De igual manera muchas cámaras (cambiando la posición de los alambres) es requerida para la reconstrucción tridimensional. Para el espectrómetro M1 se utilizaron cuatro planos de arrastre diseñados especialmente para mejorar la resolución angular en el plano horizontal en donde el imán curva las partículas cargadas, esto es de utilidad para las partículas con bajo momento [22]. Estos planos se colocaron en dos marcos metálicos (las dimensiones de estos marcos se presentan en la Tabla 3.2) entre las cámaras proporcionales y cada una de ellas tiene dos planos que detectan las interacciones en la proyección  $x$ . Cada una de estas cámaras tiene una región activa de  $2.4 \times 1.7 \text{ m}^2$ .

Marco	Tamaño		
	Longitud (cm)	Altura (cm)	Anchura (cm)
5	280	220	17
6	280	220	17

Tabla 3.2: Dimensiones de los Marcos de las Cámaras de Arrastre en el Espectrómetro M1.

## Detectores de Silicio para Ángulos Grandes

Este sistema de detectores consiste de 18 detectores de silicio, los cuales están arreglados en tres estaciones, a la salida del magneto M1 y en las dos caras del magneto M2 (tal y como se muestra en la Fig. 3.11). Cada grupo de detectores está formado de seis planos detectores: 2 planos detectores de una sola cara y 2 planos detectores de doble cara. Los detectores de una sola cara tienen un área activa de  $63.5 \times 63.5 \text{ mm}^2$  con un espesor de  $300 \mu\text{m}$ . El área activa abarca 2540 tiras con un espaciamiento entre ellas de  $25 \mu\text{m}$ . Los planos dobles tienen un área activa de  $52.6 \times 65.4 \text{ mm}^2$  también, con un espesor de  $300 \mu\text{m}$ . Los detectores de silicio para ángulos grandes tienen una eficiencia que va del 95 al 99 % en la detección de interacciones y tienen una resolución espacial de  $15 \mu\text{m}$  [25, 16].

### 3.1.5. El Espectrómetro M2

Al igual que el espectrómetro M1, éste está compuesto por el magneto M2 y todos los detectores entre los magnetos M2 y M3, tal y como se puede apreciar en la Fig. 3.12.

---

<sup>11</sup>Drift Chambers.

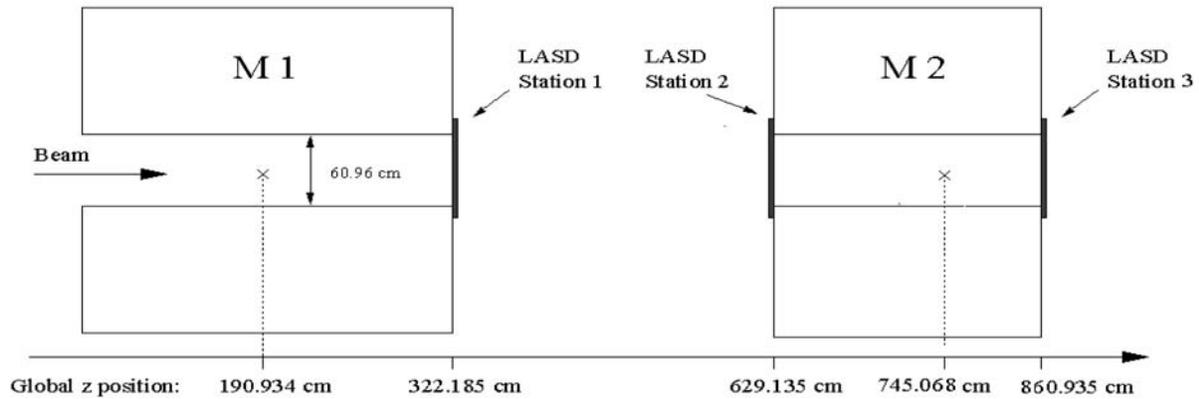


Figura 3.11: Localización de las Tres Estaciones de Detectores de Silicio para Ángulos Grandes.

## Hodoscopios

Los dos hodoscopios H1 y H2 empleados en el espectrómetro M2 usan contadores de centelleo para dar una respuesta rápida del número de partículas que pasan a través del espectrómetro y para obtener su momento.

## Cámaras Proporcionales de Alambre en M2

En el espectrómetro M2 existen siete cámaras proporcionales de alambre, las cuales tienen un espaciamiento de 2 mm entre cada uno de sus alambres. Del total de las cámaras, tres tienen una abertura de  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  y las cuatro últimas tienen una abertura de  $60 \times 100 \text{ cm}^2$  (Fig. 3.13). Cada una de estas cámaras tiene dos planos sensitivos en dos proyecciones ortogonales. Las cámaras tienen una eficiencia en la detección de interacciones mayor al 95 % y ofrecen una resolución espacial de 0.6 mm [4].

## Detectores de Radiación de Transición de Electrones

Existen seis de este tipo de detectores en el espectrómetro M2, su objetivo primario es la detección de electrones. La radiación de transición se genera en un total de 200 placas de polipropileno cada una de un espesor de  $17 \mu\text{m}$ . Esta radiación es detectada en cámaras de alambres de  $103 \times 63 \text{ cm}^2$  las cuales tienen un espaciamiento entre alambres de 4 mm, cada cámara es abarrotada con una mezcla de xenón y metano.

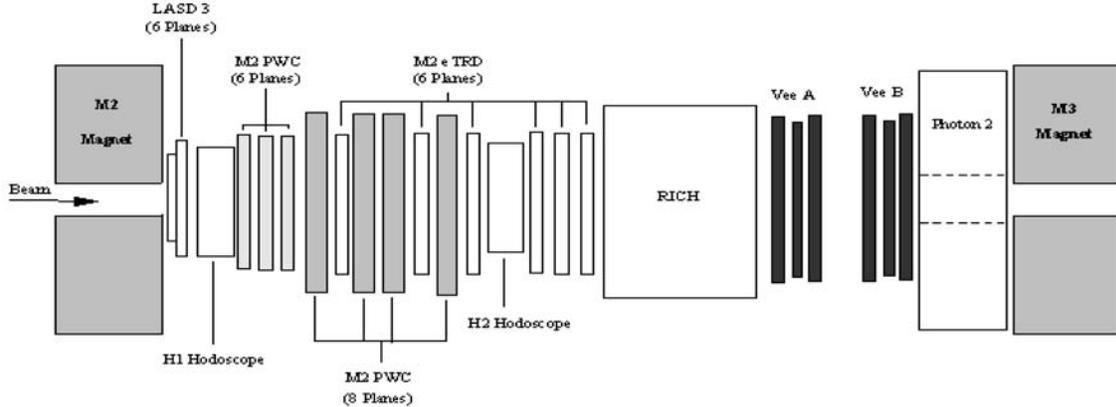


Figura 3.12: Diagrama Esquemático del Espectrómetro M2.

## Detector Čerenkov

La radiación Čerenkov se puede definir como la emisión de fotones debida al cruce de alguna partícula cargada en determinado medio, dentro del cual la velocidad de esta partícula es mayor que la velocidad de la luz ( $c$ ) en el mismo.

Las propiedades de la radiación Čerenkov pueden ser utilizadas para medir las velocidades de partículas muy veloces. Si una partícula (con determinada velocidad) pasa a través de un medio que posee una constante dieléctrica ( $\epsilon$ ) conocida, la luz es emitida al ángulo de Čerenkov (Ecuaciones 3.1 y 3.2). Por lo tanto, una medición de este ángulo nos permite la determinación de la velocidad. Como la constante dieléctrica de un medio depende de la frecuencia, luz de diferentes colores es emitida para diferentes ángulos.

La meta principal de la construcción de este detector era lograr una buena identificación de las partículas cargadas. Uno debe ser capaz de separar efectivamente  $\pi$ ,  $K$ , y  $p$  en rangos grandes de momento cuando se buscan decaimientos de bariones con quark “c”, tal es el caso de  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . El detector Čerenkov contiene un arreglo de 2848 fototubos. Este detector está formado de un tanque cilíndrico de acero carbonizado de 10.22  $m$  de longitud, 93 pulgadas ( $\approx 2.3622 m$ ) de diámetro y un espesor de 1 pulgada ( $\approx 2.54 cm$ ). En la Fig. 3.14 se puede apreciar el diseño del tanque del detector. Todo el interior del tanque está pintado de color negro mate con la intención de reducir las reflexiones de fotones al cilindro. Al final de cilindro se colocaron 16 espejos esféricos de forma hexagonal, cubriendo un área total de  $2.4 \times 1.2 m^2$ , estos espejos se utilizan para reflejar los fotones hacia el arreglo de fototubos que se encuentra justo enfrente de ellos [11].

En general, una partícula cargada entra al tanque contenedor emitiendo luz Čerenkov; los fotones son emitidos a un ángulo fijo y se reflejan en el sistema de espejos de la parte posterior del tanque hacia el fotocátodo donde la matriz de fototubos captura los fotones. En base a los

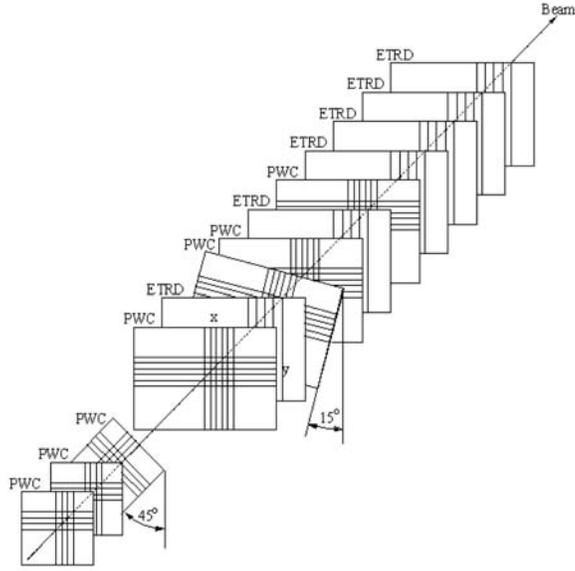


Figura 3.13: Diagrama Esquemático de las Cámaras Proporcionales de Alambre en el Espectrómetro M2.

fototubos prendidos, su posición en la matriz y algunas rutinas de computo se reconstruyen los anillos de luz.

El radio del anillo formado crece con la velocidad de la partícula. Para  $\beta = 1$  la partícula forma un anillo de radio de  $11.5 \text{ cm}$ , con 13.6 interacciones dentro del anillo. Cada interacción fue medida con una resolución espacial de  $5.5 \text{ mm}$ , y el radio del anillo fue medido con una resolución  $\sigma = 1.8 \text{ mm}$  en eventos de múltiples trayectorias.

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (3.1)$$

$$\theta_c \approx \sqrt{2(1 - 1/\eta\beta)} \quad (3.2)$$

donde  $\eta$  (el índice de refracción del medio) esta dado por  $\eta = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ . La Ecuación 3.2 solo es válida para el caso de ángulos pequeños. En ambas Ecuaciones 3.1 y 3.2 el ángulo  $\theta_c$  representa el ángulo de Čerenkov.

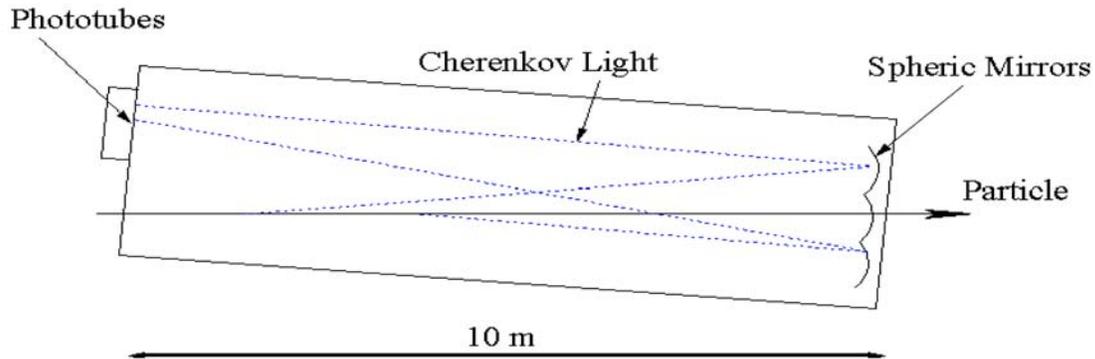


Figura 3.14: Vista Esquemática del Detector de Luz Čerenkov.

### Cámaras de Arrastre Vectoriales

Estas cámaras están agrupadas en tres estaciones de igual número de detectores. Las estaciones (o subspectrómetros) VeeA y VeeB se encuentran justo detrás del detector de Čerenkov perteneciendo al espectrómetro M2. La estación VeeA contiene las cámaras  $u$ ,  $y$  y  $x$ , en este orden, mientras que la estación VeeB tiene las cámaras  $v$ ,  $y$  y  $x$ . La cámara  $u$  está rotada  $45^\circ$  con respecto a la dirección  $x$  y la cámara  $v$  está rotada  $135^\circ$  con respecto a la dirección  $x$ . Cada estación tiene una abertura de  $(116 \times 116) \text{ cm}^2$  y una eficiencia del 90 % con una resolución espacial de  $100 \mu\text{m}$ . Cada cámara tiene 8 planos de alambres (perpendiculares a la dirección del haz) y 40 celdas (paralelas a la dirección del haz). Las primeras, al igual que las últimas 15 celdas son burdas (ancho de celda =  $3.5 \text{ cm}$ , distancia entre alambres de dos celdas consecutivas =  $3.5 \text{ cm}$ ). Las 10 celdas centrales son finas (ancho de celda =  $1.15 \text{ cm}$ , distancia entre alambres de dos celdas consecutivas =  $1.15 \text{ cm}$ ). De esta manera las celdas finas cubren la región para ángulos pequeños, mientras que las celdas burdas cubren la región de ángulos grandes. Cada celda fina tiene 8 alambres, las celdas burdas tienen solo 6. Tanto el primero como el último plano de cada cámara tienen solo alambres en la región fina. La distancia entre dos planos consecutivos es de  $0.9 \text{ cm}$ . De esta manera, cada cámara mide la trayectoria con 6 u 8 puntos, y por lo tanto, no solo mide su posición sino también el vector de trayectoria [24].

#### 3.1.6. El Espectrómetro M3

El espectrómetro M3 se puede apreciar en la Fig. 3.15. Consta del magneto M3, tres cámaras proporcionales de alambre, de las cuales dos son de  $(64 \times 64) \text{ cm}^2$  y una de  $(115 \times 89) \text{ cm}^2$ , seguida de la última estación de cámaras de arrastre vectorial, la VeeC, la cual tiene las cámaras  $u$ ,  $y$  y  $x$ .

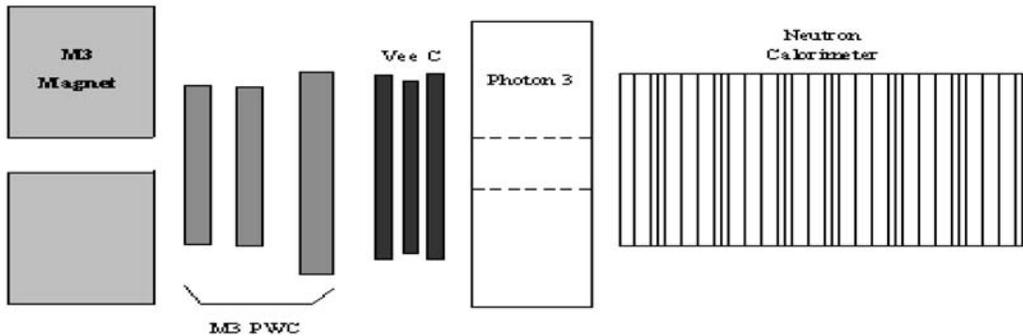


Figura 3.15: Diagrama Esquemático del Espectrómetro M3.

### Calorímetros Electromagnéticos de Cristal de Plomo

Al final de cada espectrómetro fue colocado un calorímetro electromagnético. Cada calorímetro tiene un agujero en su parte central para dejar pasar el haz y las partículas de alta energía. El cristal de plomo tiene una densidad de  $4.1 \text{ g/cm}^3$  y un rango de radiación de  $2.5 \text{ cm}$ . Los primeros dos calorímetros están compuestos de dos tipos de bloques de diferentes tamaños, los más pequeños de  $4.25 \times 4.25 \times 34 \text{ cm}^3$  cubriendo el interior del detector y los más grandes de  $8.5 \times 8.5 \times 34 \text{ cm}^3$  para el exterior. El tercer calorímetro fue construido solo con bloques de  $3.8 \times 3.8 \times 45 \text{ cm}^3$  [4]. Después del tercer calorímetro electromagnético se encuentra un calorímetro de neutrones el cual es el último detector del experimento.

## 3.2. Mecanismo de Selección de Eventos con Quark $c$

Este mecanismo<sup>12</sup> fue diseñado para estudiar la producción y decaimientos de bariones que contienen quark  $c$ . El propósito de este mecanismo es seleccionar interacciones con una topología favorables para eventos con quark  $c$  y al mismo tiempo rechazar cualquier otro tipo de evento.

El mecanismo de selección en SELEX está formado de cuatro contadores de centelleo (S1 - S4), dos contadores de veto (VH1 y VH2), contadores de interacciones (IC<sup>13</sup>) y dos hodoscopios (H1 y H2), como se aprecia en la Fig. 3.16.

Los contadores de interacciones producen una señal de salida cuya amplitud en promedio es proporcional al número de partículas que lo cruzaron. Estos contadores están formados, a su vez de dos contadores delgados, los cuales están separados uno del otro. La amplitud de la señal de salida de cada contador es medida. Usando la más pequeña de estas amplitudes para la prueba de multiplicidad de la partícula, se suprimen los efectos de las fluctuaciones de Landau en la

<sup>12</sup>Trigger.

<sup>13</sup>Interaction Counters.

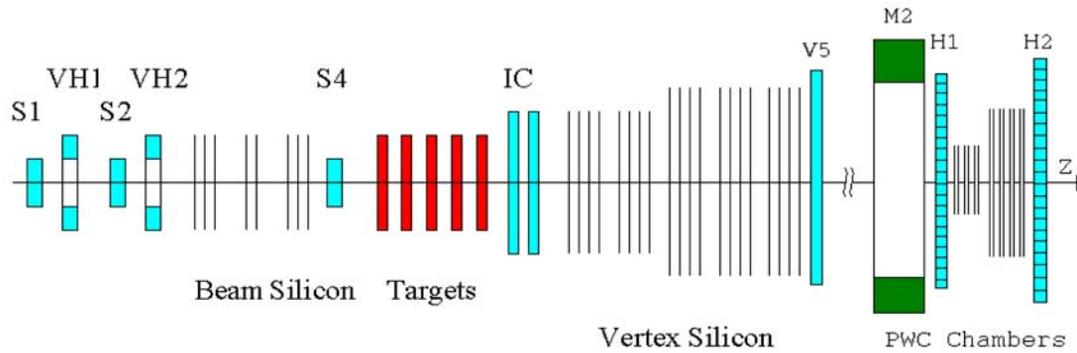


Figura 3.16: Vista Esquemática del Mecanismo de Selección en SELEX.

amplitud de cada contador.

El mecanismo de selección tiene cuatro niveles. Los primeros tres, T0, T1 y T2 están implementados físicamente, mientras que T3 es un programa de selección (ver Subsección 3.2.1).

El nivel T0 utiliza la información de los dos contadores de centelleo del haz para definir la trayectoria del haz secundario. Esto se logra mediante la coincidencia de estos contadores (S1, S2, S3 y S4) sin ninguna señal en los contadores de veto (VH1 y VH2).

La activación del nivel T1 requiere una interacción en los blancos, la cual es definida como la señal producida en el contador de interacción de (como mínimo) tres partículas ionizantes, además requiere la señal del detector de radiación de transición del haz y por último dos interacciones en la región positiva de los hodoscopios H1 y H2. En las primeras corridas del experimento no fue utilizada la señal del detector de radiación de transición del haz, por lo que las interacciones de  $\pi^-$  y  $\Sigma^-$  fueron aceptadas. En corridas posteriores la señal de este detector fue usada solo para seleccionar bariones ( $\sigma$ ,  $p$ ).

Los otros niveles son utilizados para seleccionar eventos de dispersión hadrón - electrón cuando se requieren mediciones de radios electromagnéticos en hadrones, mediciones de algunos eventos de tres trayectorias y para hacer calibraciones para revisar el buen funcionamiento del aparato.

### 3.2.1. Filtro en Línea

Una de las innovaciones del experimento SELEX fue el filtro en línea. Este es un programa que analizó en tiempo real la información buscando eventos que desechar, para los cuales no se tenía evidencia de un vértice secundario. En primer lugar, el programa del filtro en línea reconstruye trayectorias en las últimas cámaras proporcionales de alambre situadas en M2. Solo aquellas trayectorias con momentos arriba de  $15 \text{ GeV}/c$  podrían atravesar los magnetos y llegar a estas cámaras. Las trayectorias de estas cámaras son extrapoladas hasta el detector de tiras de silicio del vértice usando, claro está, la información de la trayectoria del haz como guía para hacer

una primera aproximación de la localización del vértice primario. Un programa de reconstrucción especial rápida busca segmentos de las trayectorias en el detector de tiras de silicio del vértice. Usando las extrapolaciones como parámetros iniciales se trata de hallar interacciones en ventanas de búsqueda. El tamaño de estas ventanas es calculado en base a la resolución de los detectores y en base a los efectos de dispersión múltiple. Esta última fuente de error es mantenida bajo control debido al momento (relativamente grande  $>15 \text{ GeV}/c$ ) de las partículas. Una vez que se tiene un conjunto de puntos (interacciones) que corresponden a una trayectoria extrapolada se les ajusta una curva. Si el ajuste tiene un  $\chi^2$  aceptable y todas las trayectorias fueron usadas, entonces el evento es rechazado. Por el contrario si una o mas trayectorias no apuntaron a un vértice común entonces el evento es retenido por el filtro en línea.

El filtro en línea disminuye la señal de fondo (mejor conocida como ruido) por un factor 8, es decir, solo pasa un evento de cada ocho que llegan al filtro, de estos eventos seleccionados, no todos son partículas con quark  $c$ , sin embargo, la mayoría de estos accidentes, nos benefician pues dentro de estos accidentes es donde se realiza la búsqueda del estado exótico al que se hace referencia en esta tesis.

### 3.3. Toma de Datos del Experimento SELEX

SELEX comenzó a tomar datos en Julio de 1996. Las primeras pruebas del experimento se realizaron con la intención de verificar los mecanismos de selección y el buen funcionamiento del aparato, establecer las diferentes eficiencias de los detectores, calibrar los calorímetros electromagnéticos, optimizar el filtro en línea y realizar otras tareas como la optimización en la calidad de la escritura de los datos. Los datos que se guardaron en cintas desde febrero de 1997 se utilizaron para el análisis final de partículas con quark  $c$ . En el primer fragmento de estos datos no se utilizó la señal proveniente del detector de radiación de transición del haz, así que las interacciones producidas por  $\pi^-$  y  $\Sigma^-$  fueron guardadas indiferentemente. En la segunda parte fue usada la señal del detector de radiación de transición del haz para la respuesta del nivel T1 (ver Sección 3.2), en esta etapa, la mayoría de las interacciones  $\Sigma^-$  fueron guardadas. En la tercera parte la polaridad del haz de hiperones fue invertida, lo cual proporcionó un haz en su mayoría protónico. Las proporciones de las interacciones registradas en SELEX se pueden observar en la Fig. 3.17.

### 3.4. Procesamiento de Datos

El principal programa que se usa en el procesamiento posterior de los datos es SOAP<sup>14</sup>. Este programa esta compuesto de muchas rutinas utilizadas para la búsqueda específica de algún tipo de partícula en especial. SOAP consiste, básicamente, de las siguientes rutinas: el desempaqueta-dor de datos (UNPACK), el reconstructor de trayectorias de las partículas cargadas (TRACK),

---

<sup>14</sup>SELEX Off-line Analysis Program.

el reconstructor del vértice (VERTEX), el identificador de partículas (PID) y el reconstructor de eventos (RECON) [19].

El primer paso para el procesamiento de la información es el 'desempaquetar' los datos correspondientes a un evento en particular, que fue guardado con anterioridad en cintas. Para cada detector, se crea una lista con la información de cada alambre, tira de silicio o fotomultiplicador que emitió una señal. Posteriormente esta rutina convierte esta lista de puntos coordinados al sistema de coordenadas local de cada detector [19].

Posteriormente la reconstrucción de las trayectorias de partículas cargadas es un proceso que consta básicamente de tres etapas:

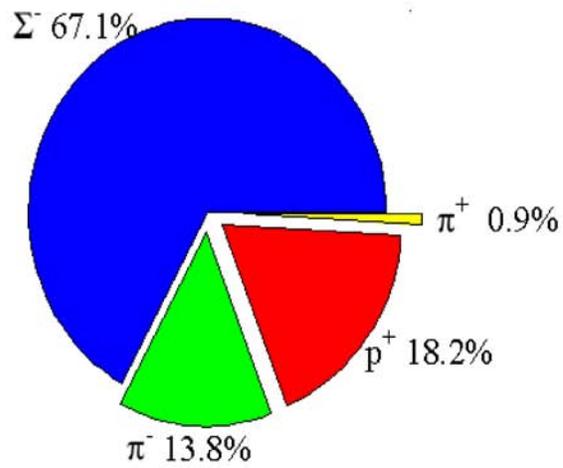
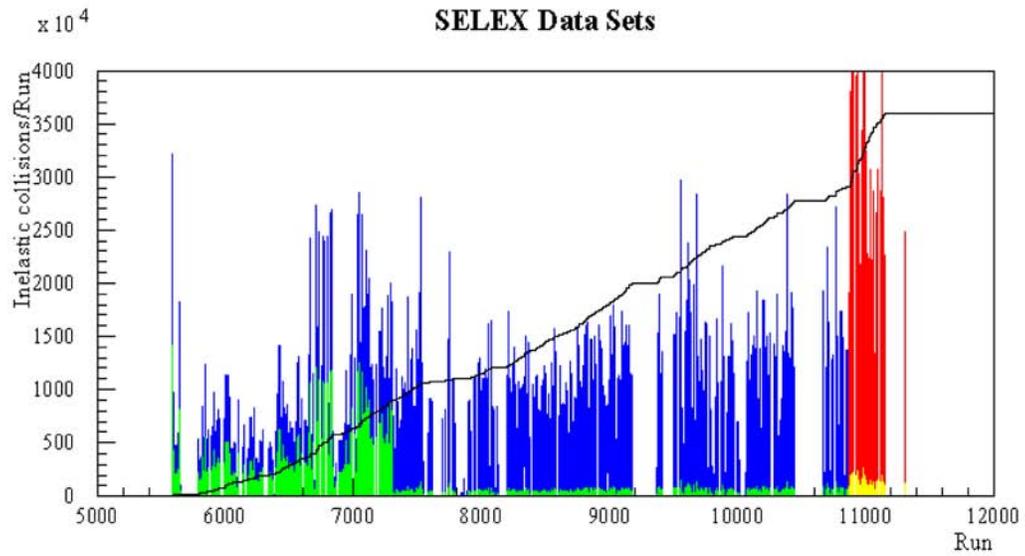
- Primeramente, se encuentran todos los segmentos de las trayectorias cargadas en todos y cada uno de los detectores. Un algoritmo usa una lista con todas las coordenadas espaciales de estos puntos en un detector en particular. Esto es, con el propósito de encontrar todas las posibles combinaciones entre los puntos, de tal manera que las combinaciones sean consistentes con el ajuste a una línea recta [4].
- Si el algoritmo determina que el ajuste es aceptable en base al valor de  $\chi^2$ , entonces se forma un segmento de trayectoria y los puntos utilizados para ésta se quitan de la lista. De esta forma se crea una nueva lista con los segmentos formados en cada detector [4].
- Los segmentos listados son entrelazados para formar candidatos a trayectorias, las cuales, solo son aceptadas como tales si (nuevamente) son consistentes con el ajuste a una línea recta, teniendo este ajuste un valor aceptable de  $\chi^2$  [4].

El reconstructor de vértices se dedica a la búsqueda de las posiciones de las partículas donde estas decaen, o bien donde interactúan con algún material dentro del detector. El identificador de partículas es activado después de encontrar la información concerniente a las trayectorias y a la ubicación de los vértices. Después de este proceso, toda la información de las trayectorias y los vértices es almacenada en tablas que posteriormente son usadas por RECON. RECON es una rutina que utiliza toda la información de que se dispone con la intención de poder reconstruir enteramente una hipótesis de evento [10].

Una hipótesis de una partícula reconstruida es un conjunto de trayectorias (cargadas o neutras) que fueron identificadas, las cuales se supone que se originaron en un punto en común (vértice). Los parámetros de una reconstrucción hipotética de una partícula son: las coordenadas de los vértices primario y secundario junto con sus respectivos errores ( $\sigma$ ), la separación entre vértice primario y secundario (L), el cuadrimomento, la masa y su error, la identificación de la partícula en sí y su carga eléctrica.

RECON ejecuta un programa con los datos escritos en la tabla *recdf*. Esta tabla es usada para la búsqueda de candidatos a reconstruir y se muestra en la Tabla 3.3.

Tal y como se observa en la Tabla 3.3, los criterios en los que se basa el estudio realizado por RECON son:



Total  $15.2 \times 10^9$  interacciones

Figura 3.17: Proporción de las Interacciones Registradas en SELEX.

```

#recdf 0 0 fill anal v04.12 Jan 19 1996 14:31
id name from pr q pid ls_min ls_max mass_min mass_max out
!
! vees & kinks
!
27 casc vk1 2 1 x i 0.0 9999. 1.189 1.459 $2
!
! anti
!
28 acasc vk1 2 1 x i 0.0 9999. 1.189 1.459 $2
!
! cascada exitado
!
271 x0_x-i+ dt 2 0 027i+ -800. 800. 1.000 2.000 $1
272 x0_x+i- dt 2 0 028i- -800. 800. 1.000 2.000 $1
!
! Pentaquark
!
273 x--_x-i- dt 2 -2 027i- -800. 800. 1.000 2.000 $1
274 x++_x+i+ dt 2 +2 028i+ -800. 800. 1.000 2.000 $1
275 x--_x-i-i+i- dt3 2 -2 027i-i+i- -800. 800. 1.000 2.000 $1
276 x++_x+i+i+i- dt3 2 +2 028i+i+i- -800. 800. 1.000 2.000 $1
!
*end

```

Tabla 3.3: Tabla *recdf* Utilizada por RECON.

- *id*: *identificador de la partícula a reconstruir.*
- *name*: *nombre de la reconstrucción.*
- *from*: *subrutina utilizada para la búsqueda (v2, c, dt, dt3, etc.).*
- *pr*: *número de partículas producto del decaimiento de la reconstrucción.*
- *q*: *carga eléctrica de la reconstrucción.*
- *pid*: *identificación de los productos resultantes.*
- *ls\_min/max*: *rango de  $L/\sigma$ .*
- *mass\_min/max*: *rango de masa.*
- *out*: *bits de salida.*

Todas las partículas que se usan para la identificación de la reconstrucción se definen en la tabla *recpid*. En la Tabla 3.4, se muestra un ejemplo de ésta. En este caso, *k* define a un kaón identificado en el detector de radiación Čerenkov, con la restricción de que la razón de la función de similitud<sup>15</sup> del kaón a la del pión (*i*) sea mayor o igual a 1, además la trayectoria de este kaón debe tener un segmento en el espectrómetro M2.

Todo el procesamiento de datos es realizado por medio de un archivo de comandos. En la Tabla 3.6 se muestra un archivo tipo que se uso para procesar los datos con SOAP. Dentro de este archivo de comandos, uno puede escribir todos y cada uno de los cortes a realizar sobre las distribuciones de masa invariante de la partícula que se busca, los programas a utilizar en su búsqueda, los detectores a utilizar para la identificación correcta de la partícula, el tipo de salida de nuestros datos (vtuples [8]<sup>16</sup>, ftuples o ntuples) y la ubicación de los datos a analizar. Es aquí, en este archivo de comandos, donde uno puede también, embeber los eventos generados<sup>17</sup> dentro de los datos a analizar para obtener los resultados que corresponden a nuestra simulación.

### 3.4.1. Simulación

La simulación es una herramienta incorporada a SOAP que reproduce eventos generados en el aparato SELEX.

---

<sup>15</sup>Mejor conocida como *likelihood*.

<sup>16</sup>Los vtuples son la salida utilizada en el análisis de este trabajo de tesis. Los vtuples son arreglos multidimensionales de tamaño variable y se utilizan para el almacenamiento de datos para los casos en los cuales existen decaimientos de múltiples cuerpos.

<sup>17</sup>Ver Subsección 3.4.1.

```

#recpid 0 0 fill anal v04.12 21 Nov 1997 23:00 psc ! Particle id list!
name system cut pmin pmax mdistmin mdistmax ptmin ptmax spectro logic
e etrd e>0.5 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default electr
i rich i<0.1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! not non-pi
il none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! not-pi
k rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default kao
p rich p/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default proton
el etrd e>0.5 0. 0. 0.002 0.05 0.300 2.0 vxm2 none ! non-pvtx elect
k1 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
k3 rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! any track n
p1 rich p/i>2 100. 600. 0. 0. 0. 0. any none !
p2 rich p/i>2 0. 0. 0. 0. 0. 0. m1m2 none ! lambda daughter
p3 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
AL none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. any none ! any spectro
x none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. any none ! any spectro
o none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. any none ! any spectro
*end

```

Tabla 3.4: Tabla *recpid* Utilizada por RECON.

Esta herramienta puede ser usada para desarrollar y probar nuevas reconstrucciones, además, estudia la aceptación geométrica del aparato al igual que la eficiencia de reconstrucción de nuevos modos de decaimiento. En el desarrollo de este trabajo, la simulación, fue utilizada para una más de sus funciones, que es justamente, el estudio de la resolución en la reconstrucción de partículas.

## Embebiendo

Toda una serie de eventos (del decaimiento de la partícula que buscamos) son generados a través de este proceso, la creación de estos eventos se lleva a cabo a través del archivo EMB.emb (ver Capítulo 5.2).

Los eventos generados son el resultado de la simulación de la interacción del haz incidente con uno de los blancos a lo largo del eje  $z$ , este evento es colocado en un sistema de coordenadas local cuyo origen es  $(0,0,0)$ . Como se observa en la Tabla 5.2, del Capítulo 5.2. Este archivo consta de las siguientes partes:

- El encabezado, donde se especifica el número de partículas (por evento), las cargas eléctricas de cada una de ellas y las relaciones de parentesco entre éstas.
- La información de la trayectoria de cada partícula, la cual está dividida en 8 columnas, las cuales (de izquierda a derecha) son: coordenadas  $(x, y, z)$  del lugar de decaimiento, cosenos directores  $(c\alpha, c\beta, c\gamma)$  de la trayectoria, momento total  $(P)$  y masa de la partícula  $(m)$  en cuestión.

### 3.4.2. Pass

La palabra 'pass' se refiere al procesamiento de los datos crudos utilizando el SOAP. El objetivo es reducir el tamaño de los datos y facilitar su análisis posterior. En la actualidad solo existen dos versiones de este procesamiento sobre los datos crudos: *Pass1* y *Pass2*. Si solo existen dos versiones del *Pass*, es debido a que este proceso requiere de aproximadamente medio año de análisis.

### 3.4.3. Datos

Los datos utilizados en el presente trabajo se encuentran en los archivos llamados *1M* y *Kinks-Iowa*. El archivo *1M* contiene 1 millón de datos, pertenecientes a la corrida 'run10783', estos fueron tomados durante 1 hora de trabajo mientras corría el experimento y corresponden al grupo *pz*. El archivo *1M*, representa justamente una millonésima parte del total de datos tomados en el experimento. No es motivo de asombro el utilizar los datos del archivo *1M* para el análisis primario de un estudio, pues es un archivo suficientemente grande que representa una corrida típica del experimento.

El archivo *Kinks-Iowa* surgió del reprocesamiento de los datos de *Pass2* con la intención de encontrar todos aquellos que se consideren candidatos a *kinks*<sup>18</sup>, esta selección fue realizada por el grupo de trabajo que labora en la Universidad de Iowa<sup>19</sup>. Este archivo esta compuesto de 11 grupos, cada uno de los cuales pertenece a alguna corrida en particular (tal y como se aprecia en la Tabla 3.5). Las diferencias entre cada uno de estos grupos radican en las aplicaciones de ciertos filtros (ya sea físicos o de algún programa de selección), que en algunos casos fueron apagados por mantenimiento o por alguna otra razón. La diferencia más fundamental entre todos los grupos radica en que para el grupo *pp*, fue utilizado el haz positivo, mientras que para los otros grupos fue utilizado el haz negativo.

---

<sup>18</sup>Posteriormente en el Capítulo 4 se explicara lo que es un *kink*

<sup>19</sup>University of Iowa.

<b>Grupo</b>	<b>Corrida</b>
pb1	5587⇒6312
pb2	6313⇒7012
pc1	7018⇒7301
pc2	7302⇒7381
pd	7382⇒8079
pe	8089⇒8673
pf	8683⇒9046
px	9806⇒10215
py	10220⇒10243
pz	10244⇒10858
pp	10876⇒11313

Tabla 3.5: Grupos de Datos Utilizados.

```

! Command file pass2.cmd
!
! CVS/RCS keywords
! $Id: pass2.cmd,v 1.4 2000/12/04 21:34:27 syjun Exp $
! $Author: syjun $
!
! command file used for passII production
!
noexec filter

execute unpack
set on unpack adc cros rmh svx

execute tracking
set on tracking segment link fit0 silmatch silm3d guided fit hist
set on tracking vx_radial m1_guide vx_lasd tr_seg2
set on tracking m1_share                ! m1pwc s-y hit share
set cut tracking lasd_wid                2.0      ! inflate LASD res by factor 2
set cut tracking max_bmsi                250.0
set cut tracking max_vxsi                1000.0
set cut tracking max_pwc                 260.0
set cut tracking max_svx                 1000.0
set cut tracking segment                 0.0      ! all spectrometers on in track_segment
set cut tracking ptm1                    0.7371  ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking ptm2                    0.8285  ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking trajectory parabolic    ! parabolic trajectory as a default
prog   tracking pass2.tseg

ocs class main anal

exec partid
set on partid rich btr etr etr_track

execute user
set on user hist
set cut user report                      1000

```

```

exec vertex
set on vertex vtx2 err2 secint prim sec
set cut vertex prong                2
set cut vertex vtxd                 4.0
set cut vertex vtx2                 9.0
set off vertex secint

exec recon
set on recon hist vtuple vtuple1 vtuple2
set cut recon tgt_rec                0.05
set cut recon pscale                 1.0000 ! pass11_11_v1
set cut recon cand_csec              5.0
set cut recon cand_cpri              5.0

in ds_defaults.cmd
disk in infile
ana 0
exit
!
```

Tabla 3.6: Archivo de Comandos.

# Capítulo 4

## Estudio de $\Xi^- \longrightarrow \Lambda^0 \pi^-$

### 4.1. Introducción

Se sabe que el estado exótico  $\Xi^{--}$  (1860) tiene como único canal de decaimiento observado el modo  $\Xi^- \pi^-$ , por este motivo, en el desarrollo de este capítulo se hace un estudio de los productos de decaimiento.

Además de este único canal de decaimiento observado, pueden existir otros posibles canales de decaimiento, tan solo de observar la conservación del número bariónico, de la extrañeza del quark  $s$  y de la carga eléctrica (ver Sección 2.2). Por mencionar algunos de estos canales podríamos tener  $\Xi^{--} \rightarrow \Lambda^0 K^- \pi^-$ ,  $\Xi^{--} \rightarrow \Sigma^- K^-$  y  $\Xi^{--} \rightarrow p K^- \pi^- \pi^-$ .

A pesar de que todos estos son posibles canales de decaimiento del  $\Xi^{--}$  (1860), en el desarrollo de este trabajo de tesis no se analiza ninguno de ellos, pues la idea principal es el estudio del único canal de decaimiento observado hasta este momento.

El cascada ( $\Xi^-$ ) es un barión, el cual está compuesto de los quarks  $|uss\rangle$ ; debido a que dentro de su estructura interna posee un quark  $s$ , se le conoce como hiperón.<sup>1</sup> En la Fig. 4.1 se observa la topología del decaimiento de un hiperón cargado a dos cuerpos.

---

<sup>1</sup>Los hiperones son bariones que contienen uno o más quarks del tipo  $s$ , a diferencia del protón y del neutrón, que están formados solo por quarks del tipo  $u$  y  $d$ . El quark del tipo  $s$  es inestable, lo que provoca que los hiperones decaigan en bariones más ligeros después de determinado tiempo promedio.

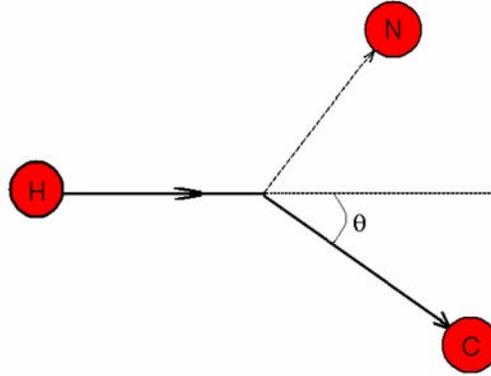


Figura 4.1: Topología del Decaimiento de un Hiperón Cargado en Dos Cuerpos (en el Marco de Referencia del Laboratorio),  $H$  Representa el Hiperón,  $N$  la Partícula Hija Neutra y  $C$  la Partícula Hija Cargada. El Ángulo  $\theta$  es el Llamado *Ángulo de Decaimiento* (ver Ecuación 4.9).

Esta partícula tiene una masa de  $(1321.31 \pm 0.13) \text{ MeV}/c^2$ , un tiempo de vida de  $(1.639 \pm 0.015) \times 10^{-10} \text{ s}$ , con un factor  $c\tau$  de  $4.91 \text{ cm}$  [17]. El estudio realizado sobre esta partícula está desarrollado en el modo de decaimiento  $\Lambda^0\pi^-$  cuya razón de decaimiento es  $(99.887 \pm 0.035) \%$  [17]. Al tipo de partículas que decaen bajo la topología que se explicó anteriormente (Fig. 4.1) se les conoce como *kinks*, nombre que se les asignó históricamente por los experimentos en las cámaras de burbujas donde solo se observaba una línea recta (partícula madre) cuya trayectoria se 'torcia' hacia otra dirección (partícula hija cargada).

## 4.2. Reconstrucción de $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ , como Función del Ángulo de Decaimiento

De acuerdo al principio de conservación del cuadrimomento

$$P_H^\nu = P_C^\nu + P_N^\nu \quad (4.1)$$

donde,

$$P^\nu = (E/c, \vec{p}), \quad (4.2)$$

$$P_\nu = (E/c, -\vec{p}), \quad (4.3)$$

$$P^2 = P^\nu P_\nu = (E/c)^2 - |\vec{p}|^2 \quad (4.4)$$

$P_H^\nu$ ,  $P_C^\nu$  y  $P_N^\nu$  son los cuádrimomentos del hiperón, la partícula hija cargada y la partícula hija neutral, respectivamente.

Usando la ecuación de la energía total para una partícula relativista

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (4.5)$$

donde

$$p^2 \equiv |\vec{p}|^2, \quad (4.6)$$

y junto con la Ecuación 4.4, tenemos

$$P^2 = m^2 c^4, \quad (4.7)$$

con la cual, en unidades naturales ( $c = 1$ ) podemos identificar a  $P^2$  como  $m^2$ , elevando al cuadrado ambos miembros de la Ecuación 4.1 obtenemos

$$m_H^2 + m_C^2 - 2P_H^\nu P_{C\nu} = m_N^2. \quad (4.8)$$

Finalmente, obtenemos

$$\cos \theta = \frac{m_N^2 - m_H^2 - m_C^2 + 2\sqrt{(m_H^2 + p_H^2)(m_C^2 + p_C^2 r^2)}}{2p_H^2 r}, \quad (4.9)$$

donde  $r$  se ha definido como la razón  $p_C/p_H$  ( $r \equiv p_C/p_H$ ).

La Ecuación 4.9 es utilizada para realizar un corte en la distribución de los candidatos a  $\Lambda^0\pi$ , con el propósito de encontrar una muestra más 'limpia' quitando la mayor cantidad de ruido posible.

Este corte es utilizado primeramente para hacer un estudio simulado de 1 millón de eventos. En la Figura 4.2, podemos observar la distribución angular de la simulación realizada a 1 millón de eventos como función de la razón  $r \equiv p_C/p_H$ , utilizando el valor exacto (publicado por el PDG<sup>2</sup>) de la masa del cascada ( $M_{\Xi^-} = (1321,31 \pm 0,13)MeV/c^2$ ), mientras que en la Figura 4.3 se muestra la distribución angular de los datos del archivo *1M* también como función de la razón  $r \equiv p_C/p_H$  utilizando el mismo valor de la masa del cascada ( $\Xi^-$ ).

La reconstrucción de la masa realizada por SOAP está basada en la siguiente Ecuación (8.8):

$$m_{\Lambda^0\pi^-} = \sqrt{(E_{\Lambda^0} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{P}_{\Lambda^0} + \vec{P}_{\pi^-})^2} \quad (4.10)$$

Restando la distribución angular obtenida del cálculo con la masa correcta, de la distribución angular obtenida del cálculo con la masa reconstruida por SOAP, observamos que la distribución de la diferencia de estos dos ángulos se encuentra alrededor de cero, esta distribución se muestra en la Figura 4.4.

Como se puede observar en la Figura 4.4, la mayoría de los eventos se encuentran alejados del cero, lo cual nos hace pensar que no todos las cascadas que reconstruimos son buenos candidatos y que la mayoría de nuestras reconstrucciones solo son eventos mal identificados. Por esta razón solo utilizaremos aquellos candidatos a cascadas que se encuentran dentro de una región que esté centrada alrededor de cero (esta región se puede apreciar en la Figura 4.4, como el pequeño pico alrededor de cero), gracias a este corte podemos mejorar la distribución de masa invariante de  $\Lambda^0\pi^-$ , ya que estamos asegurando quitar aquellos candidatos cuya reconstrucción es muy mala, es decir, estamos quitando mucho del ruido producido por la mala identificación de candidatos.

---

<sup>2</sup>Particle Data Group [17].

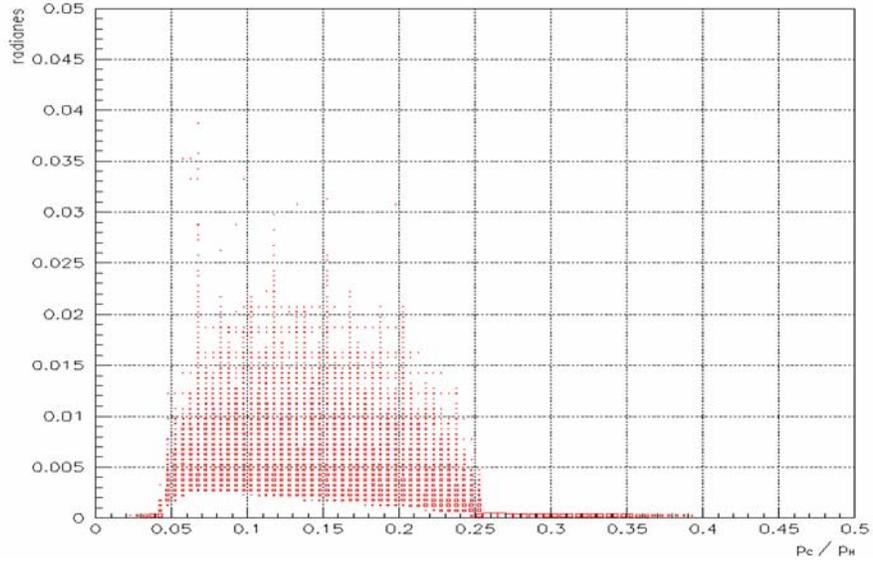


Figura 4.2: Distribución Angular de la Simulación Realizada a 1 Millón de Eventos Como Función de  $r$  Utilizando el Valor de la Masa del PDG.

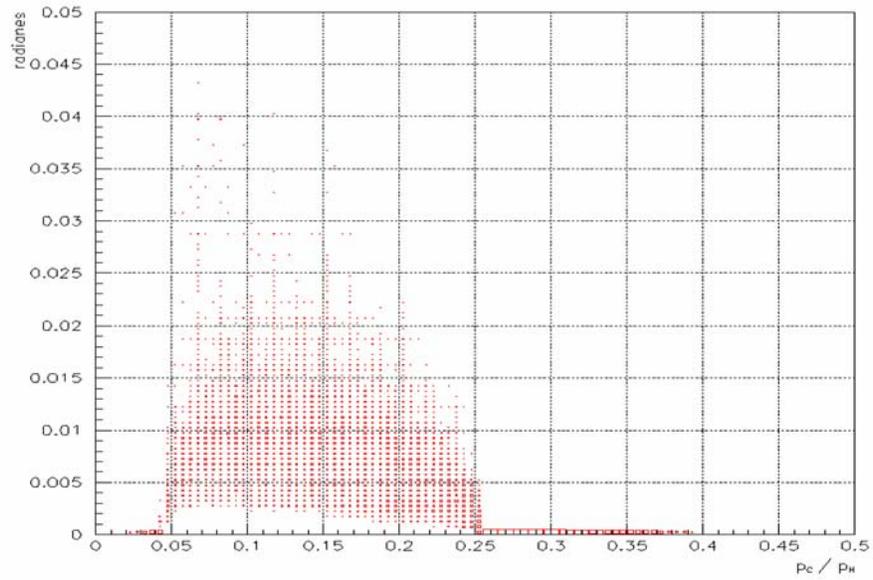


Figura 4.3: Distribución Angular para Datos del Archivo *1M* Como Función de  $r$  Utilizando el Valor de la Masa del PDG.

Algunos cortes utilizados en esta diferencia de ángulos se muestran en la Figura 4.5 para los datos simulados con estudios de Monte Carlo y en la Figura 4.6 se muestran los mismos cortes pero realizados a las distribuciones de masa invariante de los datos del archivo *1M*. De la Figura 4.5 podemos observar que en la distribución de masa invariante de  $\Lambda^0\pi^-$  de los datos simulados, el número de eventos obtenidos con los diferentes cortes no varía drásticamente, por lo cual podemos decir, que el área bajo las curvas de esta figura se mantiene prácticamente constante quitando, solo ruido y dejando los eventos que consideramos bien identificados.

Sin embargo, los mismos cortes realizados en las distribuciones de masa invariante de  $\Lambda^0\pi^-$  para los datos del archivo *1M* (ver Figura 4.6), nos disminuyen el ruido considerablemente, estos dos hechos nos indican que los cortes son efectivos y de esta manera la distribución de masa invariante se purifica, quitando así, mucho ruido y perdiendo muy pocos eventos de la señal buscada.

Algunos valores del corte en la diferencia del ángulo utilizados en el análisis de esta partícula son: menor de 2 mrad, menor de 1 mrad, menor de 0.5 mrad y menor de 0.1 mrad.

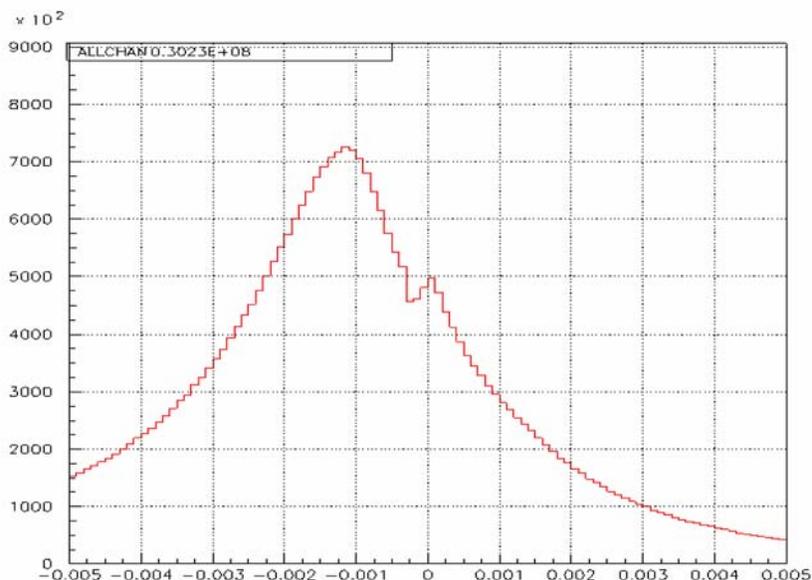


Figura 4.4: Distribución de la Diferencia de Ángulo para Datos de *1M*. Solo la Pequeña Región Alrededor de Cero Contiene Nuestros Candidatos a Cascadas ( $\Xi^-$ ).

El corte final utilizado durante todo el análisis fue que la diferencia entre estos dos ángulos fuera menor que 0.1 mrad. Podemos ver de la Figura 4.3 que este corte utilizado solo representa una pequeña porción de los datos del archivo *1M* sin embargo esta es la muestra mas limpia que tenemos.

Además del corte en la diferencia de ángulos, se realizaron otros cortes durante este análisis, estos son: momento del hiperón menor de 350 GeV/c, momento del hijo cargado del hiperón

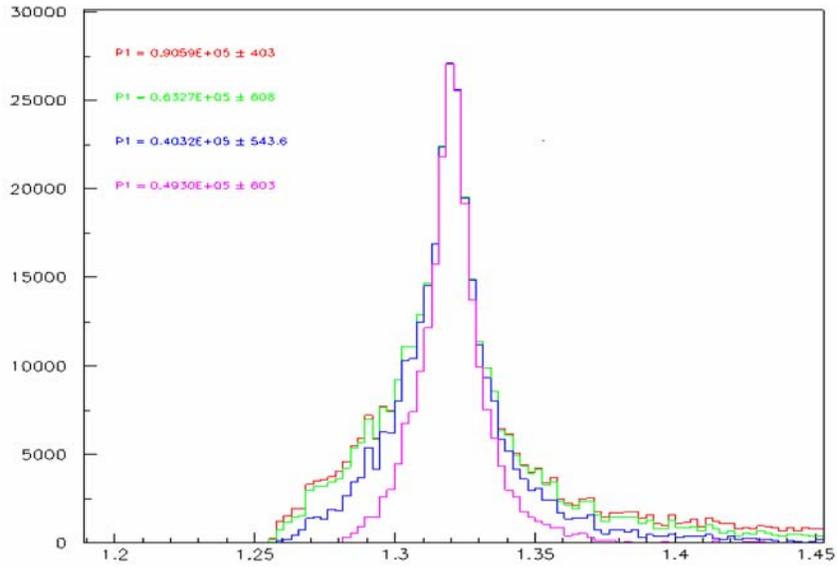


Figura 4.5: Cortes Utilizados en la Diferencia del Ángulo para los Datos Simulados. Los Valores del Corte en la Diferencia del Ángulo Utilizados son: (Rojo) Menor de 2 mrad, (Verde) Menor de 1 mrad, (Azul) Menor de 0.5 mrad y (Magenta) Menor de 0.1 mrad.

menor que 100 GeV/c, momento del pión del vértice de la resonancia menor que 80 GeV/c,  $\chi^2$  del vértice secundario menor que 5 y  $l/\sigma$  (donde  $l$  es la distancia del vértice primario al vértice secundario y  $\sigma$  es el error en la medición de  $l$ ) menor que 6 [3].

El corte en  $\chi^2$  representa lo bueno del ajuste realizado a los puntos que representan la trayectoria de una partícula, de tal manera que entre menor sea este parámetro mejor es el ajuste. De igual manera, el corte en  $l/\sigma$  se utiliza para cortar en la longitud recorrida por la partícula (que depende del tiempo de vida) en unidades de su error. Por lo general, el corte utilizado para  $l/\sigma$  es mayor que 6, este corte es típico de las partículas que contienen un quark  $c$  las cuales viajan cierta distancia antes de decaer. Para nuestro caso era importante desechar todos estos candidatos, pues la partícula que buscamos decae en el mismo vértice primario en el cual se produce. Hay que aclarar que el corte realizado abarca también los valores negativos que pueda tener la variable  $l/\sigma$ .

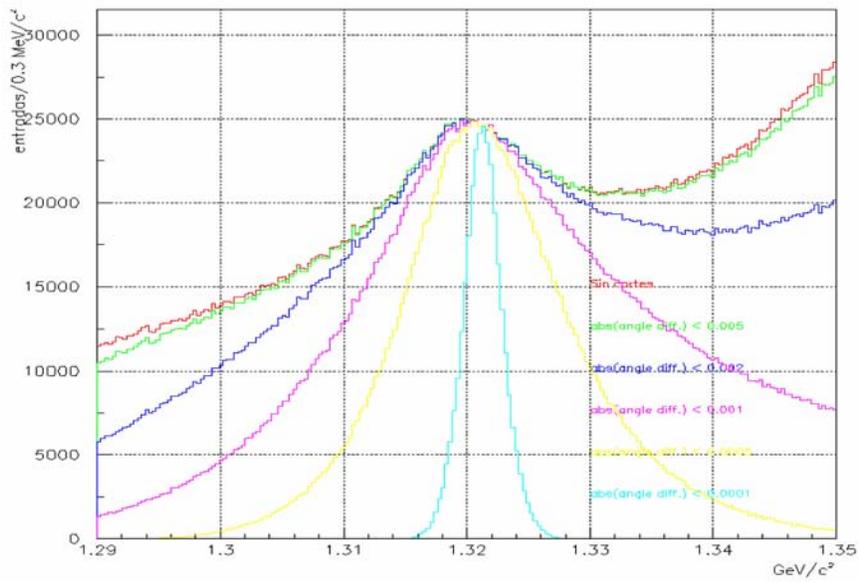


Figura 4.6: Cortes Utilizados en la Diferencia del Ángulo para los Datos de  $1M$ . Los Valores del Corte en la Diferencia del Ángulo Utilizados son los mostrados en la figura. El corte final utilizado es el representado por el color verde agua.

## Capítulo 5

# Estudio de la Resonancia Bariónica $\Xi^0(1530)$ en el Canal $\Xi^\pm \pi^\mp$

### 5.1. Motivación

La resonancia  $\Xi^0(1530)$  es bien conocida y está bien documentada en el PDG [17]; el estado excitado  $\Xi^0(1530)$  tiene  $I(J^P) = 1/2(3/2^-)$  con un ancho natural publicado de  $\Gamma = (9.1 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$  y una masa promedio de alrededor de  $M_{(PDG)} = (1531.80 \pm 0.32) \text{ MeV}/c^2$  [17]. Esta es la única resonancia del cascada ( $\Xi$ ) cuyas propiedades son razonablemente bien conocidas.

La razón de decaimiento de esta resonancia es del 100 por ciento en el canal  $\Xi\pi$  [17] (realmente es de 2/3 para el canal  $\Xi^-\pi^+$  y 1/3 para el canal  $\Xi^0\pi^0$ ). Otra de las razones por la cual es de gran importancia esta resonancia, es que posee (topológicamente) el mismo canal de decaimiento que el pentaquark que buscamos en el análisis de datos de SELEX.

### 5.2. Antecedentes

Una resonancia es un estado que posee un tiempo de vida corto, el cual tiene una masa fija y números cuánticos bien definidos, es por estas razones que las resonancias son consideradas como partículas.

La dependencia en la energía de la sección eficaz de dos partículas (a y b) cerca de la energía de resonancia  $E_0$  se describe por la ecuación de *Breit-Wigner*, que está dada por :

$$\sigma(E) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)}, \quad (5.1)$$

donde, en la Ec. 5.1,  $\lambda$  es la longitud de onda del centro de masa del sistema y  $\Gamma$  es el ancho natural de la resonancia. El tiempo de vida de tal resonancia está dado por  $\tau = \hbar/\Gamma$ . La Ec. 5.1 nos describe entonces la distribución de masa invariante de nuestra resonancia.

No se sabe mucho acerca de las resonancias del cascada ( $\Xi^*$ ). Esto es debido a que solo son producidas como parte de un estado final, y el análisis de este tipo de producción es más complicado que si una formación directa de estos estados fuera posible, las secciones eficaces de producción son pequeñas, típicamente de unos  $\mu\text{b}$  y los estados finales son topológicamente complicados y difíciles de estudiar.

Se realizó la simulación de esta resonancia ya que en este mismo canal es muy probable que decaiga el estado exótico que buscamos. Esto se llevo a cabo con la intención de comparar la información existente de la resonancia con nuestros resultados, lo cual sería de gran ayuda para la búsqueda del pentaquark.

La simulación se realizó con ayuda de la siguiente línea:

```
-n 3 -d 3322 -b 3112 -m 600 -t 1.0 -x 0.0 -p EMB,
```

este es solo un ejemplo, en él se pide que se generen 3 eventos de  $\Xi^0(1530)$  (identificado por la etiqueta 3322) con un haz de  $\Sigma^-$  (cuya etiqueta es 3112) cuyo momento es de  $600 \text{ GeV}/c$ , además de los parámetros de nuestra función que modela el comportamiento de  $p_t$  y  $x_F$ ;  $t=1.0=\sqrt{1/2b}$  en la expresión  $\exp^{-b*p_t^2}$  y  $n = 0.0$  para  $(1 - x_F)^n$ , donde  $p_t$  es el momento transversal del haz y  $x_F$  es la variable de normalización del momento lineal ( $x_F = p_l/p_{l_{MAX}}$ ), con esto se genera un archivo llamado EMB.emb y se necesita, además, otro archivo llamado EMB.dec para que todo funcione correctamente.

Dentro del archivo EMB.dec solo se especifican los decaimientos de todas las partículas que intervienen en el decaimiento primario, además de sus masas, espines, anchos naturales y cargas eléctricas (ver Tabla 5.1).

El archivo de salida es utilizado para embeberlo dentro del programa de análisis SOAP. Un ejemplo de este tipo de archivo se muestra en la Tabla 5.2.

En este archivo EMB.emb se especifican las coordenadas de creación de la partícula en cuestión (primeras tres columnas), los cosenos directores (columnas 4, 5 y 6) el momento total de la partícula (columna 7), la masa (columna 8) y en el encabezado las relaciones de parentesco entre ellas (tal y como se explica en mayor detalle en la Subsección 3.4.1).

### 5.3. Simulación de la Resonancia Bariónica

Para la simulación de esta resonancia se utilizaron 1 millón de eventos generados (como los de la Tabla 5.2). La idea principal al realizar la simulación era obtener la resolución experimental. Para poder realizar este estudio era necesario que al simular nuestra resonancia esta tuviera ancho en masa (o ancho natural <sup>1</sup>) igual a cero, es decir, todas se simularían bajo esta condición. Esto

---

<sup>1</sup>Ver ecuación 5.1.

```

PARTICLE XI*0 181 -1 1.531800 0.0 1.5 0.000000 0.000 1.490 1.580
PDG XI*0 3322
;
DECAY XI*0
CHANNEL 0 1.0000 XI- PI+
ENDDECAY
;
DECAY XI-
CHANNEL 0 1.0000 LAM PI-
ENDDECAY
;
DECAY LAM
CHANNEL 0 1.0000 P+ PI-
ENDDECAY

```

Tabla 5.1: Ejemplo del Archivo EMB.dec en el cual se Especifican los Decaimientos de las Partículas en Cuestión (los Cuales se han Fijado Como Únicos), en este Archivo, También se Fija el Valor de  $\Gamma = 0$  (Novena Columna).

```

5 -1 0 -1 +1 +1 $00000006 $00010018 $00010000 $00020000 $00020000

0.0000 0.0000 0.000 -0.000139 0.001243 0.999999 123.53 1.321
-0.0009 0.0081 6.545 -0.000691 0.002454 0.999997 104.21 1.115
-0.0009 0.0081 6.545 -0.002839 -0.005291 0.999982 19.32 0.140
-0.4037 1.4388 589.575 -0.000058 0.001612 0.999999 90.99 0.938
-0.4037 1.4388 589.575 -0.005050 0.008249 0.999953 13.22 0.140
0.0000 0.0000 0.000 -0.000732 -0.000465 1.000000 539.18 1.321
-2.8458 -1.7456 3849.825 -0.000957 -0.000456 0.999999 494.82 1.115
-2.8458 -1.7456 3849.825 0.001687 -0.000273 0.999999 62.82 0.140
-5.3440 -2.9362 6460.273 -0.001089 -0.000464 0.999999 454.29 0.938
-5.3440 -2.9362 6460.273 0.000524 -0.000372 1.000000 40.53 0.140
0.0000 0.0000 0.000 -0.017458 -0.004690 0.999837 52.11 1.321
-11.4557 -2.8822 653.377 -0.016335 -0.004663 0.999856 71.51 1.115
-11.4557 -2.8822 653.377 -0.021989 -0.002280 0.999756 20.60 0.140
-37.6061 -10.3481 2254.077 -0.015423 -0.003565 0.999875 63.31 0.938
-37.6061 -10.3481 2254.077 -0.023371 -0.013147 0.999640 8.20 0.140

```

Tabla 5.2: Ejemplo del Archivo de Salida con 3 Eventos Generados por Simulación con Ancho Natural Cero y Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  y  $x_F$  dada por  $t=1.0=\sqrt{1/2b}$  en la expresión  $\exp^{-b*p_t^2}$  y  $n = 0.0$  para  $(1 - x_F)^n$ .

lo podemos realizar pues en simulación podemos ajustar cualquier parámetro del proceso.

### 5.3.1. Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$

De la simulación realizada a esta resonancia podemos observar cómo varía la distribución de masa invariante como función de la diferencia del ángulo de decaimiento. Esto lo podemos apreciar en la Fig. 5.1.

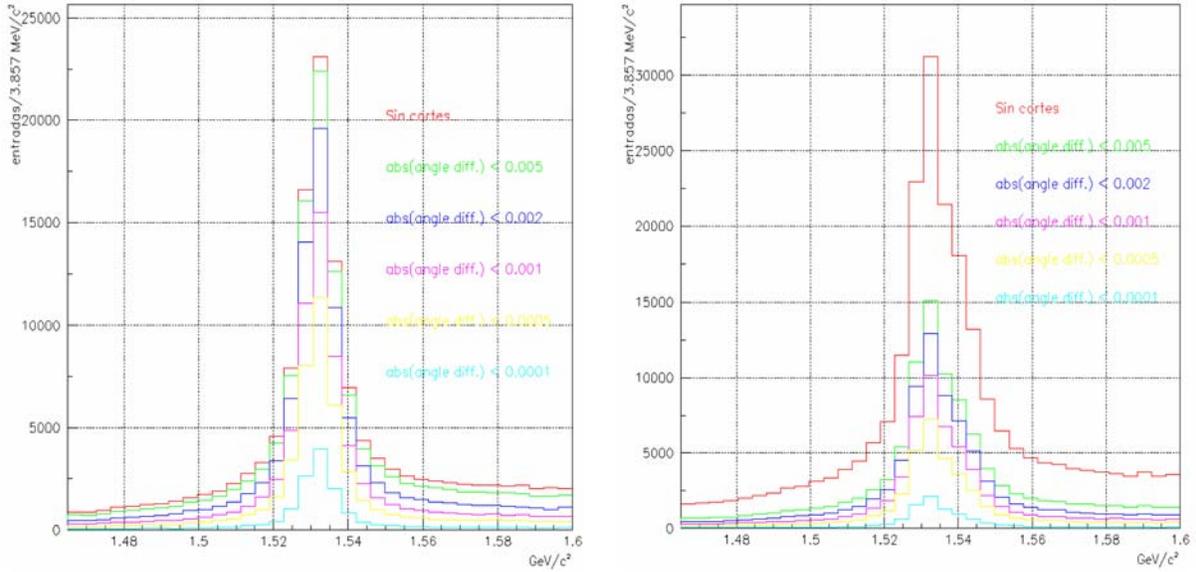


Figura 5.1: Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm \pi^\mp$  con  $\Gamma = 0$  y Diversos Cortes en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento del  $\Xi^\pm$ .

Como ya dijimos anteriormente el corte en la diferencia del ángulo de decaimiento en el análisis posterior de los datos es de  $< 0.0001 \text{ rad}$ . En la Fig. 5.1 se observa la distribución de masa invariante de  $\Xi^\pm \pi^\mp$  a la cual se le han realizado una serie de cortes (Sección 4.2) en función de la diferencia del ángulo de decaimiento.

Como ya se mencionó en la sección anterior, para la simulación de esta resonancia, se utilizó un ancho natural o ancho en masa igual a cero, esto fue con la intención de tratar de realizar un ajuste Gaussiano a las distribuciones de masa invariante, y obtener así la resolución experimental.

El ajuste Gaussiano al cual me refiero es una combinación lineal de una distribución normal y un polinomio de orden  $n$ , en este caso, el orden del polinomio será elegido de acuerdo al valor de  $\chi^2$  del ajuste realizado, de esta manera, puede ser desde una recta constante hasta un polinomio de orden superior. En este caso se eligió un polinomio de segundo orden.

Las señales obtenidas en la Figura 5.2 son el resultado de la simulación hecha para la resonan-

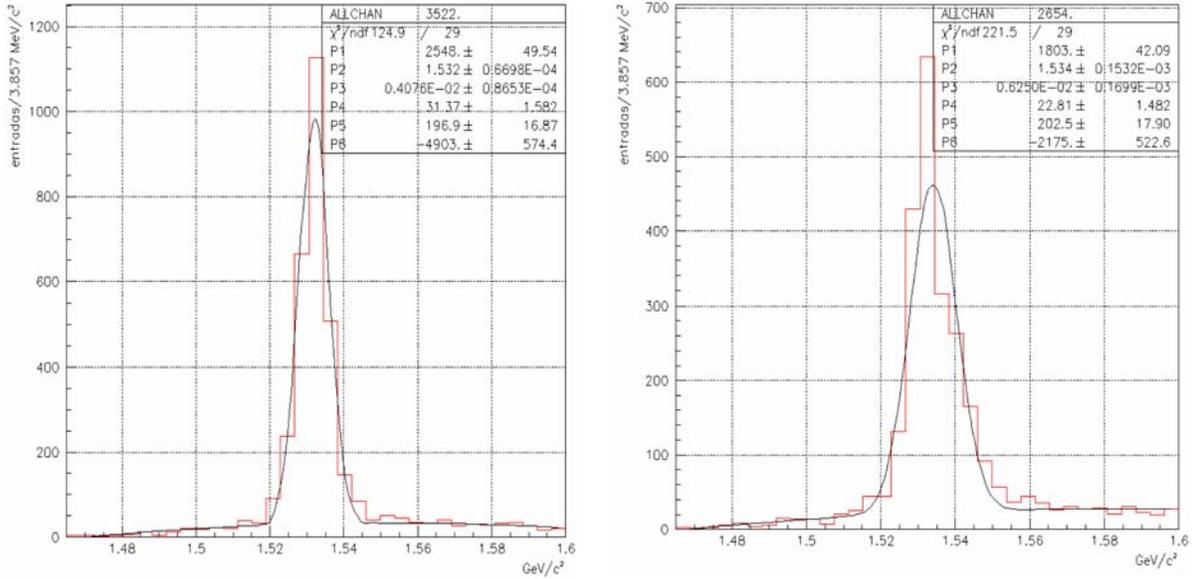


Figura 5.2: Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm\pi^\mp$  con  $\Gamma = 0$  y Corte en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento de  $0.1 \text{ mrad}$ , Donde, P1 Indica el Número de Eventos, P2 el Valor Medio del Ajuste, P3 la Resolución Experimental y P4, P5 y P6 los Parámetros de Ajuste al Ruido con un Polinomio de Segundo Grado.

cia  $\Xi^0(1530)$  y su antipartícula. Como podemos observar la función Gaussiana propuesta ajusta correctamente a la señal.

Los valores obtenidos del valor de la resolución experimental, es decir, el parámetro  $\sigma$  de la distribución Gaussiana, son del mismo orden para partícula y antipartícula, para este par de casos se obtuvo un valor de  $(4.10 \pm 0.10) \text{ MeV}/c^2$  para la partícula y  $(6.30 \pm 0.20) \text{ MeV}/c^2$  para antipartícula.

Esta información se encuentra contenida en la Tabla 5.3, la cual se presenta a continuación.

Resonancia	Canal de decaimiento	$\sigma(\text{MeV}/c^2)$
$\Xi^0(1530)$	$\Xi^- \pi^+$	$4.10 \pm 0.10$
$\bar{\Xi}^0(1530)$	$\bar{\Xi}^- \pi^-$	$6.30 \pm 0.20$

Tabla 5.3: Resolución Experimental Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  en el canal  $\Xi^\pm\pi^\mp$ .

Una vez obtenida la resolución experimental para esta resonancia, era necesario implementar esta información para la búsqueda de este estado excitado en los datos reales.

## 5.4. Estudio en Datos de la Resonancia Bariónica $\Xi^0(1530)$ en el Canal $\Xi^\pm\pi^\mp$

Durante el estudio realizado a estos estados excitados se utilizaron los mismos cortes que se han mencionado con anterioridad en la Sección 4.2.

Como se puede observar en la Fig. 5.3, la distribución de masa invariante de  $\Xi^\pm\pi^\mp$  se ve claramente afectada por el corte en la diferencia del ángulo de decaimiento. En estas distribuciones se encuentran ya realizados todos los demás cortes mencionados en la Sección 4.2, ésta, es solo una representación de la distribución de masa invariante como función de la diferencia del ángulo de decaimiento para los datos reales.

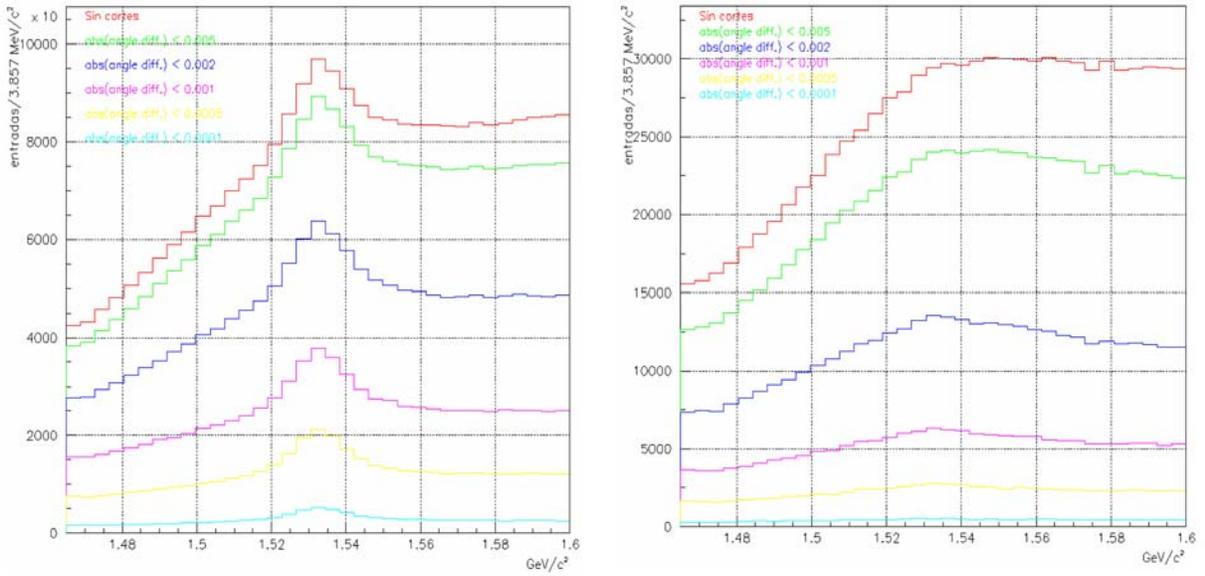


Figura 5.3: Distribución de Masa Invariante Obtenida de los datos del Archivo *Kinks-Iowa* para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm\pi^\mp$  con Diversos Cortes en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento.

Una vez teniendo la distribución de masa invariante producto de la realización de todos nuestros cortes, podemos pasar al proceso del ajuste de una curva.

El proceso de ajuste para la resonancia se dio de la siguiente manera. La función a ajustar a estas distribuciones consiste en la convolución (Ver Ecuación 5.2) de una función Breit-Wigner y una Gaussiana junto con un polinomio de orden  $n$ .

$$A \cdot \frac{\lambda^2}{2^{3/2}\pi^{3/2}\sigma} \int \frac{\Gamma^2}{(x-a)^2 + (\Gamma^2/4)} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x-a)^2}{\sigma^2}\right) dx, \quad (5.2)$$

donde  $A$  es el parámetro de normalización al número de eventos,  $\sigma$  es la resolución experimental,  $\Gamma$  es el ancho natural de la resonancia y  $a$  es el valor medio del ajuste.

El parámetro cuya información podemos comparar con los resultados publicados en el PDG es el ancho natural de la resonancia, mejor conocido como  $\Gamma$ , este, es un parámetro propio de la función Breit-Wigner, que está correlacionado al parámetro  $\sigma$  (resolución experimental) del ajuste Gaussiano debido a la realización del ajuste mismo.

Por esta razón, era de vital importancia hallar el valor de la resolución experimental, con la intención de fijar este parámetro en el ajuste y dejar que el ancho natural variara libremente.

Los estudios realizados a los datos reales arrojaron los siguientes resultados. Para el análisis de la resonancia  $\Xi^0(1530)$  en el canal  $\Xi^\pm\pi^\mp$  se obtuvieron las distribuciones de masa invariante que se observan en la Fig. 5.4.

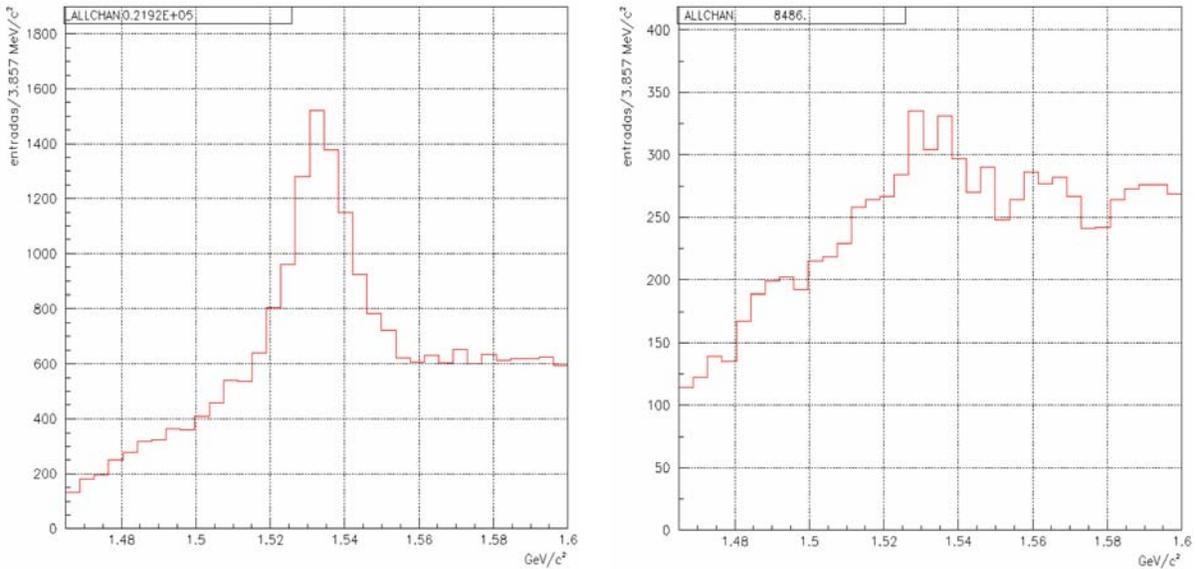


Figura 5.4: Distribución de Masa Invariante Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa* para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm\pi^\mp$  con Corte en la Diferencia del Ángulo de Decaimiento de  $0.1 \text{ mrad}$ .

### 5.4.1. Estudio del Ruido de la Señal

Tal y como se aprecia en la Figura 5.4 la señal obtenida viene acompañada de ruido proveniente de la mala identificación de los candidatos al estado excitado  $\Xi^0(1530)$  y  $\overline{\Xi}^0(1530)$ . Este ruido puede ser descrito por alguna función matemática de algún tipo. La obtención de esta función matemática depende de la forma aproximada de nuestro ruido, de tal manera, que podríamos tratar de ajustar desde una línea recta hasta un polinomio mucho más complejo.

Este método es, para los casos complejos, muy impreciso, pues es de mucha dificultad encontrar el polinomio con las funciones adecuadas que describan correctamente el ruido. La mejor manera de encontrar el comportamiento del ruido es con los datos mismos, es decir, a través del análisis de los datos tratar de encontrar la forma del ruido de nuestra señal. El método utilizado en este trabajo es el llamado "canal erróneo", en este método, se busca en los datos analizados, un decaimiento tal que posea las mismas partículas que el decaimiento del cual se desea investigar el ruido, la diferencia, es que este "canal erróneo" no existe como un estado real, por ejemplo, para el caso del canal  $\Xi^- \pi^+$  nuestro canal erróneo sería  $\Xi^- \pi^-$ . Paradójicamente, nuestro canal erróneo es justamente el posible canal de decaimiento de nuestro pentaquark.

Ambas gráficas se pueden observar en la Figura 5.5, en esta figura el color rojo representa la señal obtenida para el estudio del canal  $\Xi^- \pi^+$ , mientras que el color verde representa el canal erróneo ( $\Xi^- \pi^-$ ).

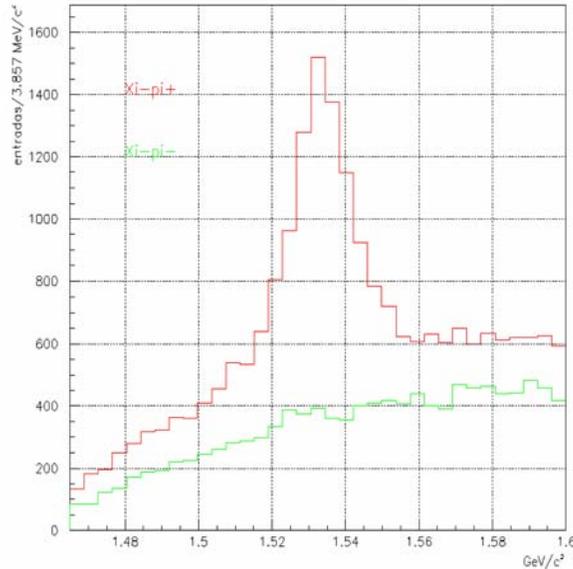


Figura 5.5: Distribución de Masa Invariante en los canales correcto ( $\Xi^- \pi^+$ ) y erróneo ( $\Xi^- \pi^-$ ).

Como se puede observar en la Figura 5.5, al parecer ambas distribuciones poseen la misma forma, a excepción de un factor multiplicativo (o factor de escalamiento), sin embargo no es así.

Este factor multiplicativo se puede obtener observando el comportamiento del ruido a ambos lados de la señal. Obteniendo para cada lado un factor de escalamiento diferente, tal que, mueva la distribución de nuestro canal erróneo a la altura de nuestro canal correcto (ver Figura 5.6).

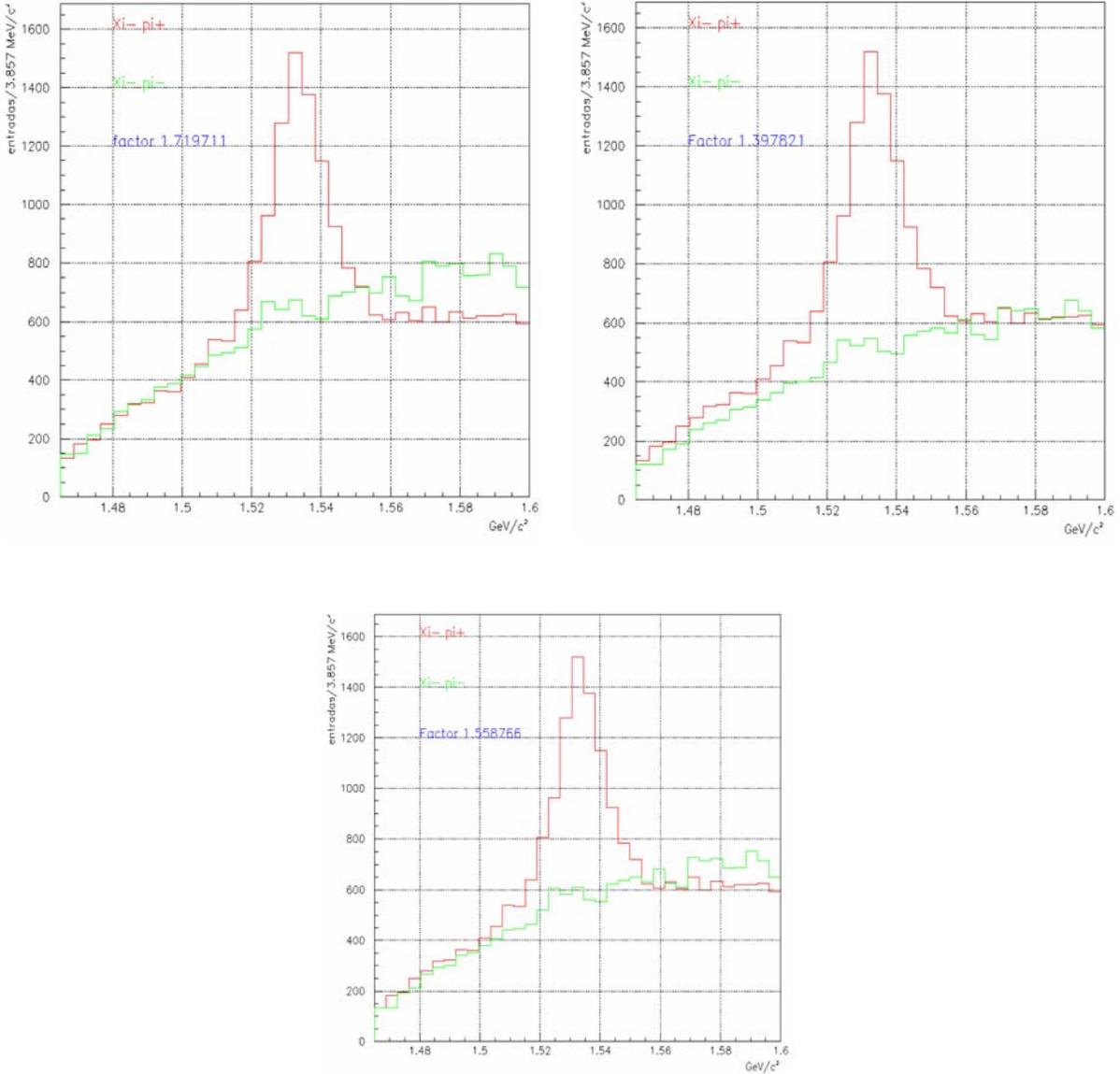


Figura 5.6: Canal Erróneo con Diferentes Factores Multiplicativos.

Debido a que ambos factores son igualmente aceptables (incluso también podríamos usar como un tercer factor el promedio de ambos) debemos elegir aquel que más reproduzca el ruido debajo de nuestra señal, para posteriormente, añadir, como error sistemático, las mediciones debidas a

los factores que no utilizamos. De esta manera utilizando el segundo factor (arriba-derecha de la Figura 5.6), y restando la distribución que consideramos corresponde al comportamiento correcto del ruido debajo de nuestra señal de la distribución de masa invariante de nuestra resonancia, obtenemos lo que se puede observar en las Figuras 5.7, 5.8, 5.9, y 5.10.

Las Figuras 5.7, 5.8, 5.9 y 5.10 representan el estudio sistemático realizado con la intención de observar las variaciones de los parámetros libres del ajuste realizado, cuando se varia la resolución experimental obtenida de la simulación. Los valores de la resolución experimental utilizados en este estudio son consistentes con los resultados obtenidos de la simulación.

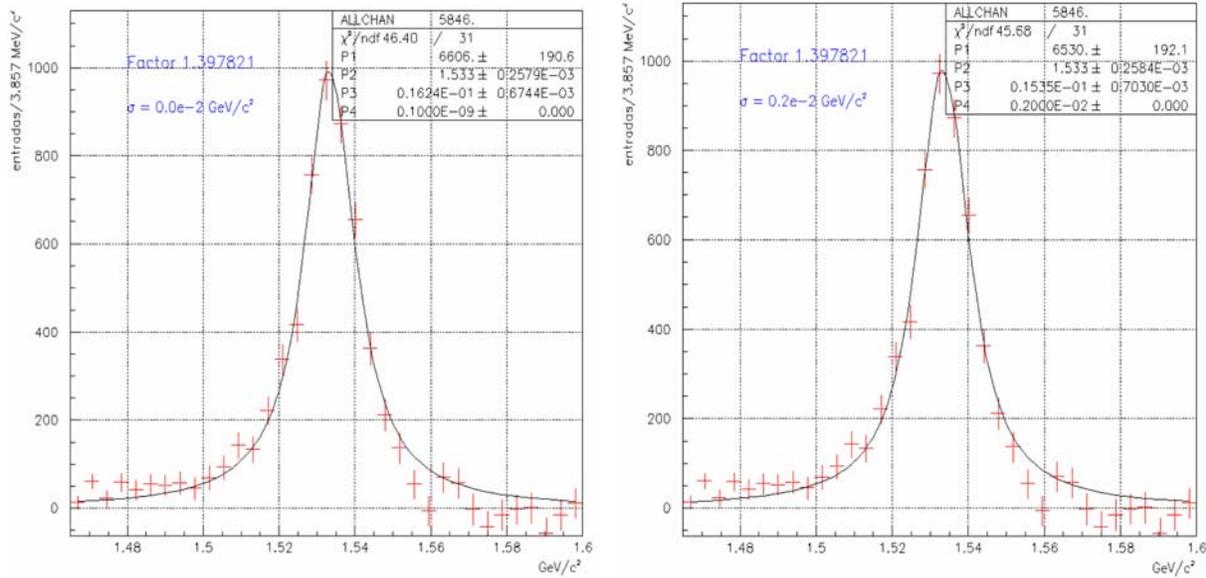


Figura 5.7: Distribución de Masa Invariante de la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  con Ruido Constante en Cero, donde, P1 Representa el Número de Eventos de Nuestra Señal, P2 el Valor Medio del Ajuste Realizado, P3 el Ancho Natural de la Resonancia y P4 la Resolución Experimental ( $\sigma \sim 0 \text{ MeV}/c^2$  (izquierda) y  $\sigma = 2 \text{ MeV}/c^2$  (derecha)). El Ajuste Realizado a Esta Distribución es una Convolución de la Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana.

Una vez teniendo nuestro ajuste podemos comparar los datos obtenidos con los publicados por el PDG [17], tal y como se muestra a continuación.

El ajuste realizado a estas distribuciones de masa invariante (Figuras 5.7, 5.8, 5.9 y 5.10) es la convolución de la función Breit-Wigner y una función Gaussiana. El parámetro  $\sigma$  de la función Gaussiana se fijo al valor obtenido de la simulación previamente realizada a la resonancia  $\Xi^0(1530)$  (algunos valores típicos de  $\sigma$  son:  $\sim 4 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\sim 5 \text{ MeV}/c^2$  y  $\sim 6 \text{ MeV}/c^2$ ), mientras que se dejaron como parámetros libres el número de eventos (P1), la masa (P2) y el ancho natural de la resonancia (P3).

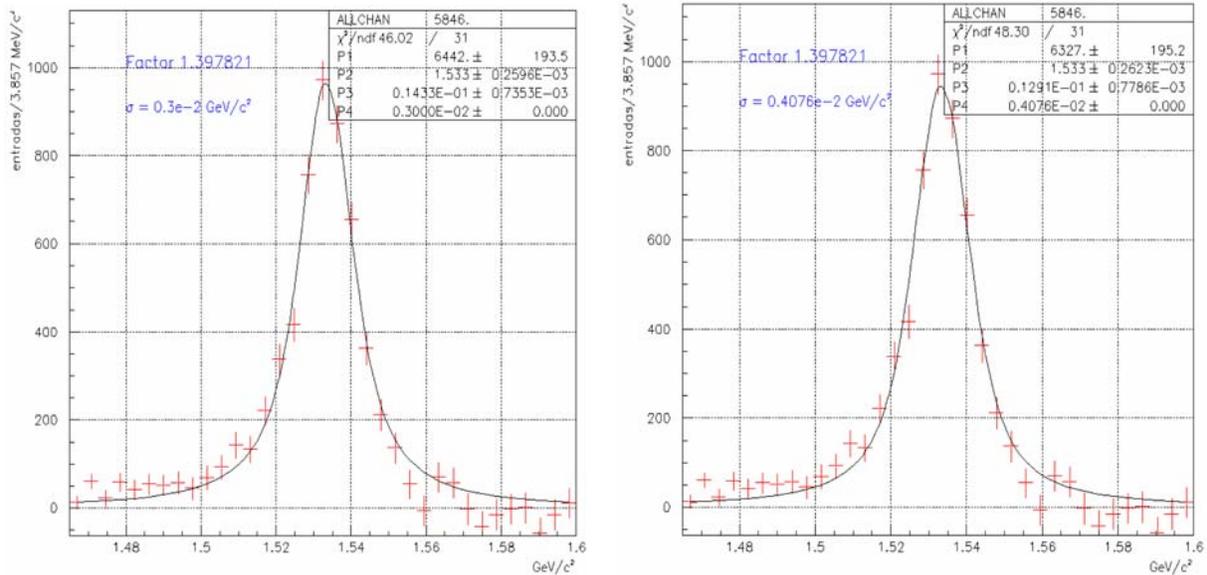


Figura 5.8: Distribución de Masa Invariante de la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  con Ruido Constante en Cero, donde, P1 Representa el Número de Eventos de Nuestra Señal, P2 el Valor Medio del Ajuste Realizado, P3 el Ancho Natural de la Resonancia y P4 la Resolución Experimental ( $\sigma = 3 \text{ MeV}/c^2$  (izquierda) y  $\sigma = 4 \text{ MeV}/c^2$  (derecha)). El Ajuste Realizado a Esta Distribución es una Convolución de la Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana.

Como se puede observar de la Tabla 5.4 la variación del valor de la resolución experimental por encima o por debajo del valor obtenido de la simulación no mejora el ajuste realizado a la distribución de masa invariante obtenida para el estado excitado  $\Xi^0(1530)$ , el valor utilizado para los ajustes posteriores será de alrededor de  $6 \text{ MeV}/c^2$ .

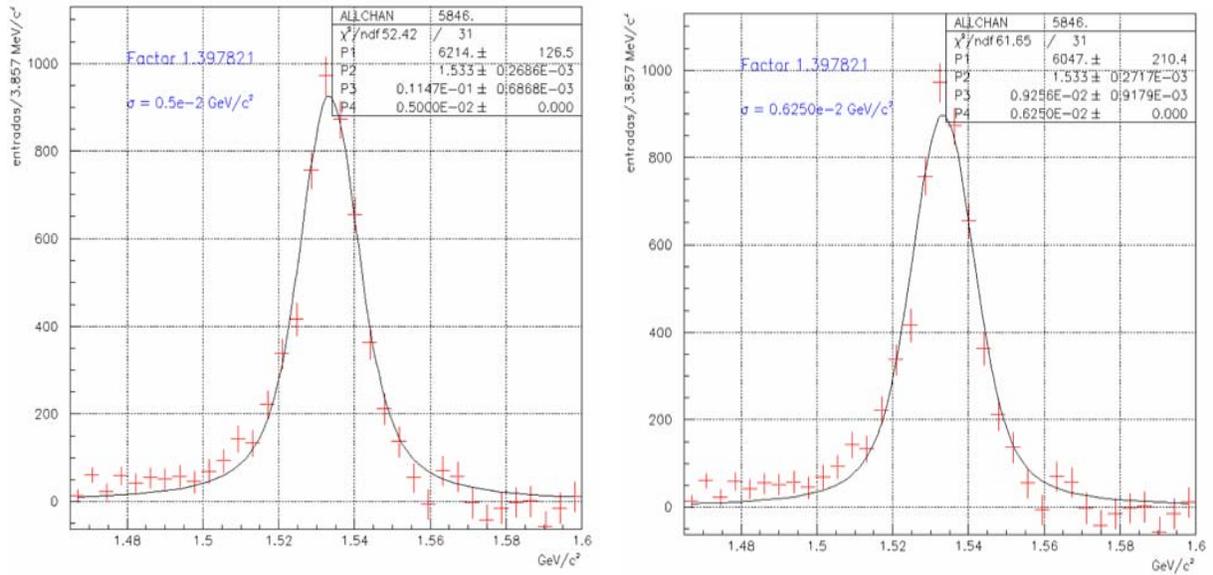


Figura 5.9: Distribución de Masa Invariante de la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  con Ruido Constante en Cero, donde, P1 Representa el Número de Eventos de Nuestra Señal, P2 el Valor Medio del Ajuste Realizado, P3 el Ancho Natural de la Resonancia y P4 la Resolución Experimental ( $\sigma \sim 5 \text{ MeV}/c^2$  (izquierda) y  $\sigma \sim 6 \text{ MeV}/c^2$  (derecha)). El Ajuste Realizado a Esta Distribución es una Convulación de la Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana.

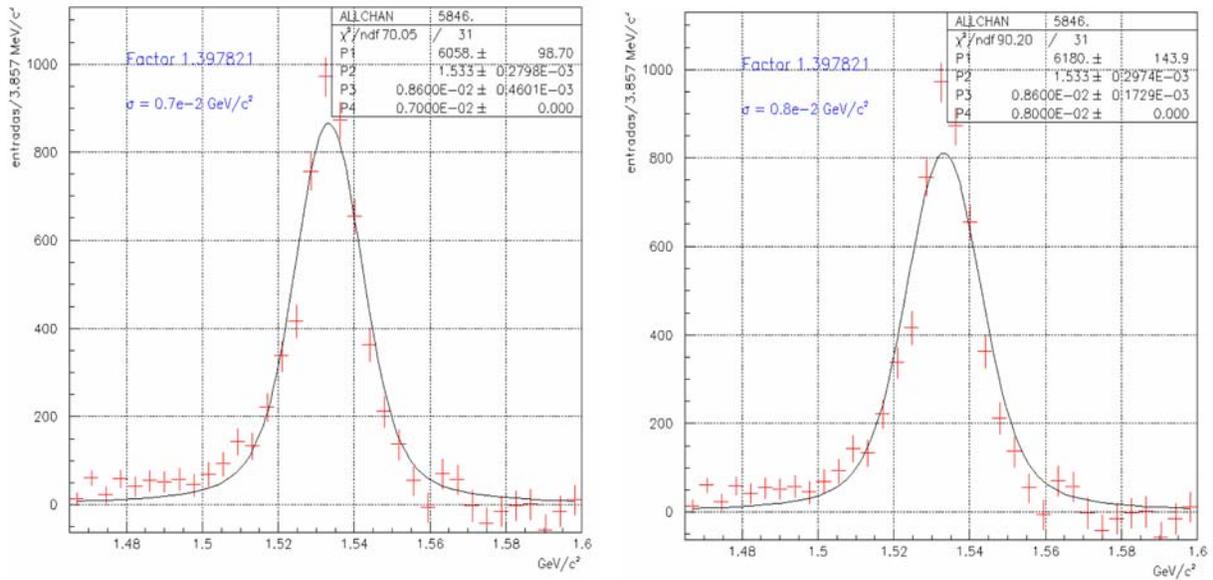


Figura 5.10: Distribución de Masa Invariante de la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  con Ruido Constante en Cero, donde, P1 Representa el Número de Eventos de Nuestra Señal, P2 el Valor Medio del Ajuste Realizado, P3 el Ancho Natural de la Resonancia y P4 la Resolución Experimental ( $\sigma = 7 \text{ MeV}/c^2$  (izquierda) y  $\sigma = 8 \text{ MeV}/c^2$  (derecha)). El Ajuste Realizado a Esta Distribución es una Convulación de la Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana.

Resonancia $\Xi^0(1530)$ en el canal $\Xi^- \pi^+$				
Grupo	$\chi^2/ndf$	Numero de eventos	Masa ( $\text{MeV}/c^2$ )	Anchura ( $\text{MeV}/c^2$ )
PDG	-	-	$1531.78 \pm 0.34$	$9.1 \pm 0.5$
Este Trabajo $\sigma \sim 0.0 \text{ MeV}/c^2$	46.40/31	$6606 \pm 191$	$1533.0 \pm 0.26$	$16.24 \pm 0.67$
Este Trabajo $\sigma = 2.0 \text{ MeV}/c^2$	45.68/31	$6530 \pm 192$	$1533.0 \pm 0.26$	$15.35 \pm 0.70$
Este Trabajo $\sigma = 3.0 \text{ MeV}/c^2$	46.02/31	$6442 \pm 194$	$1533.0 \pm 0.26$	$14.33 \pm 0.74$
Este Trabajo $\sigma = 4.07 \text{ MeV}/c^2$	48.30/31	$6327 \pm 195$	$1533.0 \pm 0.26$	$12.91 \pm 0.78$
Este Trabajo $\sigma = 5.0 \text{ MeV}/c^2$	52.42/31	$6214 \pm 127$	$1533.0 \pm 0.27$	$11.47 \pm 0.69$
Este Trabajo $\sigma = 6.25 \text{ MeV}/c^2$	61.65/31	$6047 \pm 210$	$1533.0 \pm 0.27$	$9.26 \pm 0.92$
Este Trabajo $\sigma = 7.0 \text{ MeV}/c^2$	70.05/31	$6058 \pm 98$	$1533.0 \pm 0.28$	$8.60 \pm 0.46$
Este Trabajo $\sigma = 8.0 \text{ MeV}/c^2$	90.20/31	$6180 \pm 144$	$1533.0 \pm 0.30$	$8.60 \pm 0.17$

Tabla 5.4: Comparación de los Resultados Obtenidos para el Ajuste a la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  en la Elaboración de este Trabajo con Diferentes Valores de  $\sigma$  contra los Resultados Publicados por el PDG [17]. Los Errores Mostrados para el Ajuste Realizado en este Trabajo son Puramente Estadísticos. El Valor Final Utilizado para la Resolución Experimental fue  $\sigma = 6.25 \text{ MeV}/c^2$ .

## Capítulo 6

# Simulación de Resonancias Bariónicas en los Canales $\Xi^\pm \pi^\mp$ y $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$

### 6.1. Antecedentes

Tal y como se hizo para la simulación de la resonancia  $\Xi^0(1530)$ , para la simulación de estas resonancias se utilizaron 1 millón de eventos generados. Los valores reportados por el PDG para los anchos naturales de estas resonancias varían, pero el promedio de los resultados publicados se pueden observar en la Tabla 6.1.

Resonancia	Masa (MeV/c <sup>2</sup> )	Ancho (MeV/c <sup>2</sup> )
$\Xi^0(1530)$	1531.78±0.34	9.1±0.5
$\Xi^0(1690)$	1690 ± 10	< 30
$\Xi^0(1820)$	1823 ± 5	24 ± 6
$\Xi^0(1950)$	1950 ± 15	60 ± 20

Tabla 6.1: Valores Reportados por el PDG para las Resonancias a Estudiar [17].

De igual manera se pueden observar, en la Tabla 6.2, los resultados publicados por el grupo WA89 [18].

Resonancia	Masa (MeV/c <sup>2</sup> )	Ancho (MeV/c <sup>2</sup> )
$\Xi^0(1690)$	1686 ± 4	10 ± 6
$\Xi^0(1820)$	1817 ± 3	23 ± 13
$\Xi^0(1950)$	1955 ± 6	68 ± 22

Tabla 6.2: Valores Reportados por la Colaboración WA89 [18] para las Resonancias a Estudiar.

Como podemos observar ambos resultados se aproximan mucho.

## 6.2. Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1690) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$

De igual manera que en el caso de la resonancia  $\Xi^0(1530)$ , para la simulación de estas resonancias, se utilizó un ancho natural o ancho en masa igual a cero, esto fue con la intención de tratar de realizar un ajuste Gaussiano a las distribuciones de masa invariante, y obtener así la resolución experimental.

Tanto en el caso del estado excitado  $\Xi^0(1530)$  como en los que se presentan a continuación, el ajuste es una combinación lineal de una distribución normal y un polinomio de segundo orden.

Se han aplicado los mismos cortes que se utilizaron para el estudio del estado excitado  $\Xi^0(1530)$  (Sección 4.2) a las distribuciones de masa invariante de estas resonancias, pues estas poseen el mismo canal de decaimiento.

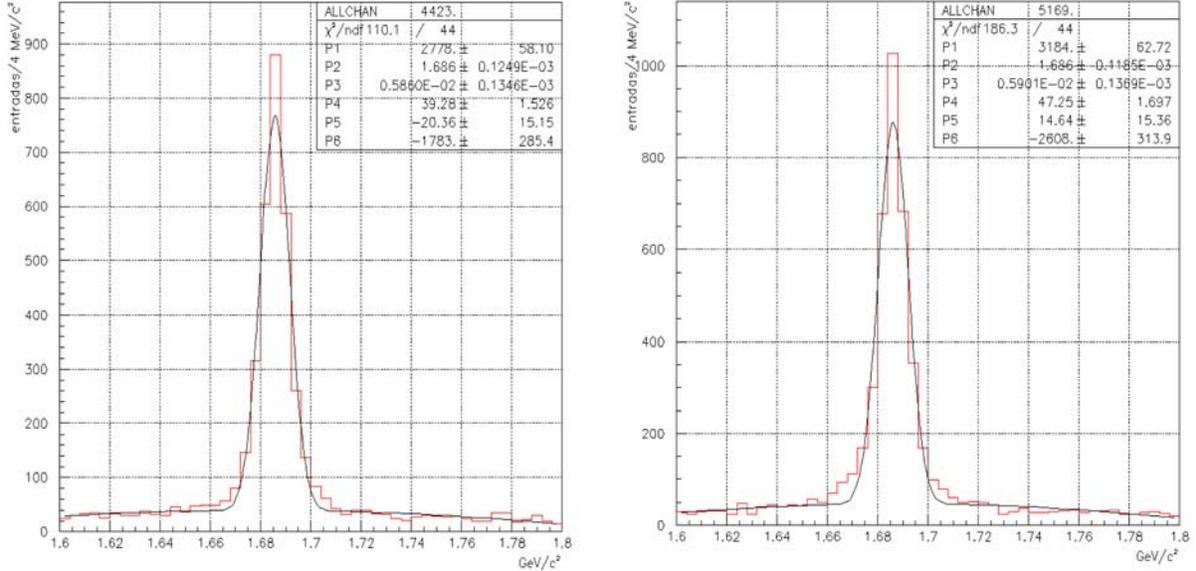


Figura 6.1: Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1690)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm \pi^\mp$  con  $\Gamma = 0$ , donde, P1 Indica el Número de Eventos, P2 el Valor Medio del Ajuste, P3 la Resolución Experimental y P4, P5 y P6 los Parámetros de Ajuste al Ruido con un Polinomio de Segundo Grado.

Para este par de casos el valor de la resolución experimental que obtuvimos es de  $(5.86 \pm 0.14) MeV/c^2$  para la partícula y  $(5.90 \pm 0.14) MeV/c^2$  para la antipartícula. Como podemos observar el comportamiento es muy similar al obtenido en la resonancia  $\Xi^0(1530)$ , pues los valores de  $\sigma$  del ajuste Gaussiano son muy similares para partícula y antipartícula. Ver Figura 6.1.

### 6.3. Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$

Para el caso de la resonancia  $\Xi^0(1820)$ , podíamos realizar dos simulaciones diferentes pues la energía libre  $Q$  del decaimiento es suficiente para añadir un par de piones más (es decir es energéticamente posible), sin embargo, en esta primera parte solo se presenta la simulación del decaimiento con un pión.

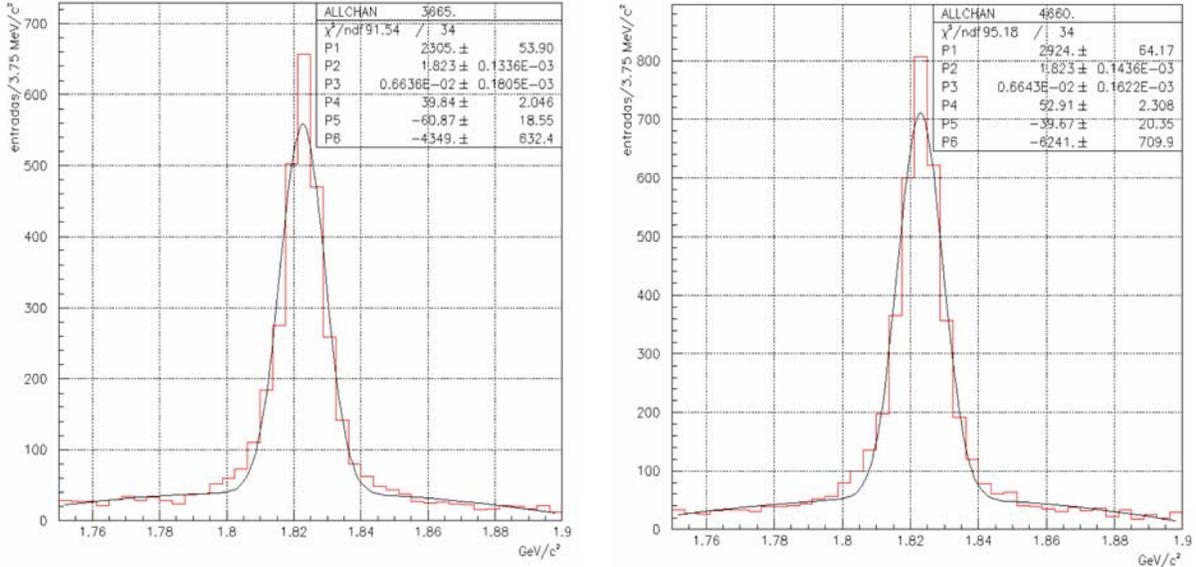


Figura 6.2: Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1820)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm \pi^\mp$  con  $\Gamma = 0$ , donde, P1 Indica el Número de Eventos, P2 el Valor Medio del Ajuste, P3 la Resolución Experimental y P4, P5 y P6 los Parámetros de Ajuste al Ruido con un Polinomio de Segundo Grado.

Como podemos observar los valores del ajuste Gaussiano para el parámetro  $\sigma$  son  $(6.64 \pm 0.18) \text{ MeV}/c^2$  y  $(6.64 \pm 0.16) \text{ MeV}/c^2$ , respectivamente para partícula y antipartícula. Al igual que en los casos anteriores los valores son muy similares, tal y como se observa en la Figura 6.2.

### 6.4. Simulación de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$

Como se dijo en la Sección 6.3 la energía libre  $Q$  del decaimiento de la resonancia  $\Xi^0(1820)$  es suficiente como para agregar dos piones más al decaimiento por lo cual este decaimiento es energéticamente posible. Esto nos lleva, a que en esta sección se presenten los resultados obtenidos de la simulación realizada a este otro modo de decaimiento posible.

Es evidente que los valores del parámetro  $\sigma$  del ajuste Gaussiano son muy similares, tanto en éste, como en todos los demás casos. Para este modo de decaimiento los resultados son (según la

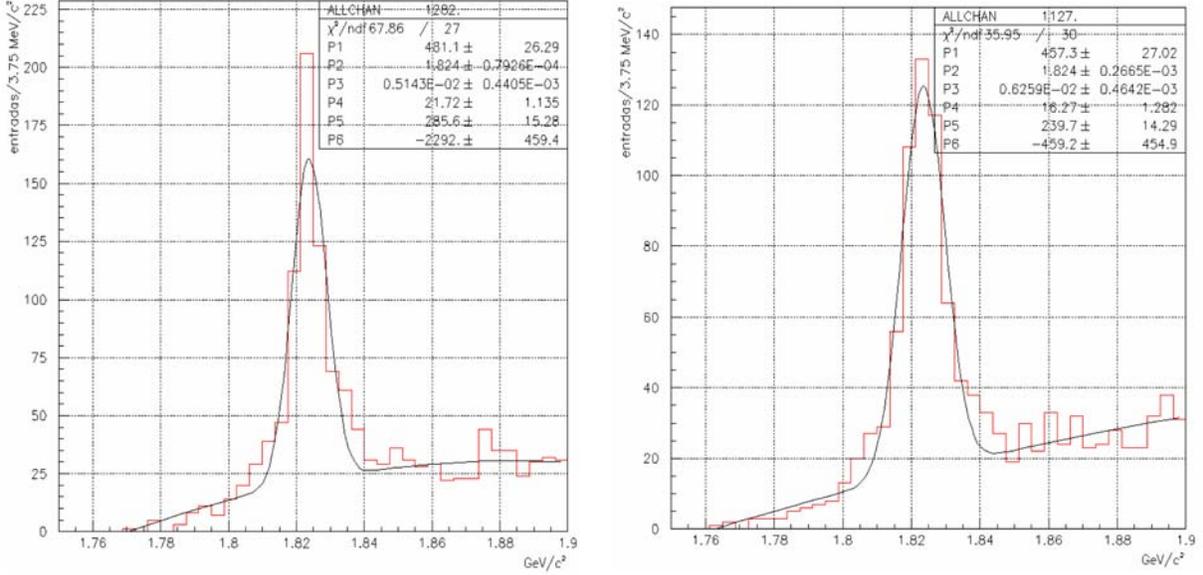


Figura 6.3: Distribución de Masa Invariante Obtenida de la Simulación para la Resonancia  $\Xi^0(1820)$  y su Antipartícula (izq.-der.) en el Canal  $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$  con  $\Gamma = 0$ , donde, P1 Indica el Número de Eventos, P2 el Valor Medio del Ajuste, P3 la Resolución Experimental y P4, P5 y P6 los Parámetros de Ajuste al Ruido con un Polinomio de Segundo Grado.

Figura 6.3)  $(5.14 \pm 0.44) \text{ MeV}/c^2$  y  $(6.26 \pm 0.46) \text{ MeV}/c^2$  para el caso de partícula y antipartícula respectivamente.

De manera global se presentan en la siguiente tabla (Tabla 6.3) los valores obtenidos de la resolución experimental para todas la resonancias estudiadas.

Resonancia	Canal de decaimiento	$\sigma(\text{MeV}/c^2)$	$\Gamma_{(PDG)}(\text{MeV}/c^2)$
$\Xi^0(1530)$	$\Xi^- \pi^+$	$4.10 \pm 0.10$	$9.1 \pm 0.5$
$\bar{\Xi}^0(1530)$	$\bar{\Xi}^- \pi^-$	$6.30 \pm 0.10$	$9.1 \pm 0.5$
$\Xi^0(1690)$	$\Xi^- \pi^+$	$5.86 \pm 0.14$	$< 30$
$\bar{\Xi}^0(1690)$	$\bar{\Xi}^- \pi^-$	$5.90 \pm 0.14$	$< 30$
$\Xi^0(1820)$	$\Xi^- \pi^+$	$6.64 \pm 0.18$	$24 \pm 6$
$\bar{\Xi}^0(1820)$	$\bar{\Xi}^- \pi^-$	$6.64 \pm 0.16$	$24 \pm 6$
$\Xi^0(1820)$	$\Xi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$5.14 \pm 0.44$	$24 \pm 6$
$\bar{\Xi}^0(1820)$	$\bar{\Xi}^- \pi^- \pi^+ \pi^-$	$6.26 \pm 0.46$	$24 \pm 6$
$\Xi^0(1950)$	$\Xi^- \pi^+$	—	$60 \pm 20$
$\bar{\Xi}^0(1950)$	$\bar{\Xi}^- \pi^-$	—	$60 \pm 20$

Tabla 6.3: Resolución Experimental Obtenida para las Resonancias Estudiadas.

Tal y como se puede observar en la Tabla 6.3 los valores de la resolución experimental son muy similares para partícula y antipartícula, además del hecho de que todas tienen un valor muy cercano entre ellas, de tal manera que podemos decir que la resolución experimental es del orden de unos  $(5 - 6)MeV/c^2$  para todas las resonancias buscadas. Además de esto, también podemos observar que los valores de la resolución experimental ( $\sigma$ ) son menores que los valores de los anchos naturales ( $\Gamma$ ) publicados en PDG [17]. Esto justifica el hecho de realizar el ajuste de la convolución de la función Breit-Wigner y la función Gaussiana a las distribuciones de masa invariante de las resonancias en el análisis de los datos.

## Capítulo 7

# Estudio en Datos de las Resonancias Bariónicas en los Canales $\Xi^\pm \pi^\mp$ , $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$ , $\Xi^0(1530) \pi^\pm \pi^\mp$ y $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$

### 7.1. Motivación

De todos los estados excitados ( $\Xi^*$ ) de la cascada, solo la resonancia  $\Xi^0(1530)$  esta caracterizada por 4 estrellas en la tabla de posiciones del PDG, mientras que los otros 3 estados, el  $\Xi^0(1690)$ ,  $\Xi^0(1820)$  y  $\Xi^0(1950)$  solo tienen tres estrellas (el número de estrellas nos indica la cantidad de información que se sabe acerca de la resonancia en cuestión, entre más estrellas tiene más se sabe de ella.) [17]. Es por esto que estas resonancias se estudiaron por separado con respecto a la resonancia  $\Xi^0(1530)$ . A continuación se presenta una recopilación de la información que se tiene de estas resonancias (ver Tabla 7.1).

### 7.2. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1690) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$

Sabemos del PDG, que la resonancia  $\Xi^0(1690)$  tiene  $I(J^P) = 1/2(??)$  con un ancho natural de  $\Gamma < 30 MeV/c^2$  y una masa de  $M(PDG) = (1690 \pm 10) MeV/c^2$  [17].

El análisis a los datos nos arroja los siguiente resultados (ver Figura 7.1).

Resonancia	Masa ( $\text{MeV}/c^2$ )	$\Gamma(\text{MeV}/c^2)$	Razón de Decaimiento	
			Modo	Fracción
$\Xi^0(1690)$	$1690 \pm 10$	$< 30$	$\Lambda\bar{K}$	Observado
			$\Sigma\bar{K}$	Observado
			$\Xi\pi$	Observado
$\Xi^0(1820)$	$1823 \pm 5$	$24 \pm 6$	$\Lambda\bar{K}$	Grande
			$\Sigma\bar{K}$	Pequeña
			$\Xi\pi$	Pequeña
			$\Xi(1530)\pi$	Pequeña
			$\Xi\pi\pi\pi$	-
$\Xi^0(1950)$	$1950 \pm 15$	$60 \pm 20$	$\Lambda\bar{K}$	Observado
			$\Sigma\bar{K}$	Posiblemente Observado
			$\Xi\pi$	Observado
			$\Xi(1530)\pi$	-
			$\Xi\pi\pi\pi$	-

Tabla 7.1: Razones de Decaimiento para las Resonancias a Estudiar en sus Diferentes Canales [17].

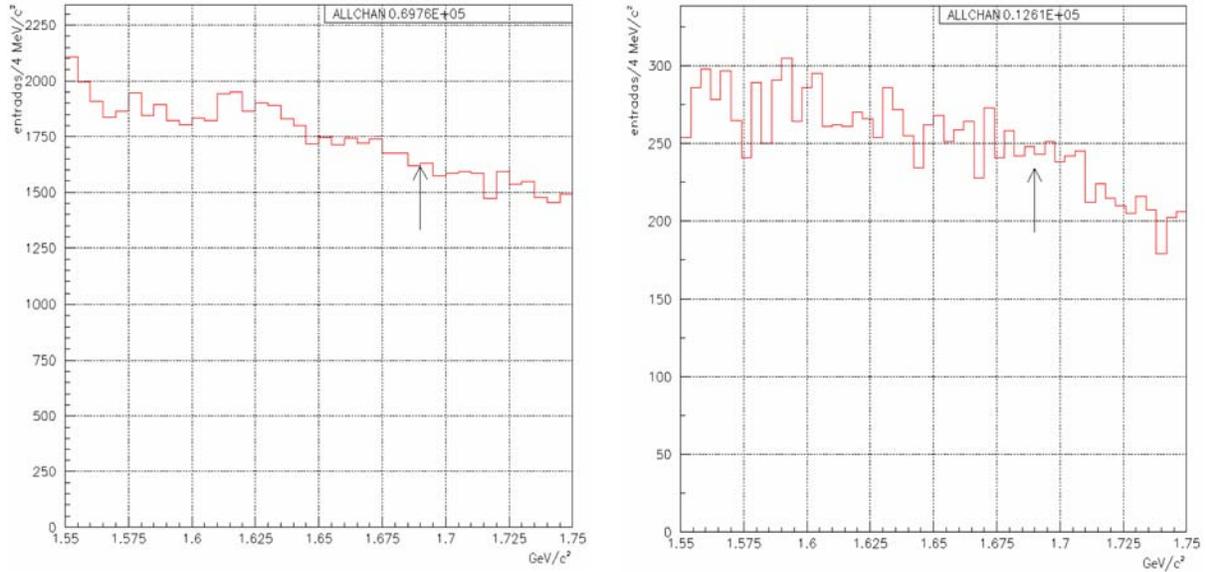


Figura 7.1: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^\mp\pi^\pm$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1690 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

Es muy poca la información que se posee de esta resonancia, ya que, en el modo de decaimiento  $\Xi\pi$ , éste, apenas si se considera como observado.

### 7.3. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp$

De acuerdo con el PDG el estado excitado  $\Xi^0(1820)$  tiene  $I(J^p) = 1/2(3/2^-)$  y un ancho natural de  $\Gamma = (24 \pm 6) MeV/c^2$  con una masa de  $M(PDG) = (1820 \pm 5) MeV/c^2$  como valores estimados [17].

La razón de decaimiento de este modo de decaimiento ( $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi\pi$ ) es pequeña [17]. Las distribuciones de masa invariante para éste canal de decaimiento se pueden observar en la Figura 7.2.

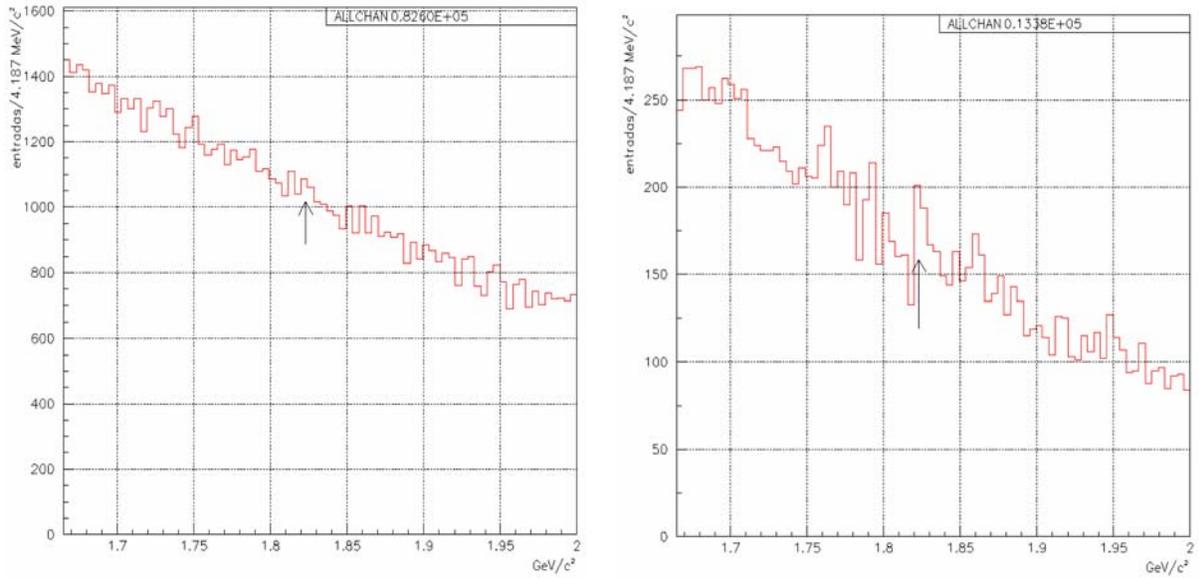


Figura 7.2: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^\mp \pi^\pm$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1820 MeV/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

### 7.4. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$

Así mismo, para esta resonancia también fueron estudiados otros canales de decaimiento, ya que la energía libre del mismo era suficientemente grande como para poder decaer en otros modos con mayor número de cuerpos.

De esta manera se estudio el canal  $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$ , para el cual el PDG no reporta su razón de decaimiento. La distribuciones de masa invariante para este decaimiento de muestran en la Figura 7.3.

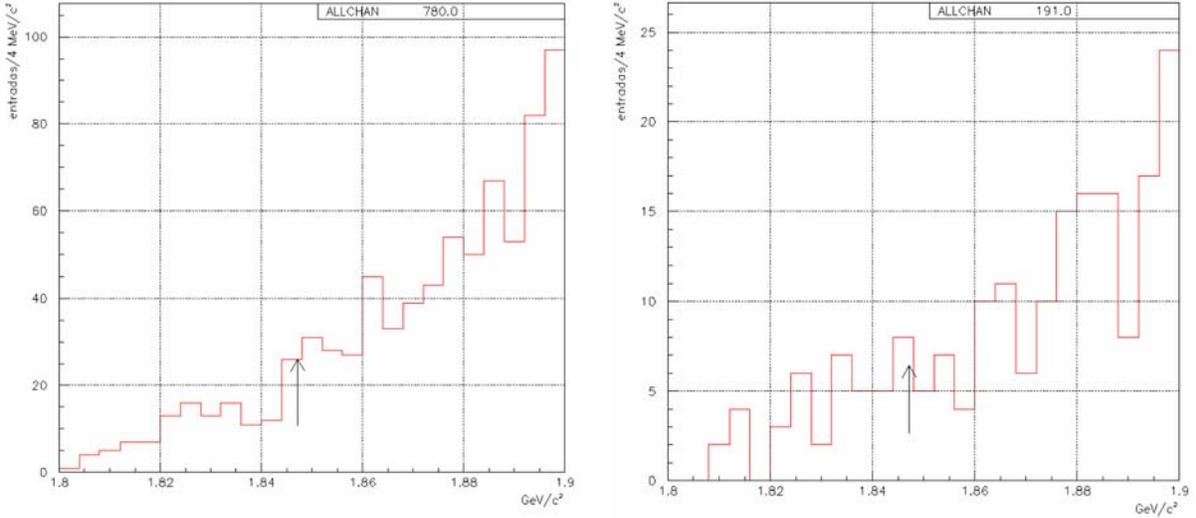


Figura 7.3: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^\mp\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1820 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

## 7.5. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi^0(1530)\pi^\pm\pi^\mp$

Otro de los canales de decaimiento a estudiar fue  $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi(1530)\pi^\pm\pi^\mp$ , ya que era muy probable que muchos de los estados excitados del cascada decayeran primero a otro estado excitado de menor energía, eligiendo este estado como el  $\Xi^0(1530)$ , ya que en los estudios realizados anteriormente pudimos observar que aquel en el cual poseemos una mayor cantidad de candidatos es precisamente el  $\Xi^0(1530)$ .

La razón de decaimiento para este canal ( $\Xi^0(1820) \rightarrow \Xi(1530)\pi^\pm\pi^\mp$ ) es pequeña [17]. Las distribuciones de masa invariante obtenidas de este estudio se pueden observar en la Figura 7.4.

Como se puede observar en la Figura 7.4, las gráficas superiores indican los candidatos a  $\Xi^0(1530)$  que provienen del decaimiento del  $\Xi^0(1820)$ , para ambos casos, partícula y antipartícula (izq.-der.).

## 7.6. Estudio de la Resonancia $\Xi^\pm(1820) \rightarrow \Xi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$

Además de los estados neutrales del  $\Xi^0(1820)$ , también se estudio el estado cargado  $\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$  del cual no hay razón de decaimiento publicada en el PDG [17], los resultados obtenidos del análisis de los datos nos muestran las distribuciones de masa invariante de la Figura 7.5.

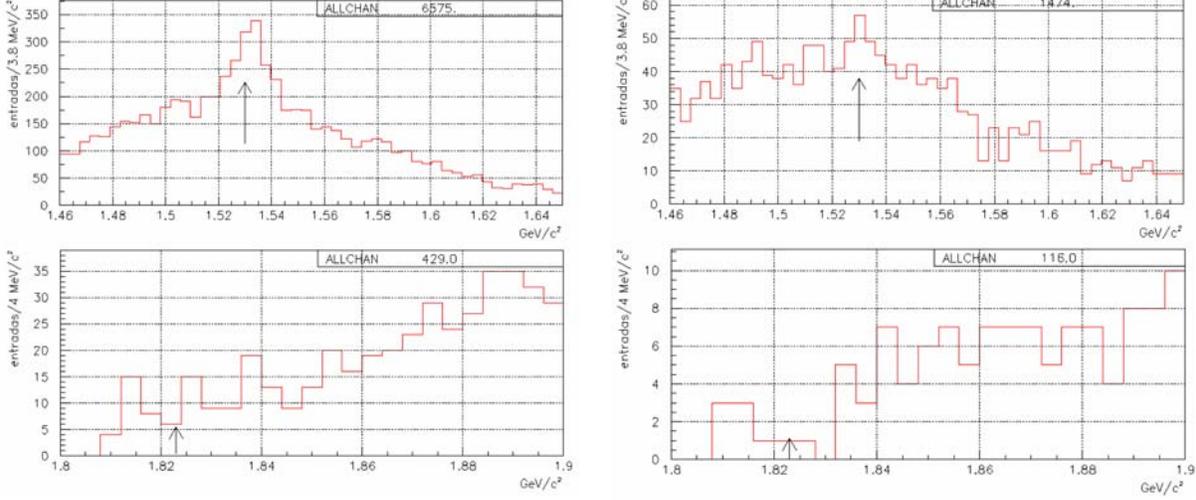


Figura 7.4: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi(1530)\pi^+\pi^\pm$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1820 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada. Las Gráficas Superiores Indican las Distribuciones de Masa Invariante de los  $\Xi^0(1530)$  que Proviene del Decaimiento Buscado.

## 7.7. Estudio de la Resonancia $\Xi^\pm(1820) \rightarrow \Xi^0(1530)\pi^\pm$

De igual manera, también en este estado es posible que los candidatos a  $\Xi^-(1820)$  decaeran primero a otro estado excitado del cascada, solo que de menor energía que el  $\Xi^\pm(1820)$ , nuevamente elegimos este estado como el  $\Xi^0(1530)$ , ver Figura 7.6.

La razón de decaimiento para esta resonancia (en este canal) es igual que la de su homóloga neutral, es decir, es pequeña [17].

## 7.8. Estudio de la Resonancia $\Xi^0(1950) \rightarrow \Xi^\pm\pi^\mp$

Análogamente, para la resonancia  $\Xi^0(1950)$  podemos extraer del PDG los siguientes datos :  $I(J^p) = 1/2(?^?)$ , tiene un ancho natural de  $\Gamma = (60 \pm 20) \text{ MeV}/c^2$  y una masa de  $M(PDG) = (1950 \pm 15) \text{ MeV}/c^2$  [17].

Este estado excitado del cascada posee una razón de decaimiento tal que, apenas se cree haber observado este estado decayendo en el canal  $\Xi\pi$  [17]. Las distribuciones de masa invariante para este canal se encuentran en la Figura 7.7.

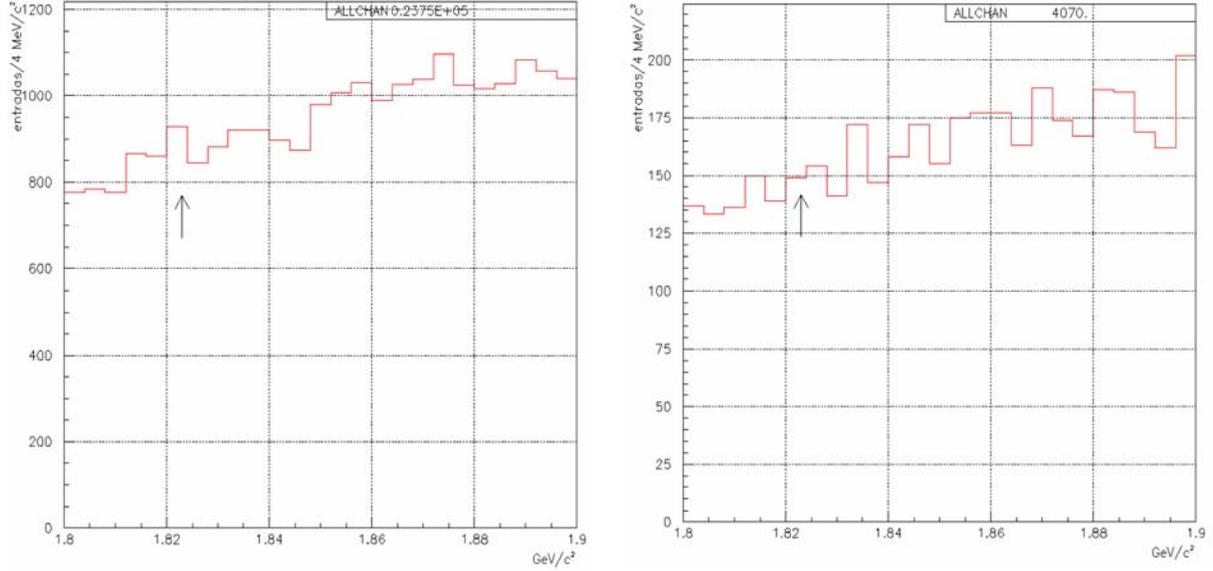


Figura 7.5: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1820 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

## 7.9. Conclusiones

Como se ha podido observar en el desarrollo de los últimos dos capítulos, en el análisis de los datos del archivo *Kinks-Iowa*, solo se logró encontrar una señal evidente de un pico en la distribución de masa invariante de  $\Xi^\mp \pi^\pm$  alrededor de la masa de  $1530 \text{ MeV}/c^2$  el cual se interpreta como la resonancia  $\Xi^0(1530)$ .

El hecho de no haber encontrado ninguna otra de las resonancias buscadas no nos toma por sorpresa, pues las razones de decaimiento son, en los casos más generosos, grandes sin reportar ningún valor exacto de éstas. Por otra parte la razón de decaimiento de la resonancia  $\Xi^0(1530)$  es del cien por ciento (100 %) en el canal  $\Xi^\mp \pi^\pm$ . La Tabla 7.2 muestra la información obtenida del unico pico en las distribuciones de masa invariante estudiadas.

Resonancia	Canal	Masa ( $\text{MeV}/c^2$ )	Ancho ( $\text{MeV}/c^2$ )
$\Xi^0(1530)$	$\Xi^- \pi^+$	$1533.0 \pm 0.27$	$9.26 \pm 0.92$

Tabla 7.2: Valores Hallados para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  Encontrada en el Análisis de los Datos.

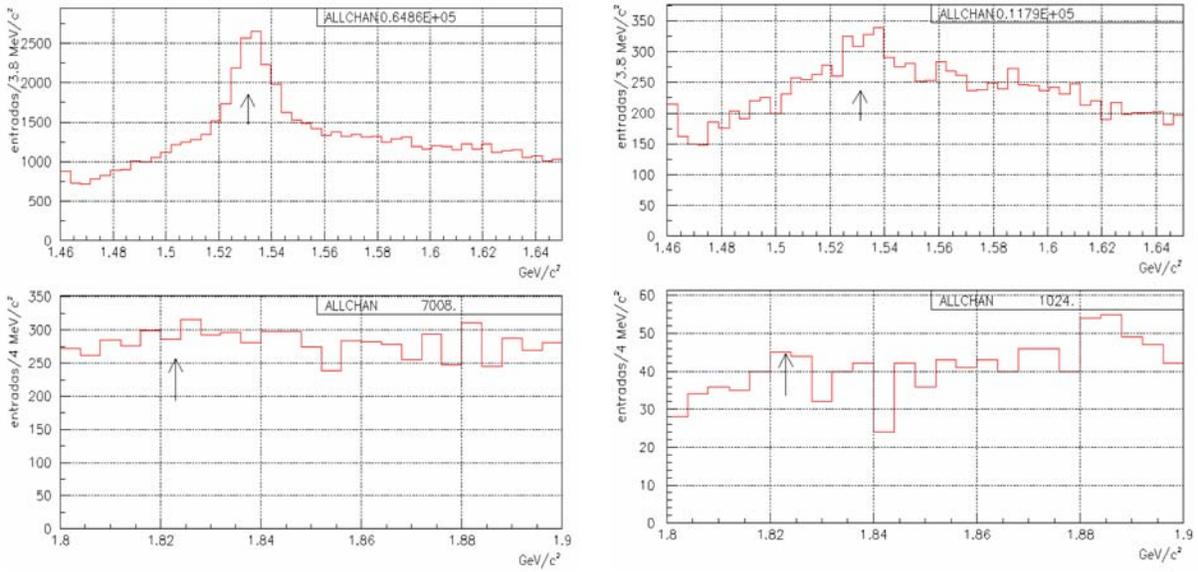


Figura 7.6: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^0(1530)\pi^\mp$  (izq.-der.) Alrededor de la Masa  $1820 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada. Las Gráficas Superiores Indican las Distribuciones de Masa Invariante de los  $\Xi^0(1530)$  que Proviene del Decaimiento Buscado.

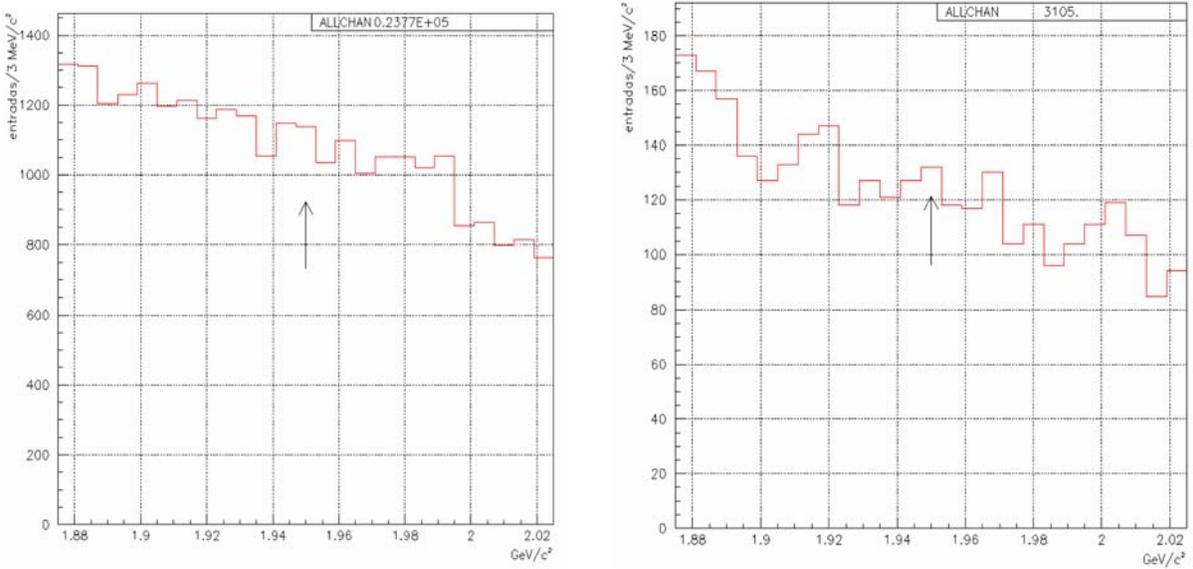


Figura 7.7: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^\mp\pi^\pm$  Alrededor de la masa  $1950 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

# Capítulo 8

## Estado Exótico

$$\Xi^{--}(1860) \longrightarrow \Xi^- \pi^-$$

### 8.1. Antecedentes Históricos de los Pentaquarks

En el mundo de la espectroscopía hadrónica, el descubrimiento de una nueva clase de hadrones (aquellos que no se pueden describir en términos de las clasificaciones estándares: bariones de tres quarks o mesones quark-antiquark) sería un hecho extraordinario. De hecho, existen diez experimentos que dicen haber encontrado evidencia positiva de un nuevo hadrón llamado  $\Theta^+(1540)$  (ver tabla 8.1), el cual está formado por dos quarks del tipo  $u$ , dos del tipo  $d$  y un antiquark del tipo  $s$ . Por otra parte también hay una gran cantidad de experimentos que no han observado este estado (ver tabla 8.1) [15].

Existen también búsquedas de otros pentaquarks, con composiciones diferentes. Se ha encontrado evidencia del pentaquark  $\Xi^{--}(|ddss\bar{u}\rangle)$  en tan solo un experimento [5] y no se ha podido confirmar en ningún otro [9, 18, 6].

Las predicciones de la existencia de resonancias bariónicas exóticas, han activado una intensa búsqueda por los miembros de espín 1/2 del antidecuplete de sabor ( $\overline{\mathbf{10}}_f$ ). En este antidecuplete los tres vértices se manifiestan como exóticos [1], tal y como se aprecia en la Fig. 8.1.

Este antidecuplete de sabor esta constituido por el  $\Theta^+$  con  $Y = 2$  e  $I_3 = 0$ , considerado éste, el isosingulete de sabor. Por otra parte, el antidecuplete posee también un isodoublete con  $Y = 1$  ( $N^+, N^0$ ), un isotriplete con  $Y = 0$  ( $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ ) y por último un isoespincuadruplete con  $Y = -1$  ( $\Xi_{3/2}^+, \Xi_{3/2}^0, \Xi_{3/2}^-, \Xi_{3/2}^{--}$ ) [23].

Evidencia experimental de un segundo miembro del antidecuplete viene de la observación reportada en el CERN SPS [5]. Se ha propuesto como el candidato al (ya predicho) barión exótico  $\Xi_{3/2}^-$  con  $S = -2$  y  $I = 3/2$ , al pico hallado en una masa de alrededor de  $1862 \text{ MeV}/c^2$  en el espectro de la masa invariante de  $\Xi^- \pi^-$  cuya configuración es  $ddss\bar{u}$ . En la Figura 8.2 se puede observar la señal encontrada por este grupo.

Grupo	Reacción	Masa( $MeV/c^2$ )	Anchura( $MeV/c^2$ )	$B_\sigma$
LEPS	$\gamma C \rightarrow K^+ K^- X$	$1540 \pm 10$	$< 25$	4.6
DIANA	$K^+ X e \rightarrow K^0 p X$	$1539 \pm 2$	$< 9$	4.4
CLAS	$\gamma d \rightarrow K^+ K^- p(n)$	$1542 \pm 5$	$< 21$	$5.2 \pm 0.6$
SAPHIR	$\gamma d \rightarrow K^+ K^0(n)$	$1540 \pm 6$	$< 25$	4.8
ITEP	$\nu A \rightarrow K^0 p X$	$1533 \pm 5$	$< 20$	6.7
CLAS	$\gamma p \rightarrow \pi^+ K^+ K^-(n)$	$1555 \pm 10$	$< 26$	7.8
HERMES	$e^+ d \rightarrow K^0 p X$	$1526 \pm 3$	$13 \pm 9$	$\sim 5$
ZEUS	$e^+ p \rightarrow e^+ K^0 p X$	$1522 \pm 3$	$8 \pm 4$	$\sim 5$
COSY-TOF	$pp \rightarrow K^0 p \Sigma^+$	$1530 \pm 5$	$< 18$	4 – 6
SVD	$pA \rightarrow K^0 p X$	$1526 \pm 5$	$< 24$	5.6

Tabla 8.1: Experimentos Publicados con Evidencia Positiva del Barión  $\Theta^+(1540)$  [15].

Grupo	Reacción	Límite	¿Sensitividad?
BES	$e^+ e^- \rightarrow J/\Psi \rightarrow \bar{\Theta} \Theta$	$< 1.1 \times 10^{-5} B.R.$	No
BaBar	$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow p K^0 X$	$< 1.0 \times 10^{-4} B.R.$	Tal vez
Belle	$e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \rightarrow p \bar{p} K^0 X$	$< 2.3 \times 10^{-7} B.R.$	No
LEP	$e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow p K^0 X$	$< 6.2 \times 10^{-4} B.R.$	No?
HERA-B	$pA \rightarrow K^0 p X$	$< 0.02 \times \Lambda^*$	No?
SPHINX	$pC \rightarrow K^0 \Theta^+ X$	$< 0.1 \times \Lambda^*$	Tal vez
HyperCP	$pCu \rightarrow K^0 p X$	$< 0.3 \% K^0 p$	No
CDF	$p \bar{p} \rightarrow K^0 p X$	$< 0.03 \times \Lambda^*$	No?
FOCUS	$\gamma BeO \rightarrow K^0 p X$	$< 0.02 \times \Sigma^*$	Tal vez
Belle	$\pi + Si \rightarrow K^0 p X$	$< 0.02 \times \Lambda^*$	Si?
PHENIX	$Au + Au \rightarrow K^- \bar{n} X$	No esta dado	Desconocido

Tabla 8.2: Experimentos Publicados Sin Observación del Barión  $\Theta^+(1540)$  [15].

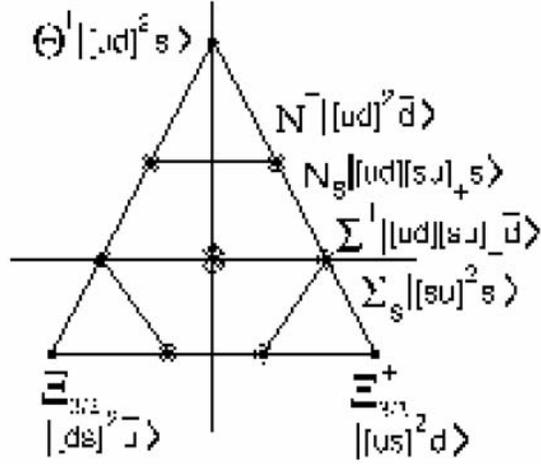


Figura 8.1: Contenido de Quarks de los Miembros Representativos del Antidecuplete de Sabor [23].

## 8.2. Estudios Realizados para la Reconstrucción de Resonancias Bariónicas

Hay que recordar que una resonancia es una partícula por sí misma, solo que tiene un tiempo de vida muy pequeño, generalmente se conocen como estados excitados de algunas partículas, y para el caso de la reconstrucción de estados exóticos son muy importantes pues algunas poseen el mismo canal de decaimiento que el estado exótico al cual se refiere esta tesis. Por lo tanto, la reconstrucción de resonancias bariónicas asegura el hecho de que los programas utilizados para la búsqueda de pentaquarks funcionan correctamente.

Los cortes utilizados en la reconstrucción de las resonancias se encuentran descritos en la Sección 4.2. El estudio de estos cortes se realizó, como es costumbre a través de datos simulados de MonteCarlo. Las siguientes distribuciones muestran el comportamiento de estas variables cuando se simula 1 millón de datos. Los parámetros utilizados para esta simulación fueron: ancho natural de cero ( $\Gamma = 0$ ), se utilizó un haz de  $\Sigma^-$  con un momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una función que modela el comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$  donde  $p_t$  es el momento transversal del haz (ver Figuras. 8.3, 8.4, 8.5, 8.6 y 8.7).

Los cortes en momento utilizados en este estudio están correlacionados entre sí, ya que la intención es quitar todos los candidatos a cascadas ( $\Xi^-$ ) que tienen mucho momento y que muy probablemente decaigan fuera de nuestra región de mejor resolución para la reconstrucción de hiperones (aquella que se encuentra dentro de los magnetos M1 y M2), esta región se encuentra

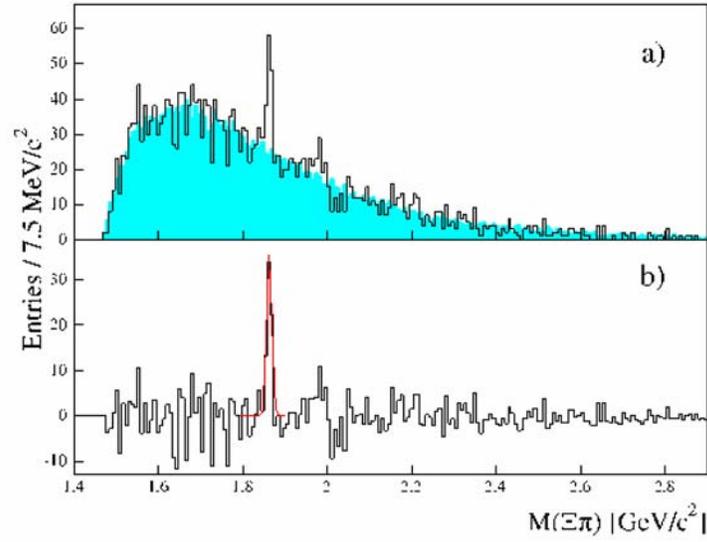


Figura 8.2: Señal Encontrada por el Grupo  $NA49$  en la Masa Invariante del  $\Xi_{3/2}^-$  [5].

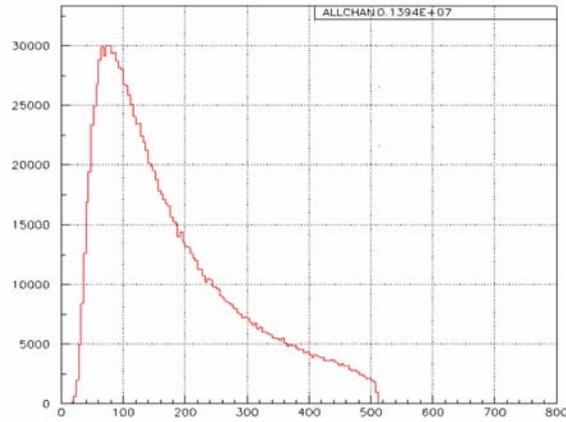


Figura 8.3: Distribución del Momento del Hiperón para 1 Millón de Eventos Simulados con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

justo dentro del espectrómetro M1. Realizando estos cortes podemos asegurar quedarnos solo con los candidatos a cascadas que decaen dentro de M1.

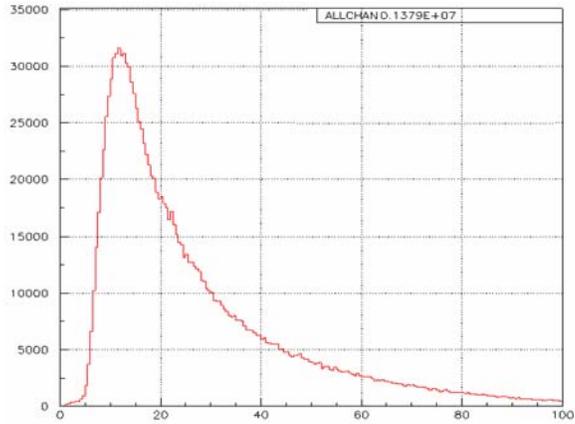


Figura 8.4: Distribución del Momento del Hijo Cargado del Hiperón para 1 Millón de Eventos Simulados con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

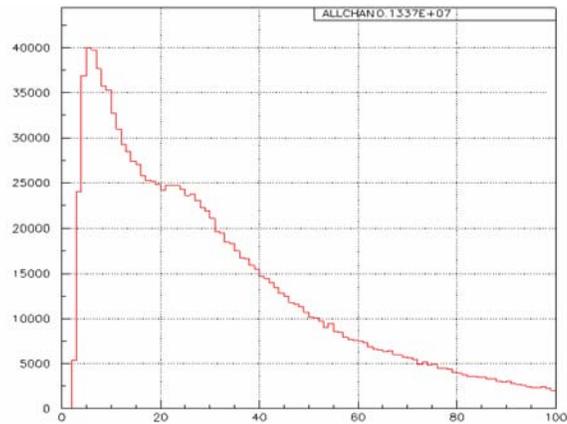


Figura 8.5: Distribución del Momento del Pión del Vértice de la Resonancia para 1 Millón de Eventos Simulados con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

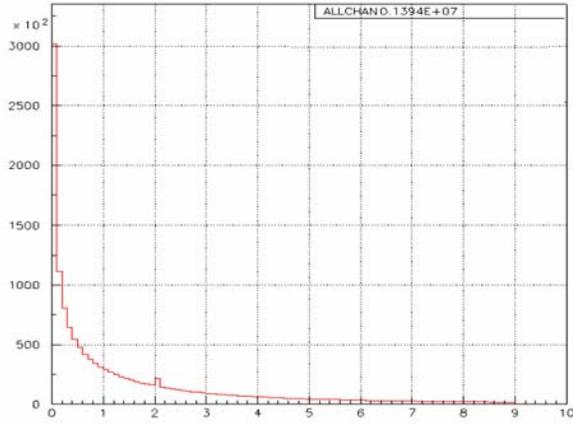


Figura 8.6: Distribución de  $\chi^2$  para 1 Millón de Eventos Simulados con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

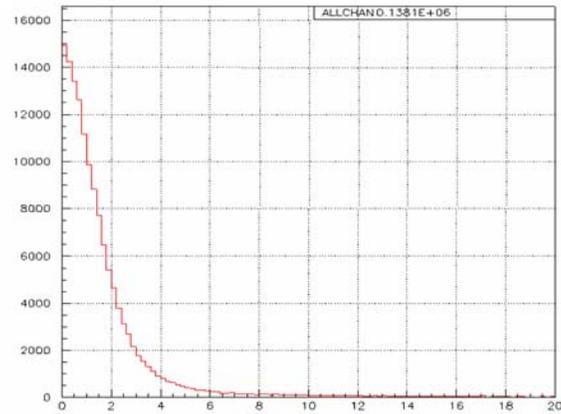


Figura 8.7: Distribución de  $l/\sigma$  para 1 Millón de Eventos Simulados con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

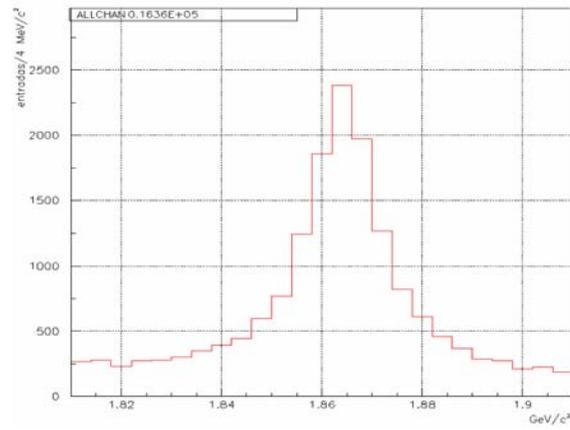


Figura 8.8: Distribución de Masa Invariante para 1 Millón de Eventos Simulados en el Canal  $\Xi^- \pi^-$  con  $\Gamma = 0$ , Producidos por un Haz de  $\Sigma^-$  con Momento de  $600 \text{ GeV}/c$  y una Función que Modela el Comportamiento de  $p_t$  dada por  $\exp^{-(1/2)p_t^2}$ .

### 8.3. Estudio Realizado al Estado exótico $\Xi^{--}(1860) \rightarrow \Xi^- \pi^-$

Al igual que con las resonancias bariónicas, se realizó un estudio para el estado exótico  $\Xi^{--}(1860)$ . De acuerdo con el único experimento que dice haber encontrado evidencia de la existencia de este estado exótico (ver Figura 1.1) [5], el valor medio de la masa del ajuste gaussiano que realizaron al pico en la distribución de masa invariante de  $\Xi^- \pi^-$  es  $(1.862 \pm 0.002) \text{ GeV}/c^2$  y un ancho natural de  $0.018 \text{ GeV}/c^2$  con un error de  $0.003 \text{ GeV}/c^2$  puramente estadístico, pues el error sistemático de la escala absoluta de masa determinado del ajuste al  $\Xi^0(1530)$  es menor que  $0.001 \text{ GeV}/c^2$  [5]. Este ancho natural es menor que su resolución experimental [5]. Esta información se menciona en este momento pues es de vital importancia para los ajustes que vamos a realizar a las distribuciones de masa invariante de nuestros datos.

Los resultados que se obtienen para la distribución de masa invariante de  $\Xi^- \pi^-$  se muestra en la Figura 8.9.

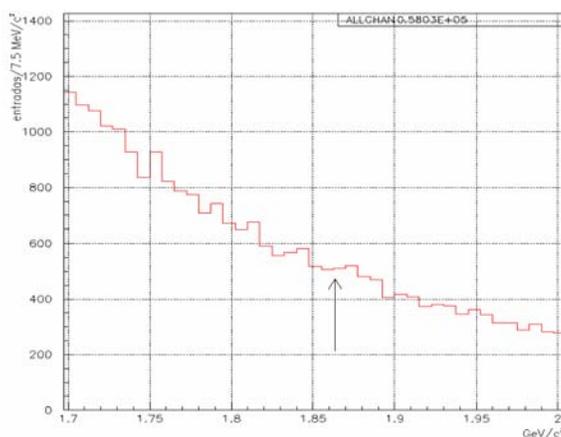


Figura 8.9: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^- \pi^-$ . Alrededor de  $1860 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

Como se puede observar no existe un pico evidente dentro de esta distribución de masa invariante. Para poder reportar un límite de producción con respecto a algún otro estado bien definido (como el  $\Xi^0(1530)$ ), es necesario realizar algún tipo de ajuste a la distribución de masa invariante. El primero de estos ajustes es la suma de una función gaussiana y un polinomio de segundo grado que representa la forma de nuestro ruido (ver Fig. 8.10). El segundo de éstos es la convolución de una función Breit-Wigner y una función gaussiana (ver Ecuación 5.2) aunado a un polinomio que describe la forma del ruido (ver Fig. 8.11).

Podemos concluir que como límite de producción del estado exótico  $\Xi^{--}(1860)$  con respecto al estado excitado del cascada el  $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^- \pi^+$  con un ajuste Gaussiano es menor al 2.6 %, mientras que con el ajuste de la función Breit-Wigner es menor al 1.5 %. Estos resultados son

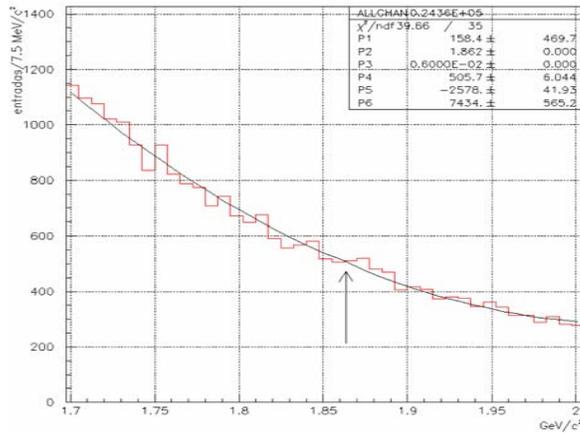


Figura 8.10: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^- \pi^-$ . Alrededor de  $1860 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. El Ajuste es la Suma de una Función Gaussiana y un Polinomio de Segundo Grado que Describe la Forma de Nuestro Ruido. En el Ajuste se Encuentran Fijos Nuestra Resolución Experimental (P3) y la Masa Reportada por la Colaboración NA49 (P2) [5].

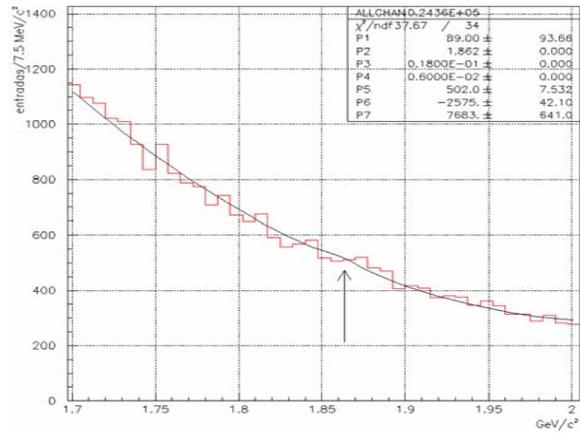


Figura 8.11: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^- \pi^-$  Alrededor de  $1860 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. El Ajuste es la Convolución de una Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana Aunado a un Polinomio de Segundo Grado que Describe la Forma de Nuestro Ruido. En el Ajuste se Encuentran Fijos Nuestra Resolución Experimental (P4), al Ancho Natural Reportado por NA49 (P3) [5] y la Masa Reportada por la Colaboración NA49 (P2) [5].

consistentes con un nivel de confiabilidad del 90 %.

# Capítulo 9

## Conclusiones

Durante el desarrollo de este trabajo de tesis pudimos observar los antecedentes históricos de los pentaquarks, los avances que los experimentos de altas energías han proporcionado a la comunidad científica y los modelos teóricos que predicen su existencia. Como pudimos observar muchos son los grupos experimentales que han buscado evidencia de la existencia de los pentaquarks (E690, LEPS, DIANA, CLAS, SAPHIR, ITEP, HERMES, ZEUS, COSY-TOF, SVD, BES, BaBar, Belle, LEP, HERA-B, SPHINX, HyperCP, CDF, FOCUS y PHENIX), algunos de estos experimentos reportan haber encontrado exitosamente evidencia de la existencia de los pentaquarks, mientras que otros, por el contrario, no reportan evidencia alguna (ver tablas 8.1 y 8.1).

De igual manera pudimos observar que solo un experimento ha podido proporcionar evidencia explícita de la existencia del pentaquark  $\Xi^{--}(1860)$  (ver figura 1.1), lo cual hace difícil la credibilidad de la existencia de tales estados. A pesar de encontrarnos en esta situación se decide realizar un análisis en datos tomados del experimento SELEX el cual se explicó ampliamente en el Capítulo 3.

Como la partícula que buscamos tiene como único canal de decaimiento reportado el  $\Xi^{--}(1860) \rightarrow \Xi^- \pi^-$ , entonces nuestro primer paso fue el estudio del  $\Xi^-$ , el cual se hizo explícito en el Capítulo 4. Posteriormente y con la intención de averiguar si nuestros programas de análisis fueron correctamente escritos, se analizaron algunas de las resonancias barionicas del  $\Xi$ . Solo se analizaron aquellos canales que poseían la misma topología de decaimiento que el  $\Xi^{--}(1860) \rightarrow \Xi^- \pi^-$ .

Las resonancias que se analizaron a lo largo del desarrollo de los Capítulos 6 y 7 fueron  $\Xi^\pm \pi^\mp$ ,  $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$ ,  $\Xi^0(1530) \pi^\pm \pi^\mp$  y  $\Xi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ .

Del estudio de estas resonancias se encontró que pudimos reproducir la información reportada en el PDG para la resonancia barionica  $\Xi^0(1530)$ , la cual se observa a continuación (ver figura 9.1 y tabla 9.1).

Con estos resultados podíamos pasar a la siguiente parte del análisis que era la búsqueda misma del estado exótico  $\Xi^{--}(1860)$  en los datos de SELEX (ver Capítulo 8).

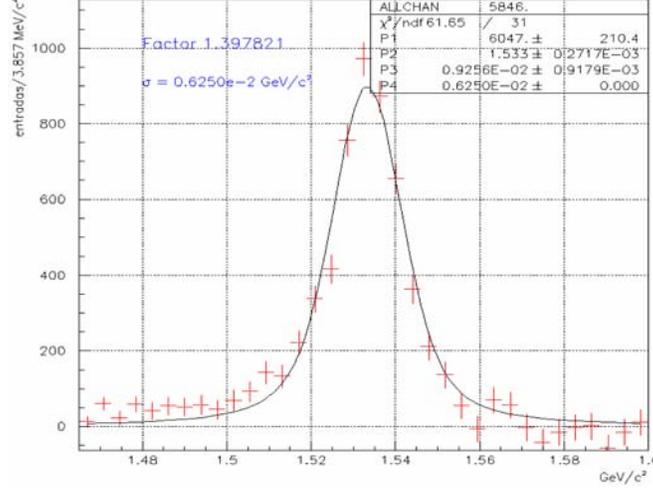


Figura 9.1: Distribución de Masa Invariante de la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  con Ruido Constante en Cero, donde, P1 Representa el Número de Eventos de Nuestra Señal, P2 el Valor Medio del Ajuste Realizado, P3 el Ancho Natural de la Resonancia y P4 la Resolución Experimental ( $\sigma \sim 6 \text{ MeV}/c^2$ ). El Ajuste Realizado a Esta Distribución es una Convulación de la Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana.

Resonancia	Canal	Masa ( $\text{MeV}/c^2$ )	Ancho ( $\text{MeV}/c^2$ )
$\Xi^0(1530)$	$\Xi^-\pi^+$	$1533.0 \pm 0.27$	$9.26 \pm 0.92$

Tabla 9.1: Valores Hallados para la Resonancia  $\Xi^0(1530)$  Encontrada en el Análisis de los Datos.

Tal y como se observo en este Capítulo 8 no se encontró evidencia alguna de la existencia de este estado (ver figura 9.2). Aun así al realizar un ajuste Gaussiano y un ajuste Breit-Wigner a la distribución de masa invariante de  $\Xi^-\pi^-$  y realizando la prueba del  $\chi^2$  observamos unos límites de producción (que son los ya mencionados con anterioridad). Con un ajuste Gaussiano es menor al 2.6%, mientras que con el ajuste de la función Breit-Wigner es menor al 1.5%. Estos resultados son consistentes con un nivel de confiabilidad del 90% y son en base a la producción de  $\Xi^0(1530)$

Observamos que en el análisis de los datos del experimento SELEX no obtenemos un pico evidente en la distribución de masa invariante de  $\Xi^-\pi^-$  alrededor de la masa de  $1860 \text{ MeV}/c^2$ , pero podemos aportar un límite de producción con respecto al  $\Xi^0(1530)$ .

Nuevamente hasta la fecha solo un experimento ha podido realizar la observación del estado exótico  $\Xi^{--}(1860)$  [5], sabemos que el tamaño de nuestra muestra estadística no es un problema ya que el experimento CLAS aumento su estadística en un factor 10 y dejo de observar el pico que representa al estado exótico  $\Xi^{--}(1860)$  lo cual es un indicio de que muy probablemente estos estados (de cuatro quarks y un antiquark) no existan realmente. Los teóricos de partículas afirman que dichos estados existen, incluso hasta aproximaciones de sus masas se han calculado, pero

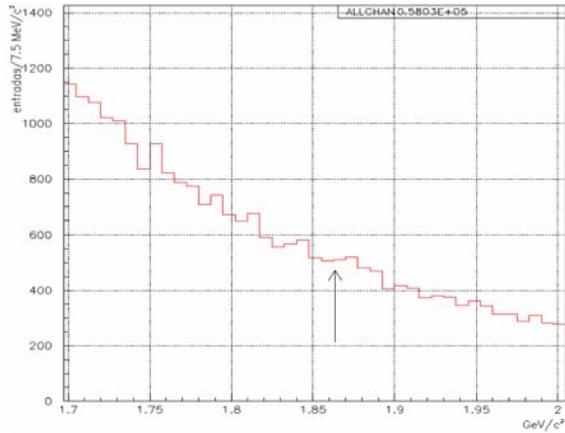


Figura 9.2: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^- \pi^-$ . Alrededor de  $1860 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. Comparando con el Ancho Natural de la Resonancia Buscada no hay Señal de un Pico Evidente Alrededor de la Masa Indicada.

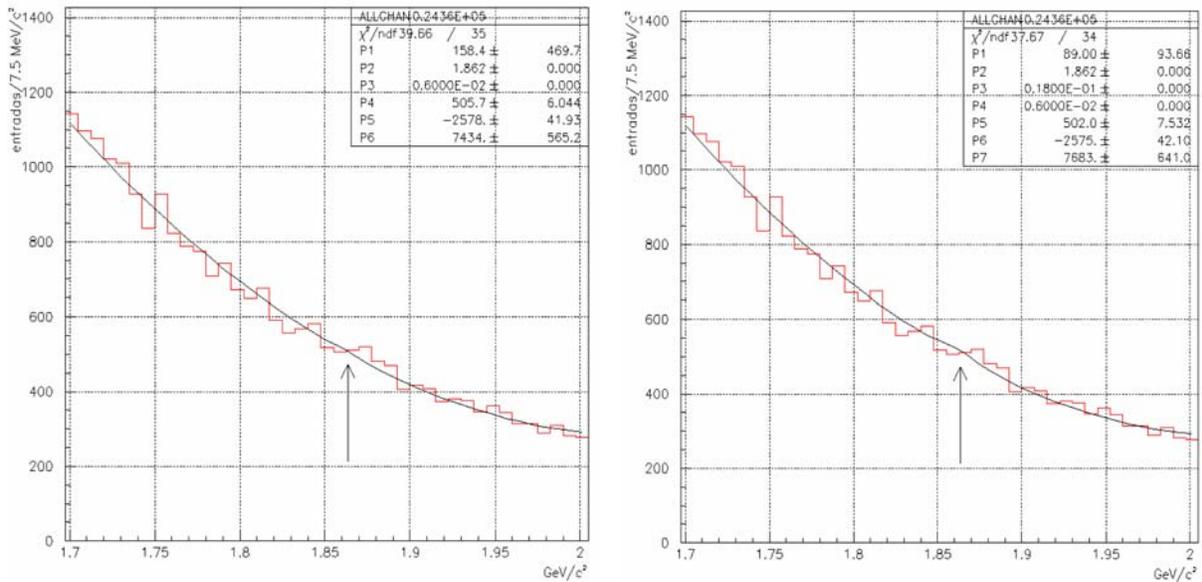


Figura 9.3: Distribución de Masa Invariante de  $\Xi^- \pi^-$ . Alrededor de  $1860 \text{ MeV}/c^2$  Obtenida de los Datos del Archivo *Kinks-Iowa*. De Lado Izquierdo el Ajuste es la Suma de una Función Gaussiana y un Polinomio de Segundo Grado que Describe la Forma de Nuestro Ruido. En el Ajuste se Encuentran Fijos Nuestra Resolución Experimental (P3) y la Masa Reportada por la Colaboración NA49 (P2) [5]. De Lado Derecho el Ajuste es la Convolución de una Función Breit-Wigner y una Función Gaussiana Aunado a un Polinomio de Segundo Grado que Describe la Forma de Nuestro Ruido. En el Ajuste se Encuentran Fijos Nuestra Resolución Experimental (P4), al Ancho Natural Reportado por NA49 (P3) [5] y la Masa Reportada por la Colaboración NA49 (P2) [5].

sabemos que todos estos cálculos están basados en  $SU(3)_s$  la cual es una simetría aproximada.

Solo hasta que otros experimentos confirmen la existencia de tales estados podremos decir que tales estados existen realmente.

# Bibliografía

- [1] A. Airapetian *et al.*, *Search for an exotic  $S = -2$ ,  $Q = -2$  baryon resonance at a mass near 1862 MeV in quasi-real photoproduction*, hep-ex/0412027, HERMES Collaboration, 2005.
- [2] A. Kushnirenko, M. Mattson, and J. Russ, *Geometry of vertex SSD*, Research Note H-756, SELEX Collaboration, 1995.
- [3] Ahmet Sedat Ayan and Peter Cooper,  $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^- \pi^+$  and the Momentum Scale Sensitivity of the masses Reconstructed with SELEX Kinks, Hnote 857; December 26, 2004.
- [4] A.Y. Kushnirenko, *Precision measurements of  $\Lambda_c^+$  and  $D^0$  lifetimes*, Ph.D. thesis, Carnegie Mellon University, 2000.
- [5] C. Alt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **Vol. 92**, **Num. 4**, *Evidence for an Exotic  $S = -2$ ,  $Q = -2$  Baryon Resonance in Proton-Proton Collisions at the CERN SPS*. NA49 Collaboration, 2004.
- [6] D. C. Christian *et al.*, *Search for Exotic Baryons in 800 GeV  $pp \rightarrow p \Xi^\pm \pi^\pm X$* , hep-ex/0507056, 2005.
- [7] Eric Vázquez Jáuregui, *Estudio de las propiedades del barión  $\Xi_c^+$* , Tesis Doctoral en proceso, Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, 2006.
- [8] Eric Vázquez-Jáuregui, J. Engelfried *Understanding vtuples with fortran*, Research Note H-841, SELEX Collaboration, 2003.
- [9] Fischer and S. Wenig, Eur. Phys. J. **C37**, 133 hep-ex/0401014, 2004.
- [10] J. Engelfried, *Recon*, Research Note, SELEX Collaboration, 1998.
- [11] J. Engelfried *et al.*, *The SELEX phototube rich detector*, Nucl.Instrum.Meth. A 431 (1999), 53-69, hep-ex/9811001.
- [12] J. Lach, E781 *Hyperon beam and targeting system*, Research Note H-819, SELEX Collaboration, 1999.
- [13] J. Lach, E781 *Hyperon spectrometer constants*, Research Note H-808, SELEX Collaboration, 1999.

- [14] J.L. Langland, *Hyperon beam flux parametrization for E781 based on E497 data*, Research Note H-693, SELEX Collaboration, 1994.
- [15] Kenneth H. Hicks, *Experimental Search for Pentaquarks*, Prog.Part.Nucl.Phys.55:647-676, 2005, hep-ex/0504027.
- [16] K. Königsmann, S. Masciocchi, and K. Vorwalter, *The large angle silicon detectors (LASD) for E781*, Research Note H-661, SELEX Collaboration, 1994.
- [17] L. Alvarez-Gaumé *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physical Review **Volume 592**, (2004).
- [18] M. I. Adamovich *et al.*, *First observation of the  $\Xi^- \pi^+$  decay mode of the  $\Xi^0(1690)$  hyperon*, Eur. Phys. J. C 5, 621-624, 1998.
- [19] Mithat Kaya,  *$D_s$  charm strange meson production and asymetry*, Ph.D. thesis, The University of Iowa, 2000.
- [20] N. Akchurin and A. Penzo, *What, why, how, and when of E781 scintillating fiber beam hodoscope*, Research Note H-705, SELEX Collaboration, 1995.
- [21] N. Bondar *et al.*, *E781 Beam transition radiation detector*, Research Note H-746, SELEX Collaboration, 1995.
- [22] P. Pogodin *et al.*, *Drift chamber of the M1 spectrometer: the detector, electronics and software*, Research Note H-788, SELEX Collaboration, 1997.
- [23] Robert Jaffe and Frank Wilczek, *Diquarks and Exotic Spectroscopy*, hep-ph/0307341, 2003.
- [24] T. Lungov and L. G. Emediato, *Vector drift chamber database*, Research Note H-779, SELEX Collaboration, 1997.
- [25] U. Dersch *et al.*, *Mechanical design of the large angle silicon detectors*, Research Note H-804, SELEX Collaboration, 1998.