



Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Instituto de Física

Estudios para la determinación del tiempo de vida
del barión doblemente-encantado Ξ_{cc}^+

T E S I S

que para obtener el grado de:
Maestro en Ciencias en Física

PRESENTA:

Fís. Nora Patricia Estrada Tristán

ASESOR DE TESIS

Dr. Jürgen Engelfried

Profesor Investigador

SAN LUIS POTOSÍ, S.L.P.

Diciembre, 2016

A Tony y Daniel

Agradecimientos

A mi asesor, **Dr. Jürgen Engelfried** toda mi gratitud por tu labor en la dirección de este trabajo, por todo el apoyo y la dedicación puestos en mi formación, como científico y como persona. Por las toneladas de paciencia, las observaciones, correcciones, consejos. Gracias por poner orden en todo este caos.

A **Amanda**, sin ti, sin todo tu infinito amor, sin todo tu ejemplo yo simplemente no sería nada. Gracias má por sacrificarlo todo por tu familia. Te adoro! A **Tony** y a **Dani**, el motor de todo lo que hago, incluyendo este trabajo. Los amo inmensamente y siempre están en mi mente y en mi corazón. A **Carlos** y a **Miguel**. Yo debería ser ejemplo por ser la mayor y es al revés. Los amo y los admiro hermanos. Sus logros me motivan a ser mejor, cuando sea grande quiero ser como ustedes.

A todos mis amigos, especialmente a **Tamara, Aome, Rosy, Julian** y **Jenn** por amarme como soy, con mis locuras y fracasos. Por estar ahí para consolarme, para reírnos juntos, escuchar mis quejas o tomarnos una cheve (o comernos unas gorditas) para desestresarnos.

A **I.E Luz del Carmen Nuche Garza** por tu apoyo con el Hardware, los kilos de paciencia que me tienes, las risas y las horas. Gracias gemela astral!

Al **Laboratorio de Cálculo Numérico**, especialmente al **L.E.S.D. José Limón Castillo** por atenderme siempre con profesionalismo y rapidez en todo lo referente a computo para poder lograr este análisis. Particularmente gracias por ayudarme cuando mi tesis dio el “marichalazo” y rescataste el disco.

A **Elsa Cabrera**, Secretaria de Posgrado, por tus consejos, tu apoyo en las cuestiones de administración y por tu amistad.

A la **Dra. Mariana N. Arenhovel**, al **Dr. Ruben Flores Mendieta** y a **Lety** y al **Dr. Elias Pérez** por los atinados consejos, las reflexiones, y sobre todo los momentos especiales que compartimos en el laboratorio de Altas Energías.

A **Maol**, por tu sincera y honesta amistad de tantos años. Ya estas viejillo.

A mis maestros: **Dr. Ricardo Guirado Lopez**, **Dr. Magdaleno Medina Noyola**, **Dr. Faustino Aguilera Granja**, **Dr. Jesús Urías Hermosillo**, **Dr. Jesús Dorantes Dávila**, **Dr. Miguel Angel Ojeda**, por que puedo decir que mis maestros son científicos del mas alto nivel. Gracias por sus cursos y por su ejemplo. Toda mi admiración y mi respeto.

A los que ya no están, pero que extraño todos los días. Su recuerdo, su ejemplo y la idea de que si estuvieran hoy a mi lado estarían orgullosos de mi, me motivan.

A toda la colaboración de **SELEX**, por todo el arduo trabajo para lograr tan exitoso experimento.

Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)** por la beca que me otorgó para la realización de mis estudios de maestría y por el apoyo que este trabajo recibió a través de los proyectos números 85635 y 242139.

The SELEX Collaboration

U. Akgun^m, G. Alkhazovⁱ, J. Amaro-Reyes^k, A.G. Atamantchouk^{i,1}, A.S. Ayan^m,
M.Y. Balatz^{f,1}, A. Blanco-Covarrubias^k, N.F. Bondarⁱ, P.S. Cooper^d, L.J. Dauwe^{n,1},
G.V. Davidenko^f, U. Dersch^{g,2}, A.G. Dolgolenko^f, G.B. Dzyubenko^{f,1}, R. Edelstein^b,
L. Emediato^p, A.M.F. Ender^c, J. Engelfried^k, I. Eschrich^{g,3}, C.O. Escobar^{p,4}, N. Estrada^k,
A.V. Evdokimov^f, I.S. Filimonov^{h,1}, A. Flores-Castillo^k, F.G. Garcia^{p,d}, V.L. Golovtsovⁱ,
P. Gouffon^p, E. Gülmez^a, M. Iori^o, S.Y. Jun^b, M. Kaya^{m,5}, J. Kilmer^d, V.T. Kimⁱ,
L.M. Kochendaⁱ, I. Konorov^{g,6}, A.P. Kozhevnikov^e, A.G. Krivshichⁱ, H. Krüger^{g,7},
M.A. Kubantsev^f, V.P. Kubarovsky^e, A.I. Kulyavtsev^{b,d}, N.P. Kuropatkin^{i,d},
V.F. Kurshetsov^e, A. Kushnirenko^{b,e}, J. Lach^d, L.G. Landsberg^{e,1}, I. Larin^f, E.M. Leikin^h,
G. López-Hinojosa^k, T. Lungov^p, V.P. Maleevⁱ, D. Mao^{b,8}, P. Mathew^{b,9}, M. Mattson^b,
V. Matveev^f, E. McCliment^m, M.A. Moinester^j, V.V. Molchanov^e, A. Morelos^k,
A.V. Nemitkin^h, P.V. Neoustroevⁱ, C. Newsom^m, A.P. Nilov^{f,1}, S.B. Nurushev^e,
A. Ocherashvili^{j,10}, Y. Onel^m, S. Ozkorucuklu^{m,11}, A. Penzo^q, S.V. Petrenko^e,
M. Procaro^{b,12}, V.A. Prutsko^f, B.V. Razmyslovich^{i,13}, V.I. Rud^h, J. Russ^b,
J.L. Sánchez-López^k, J. Simon^{g,14}, A.I. Sitnikov^f, V.J. Smith^l, M. Srivastava^p, V. Steiner^j,
V. Stepanov^{i,13}, L. Stutte^d, M. Svoiski^{i,13}, N.K. Terentyev^{i,b}, I. Torres^{k,15}, L.N. Uvarovⁱ,
A.N. Vasiliev^e, D.V. Vavilov^e, E. Vázquez-Jáuregui^{k,16}, V.S. Verebryusov^{f,1},
V.A. Victorov^e, V.E. Vishnyakov^f, A.A. Vorobyovⁱ, K. Vorwalter^{g,17}, J. You^{b,d},
R. Zukanovich-Funchal^p

^aBogazici University, Bebek 80815 Istanbul, Turkey

^bCarnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, U.S.A.

^cCentro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil

^dFermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510, U.S.A.

^eInstitute for High Energy Physics, Protvino, Russia

^fInstitute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

^gMax-Planck-Institut für Kernphysik, 69117 Heidelberg, Germany

^hMoscow State University, Moscow, Russia

ⁱPetersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia

^jTel Aviv University, 69978 Ramat Aviv, Israel

^kUniversidad Autónoma de San Luis Potosí, San Luis Potosí, Mexico

^lUniversity of Bristol, Bristol BS8 1TL, United Kingdom

^mUniversity of Iowa, Iowa City, IA 52242, U.S.A.

ⁿUniversity of Michigan-Flint, Flint, MI 48502, U.S.A.

^oUniversity of Rome “La Sapienza” and INFN, Rome, Italy

^pUniversity of São Paulo, São Paulo, Brazil

^qUniversity of Trieste and INFN, Trieste, Italy

¹deceased

²Present address: Advanced Mask Technology Center, Dresden, Germany

³Present address: University of California at Irvine, Irvine, CA 92697, USA

⁴Present address: Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP, SP, Brazil

⁵Present address: Kafkas University, Kars, Turkey

⁶Present address: Physik-Department, Technische Universität München, 85748 Garching, Germany

⁷Present address: The Boston Consulting Group, München, Germany

⁸Present address: Lucent Technologies, Naperville, IL

⁹Present address: Baxter Healthcare, Round Lake IL

¹⁰Present address: NRCN, 84190 Beer-Sheva, Israel

¹¹Present address: Süleyman Demirel Üniversitesi, Isparta, Turkey

¹²Present address: DOE, Germantown, MD

¹³Present address: Solidum, Ottawa, Ontario, Canada

¹⁴Present address: Siemens Healthcare, Erlangen, Germany

¹⁵Present address: Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzintla, Mexico

¹⁶Present address: SNOLAB

¹⁷Present address: Allianz Insurance Group IT, München, Germany

Abstract

En el presente trabajo se estudiaron métodos para medir el tiempo de vida del Ξ_{cc}^+ en el modo de decaimiento $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ utilizando datos del Experimento SELEX de Fermilab, y se estableció el límite: $t_{\Xi_{cc}^+} < 11,05 fs$ con un 95 % de confianza. Este resultado contradice las predicciones teóricas.

In this thesis we study methods to determine the lifetime of the Ξ_{cc}^+ particle in the decay channel $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ using data from the SELEX experiment done at Fermilab. We established an upper limit for the lifetime of $t_{\Xi_{cc}^+} < 11,05 fs$ with 95 % confidence level. This result contradicts the theoretical predictions.

Índice general

Abstract	IX
Introducción los tiempos de vida de hadrones charm	1
1. Introducción a los tiempos de vida de hadrones charm	1
1.1. Un breve resumen del Modelo Estándar	1
1.1.1. El quark charm	3
1.2. Estudio de los tiempos de vida de bariones charm	4
1.3. El modelo del espectador	6
1.3.1. Decaimientos no leptónicos	7
1.3.2. Interferencia de Pauli	9
1.4. Expansión de quarks pesados	10
1.4.1. Tiempos de vida	11
1.4.2. Dualidad quark-hadrón	12
1.5. Bariones con dos quarks pesados	13
1.5.1. Potenciales aproximados	13
1.5.2. Tiempos de vida para bariones $\Xi_{QQ'}$	15
1.6. Otras predicciones para el tiempo de vida de Ξ_{cc}^+	18
1.7. Conclusión	19
El experimento SELEX	20
2. El experimento SELEX	20
2.1. Objetivos de SELEX	20
2.1.1. Objetivos del experimento relativos a bariones charm	20

2.1.2.	Objetivos del experimento no relativos a charm	22
2.2.	El aparato SELEX	24
2.2.1.	Generalidades del aparato	24
2.2.2.	El haz primario	25
2.2.3.	Producción del haz de hyperones	26
2.2.4.	Sistema coordinado de SELEX y espectrómetros	29
2.2.5.	El espectrómetro del haz	31
2.2.6.	El espectrómetro del vértice	35
2.2.7.	El espectrómetro M1	37
2.2.8.	El espectrómetro M2	39
2.2.9.	El espectrómetro M3	42
2.2.10.	El disparador E781	43
2.2.11.	Filtro en línea	45
2.3.	El software de análisis	46
2.3.1.	La toma de los datos (DAQ) de SELEX	47
2.3.2.	El procesamiento posterior de los datos	49
2.3.3.	Simulación de eventos	55
2.3.4.	Análisis de los datos	57
2.3.5.	Mejorando el desempeño del detector	57
	El barión Ξ_{cc}^+	59
3.	El barión Ξ_{cc}^+	59
3.1.	Breve historia del barión Ξ_{cc}^+	59
3.2.	Reproducción de la masa invariante del Cascade Doble Charm Ξ_{cc}^+ con datos de la primera observación	60
	Medición del tiempo de vida	63
4.	Procedimiento	63
4.1.	El problema	63
4.2.	Técnica de ajuste del tiempo de vida	69
4.2.1.	Presencia de ruido	70

4.2.2. Corrección de aceptación	71
4.2.3. La contaminación por la resolución	71
4.3. Elección final de la función de ajuste	72
4.4. Cálculos de eficiencia	73
4.4.1. Formulación del problema	73
4.4.2. Desventajas del Monte-Carlo convencional	74
4.5. Implementación del método	77
4.5.1. Generación de la muestra de eventos simulados	77
4.5.2. Procedimiento de ajuste	77
4.5.3. Determinación de la resolución del experimento	84
4.5.4. Discusión del método	87
4.5.5. Ventajas, desventajas y problemas no resueltos	88
4.5.6. Conclusiones	88
Análisis de datos reales	90
5. Análisis de datos reales	90
5.1. Análisis del tiempo de vida del barión Ξ_{cc}^+ utilizando datos de la primera publicación	90
5.2. Análisis con todos los datos de SELEX	91
5.2.1. Generalidades	91
5.2.2. Distribución de masa $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$	93
5.2.3. Análisis del tiempo de vida del barión Ξ_{cc}^+	96
Conclusiones	103
6. Conclusiones	103
Apéndice	105
A. Apéndice	105
A.1. Codigos empleados en el análisis	105
A.1.1. recdf.ocs	105

A.1.2. anal.F	106
A.1.3. Código de la Función de Ajuste	119
A.2. Resultados de la verificación del método de ajuste	121

Índice de figuras

1.1.	Tabla periódica de las partículas de acuerdo al Modelo Estándar.	3
1.2.	Diagrama de decaimiento de un quark Charm de acuerdo al Modelo del Espectador	6
1.3.	Diagramas que afectan los decaimientos no leptónicos del D^0	9
1.4.	Interferencia de Pauli en un decaimiento D^+	10
1.5.	Representación de un barion doblemente pesado QQq con los campos de color formando cuerdas entre los quarks pesados y ligero. Esta imagen se opone a la de interacciones por pares e involucra un centro de masa adicional, cerca del centro de masa del sistema de dos quarks pesados.	14
1.6.	Contribución de “espectador” a los anchos totales de bariones Doble Charm	16
1.7.	Interferencia de Pauli del decaimiento del quark c con el quark de valencia del estado inicial para un barion Ξ_{cc}^{++}	16
1.8.	Difracción débil de los quark de valencia en el estado inicial del barion Ξ_{cc}^+ .	17
2.1.	Planta de aceleración en FNAL	26
2.2.	Canal del haz alrededor del blanco de producción	27
2.3.	Vista esquemática del espectrómetro SELEX y región del vértice	30
2.4.	Vista esquemática, no escalada, del sistema coordinado en SELEX. La coordenada y sale de la hoja.	31
2.5.	Espectro del BTRD con condiciones negativas del haz	33
2.6.	Espectro del BTRD con condiciones negativas y positivas del haz	34
2.7.	Estaciones del detector de la trayectoria del haz	35
2.8.	Esquema del Espectrómetro del Vértice	36
2.9.	Esquema del espectrómetro M1	38
2.10.	Esquema del espectrómetro M2	40
2.11.	Esquema del espectrómetro M3	42

2.12. Esquema del Disparador y sus detectores asociados	43
2.13. Vista esquemática de los elementos del disparador de SELEX	44
2.14. Esquema del sistema de la toma de datos	48
2.15. Descripción gráfica de la distribución de partículas provenientes del haz durante la toma de datos de SELEX. En total se almacenaron en memoria 15.2 billones de interacciones	50
3.1. Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$	60
3.2. Distribución de masa de $p D^+ K^-$	60
3.3. Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$ de acuerdo a nuestro propio análisis usando la muestra de datos de la publicación de la primera observación	61
4.1. Esquema de la topología de un decaimiento $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$	64
4.2. A la izquierda: tiempo propio contra masa invariante (GeV), histograma del que parte Side-Band-Subtraction. A la derecha: proyección sobre el eje x se puede ver claramente la distribución de masa invariante de Ξ_{cc}^+ . Ambos histogramas son eventos simulados con “Embedding”.	65
4.3. Sideband Subtraction. Con bandas de ruido asimétricas y a distancias diferentes de la señal	67
4.4. Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido en distintos tiempos de vida para un número de bins dado	79
4.5. Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido en distintos tiempos de vida para un número de bins dado	80
4.6. Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido con distintas números de bins para un tiempo de vida dado	81
4.7. Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido con distintas números de bins para un tiempo de vida dado	82
4.8. Ejemplo de un ajuste libre de la función al tiempo de vida. El parámetro P1 corresponde a la normalización, P2 corresponde al tiempo de vida en femto segundos y P3 corresponde a la sigma (ct en cm).	85
4.9. Comparación de los tiempos de vida medidos con respecto de los tiempos de vida simulados en fs . Los parámetros de la recta de ajuste son P1: la intersección con el eje vertical y P: la pendiente de la recta.	85
4.10. Ajuste a una recta de todas las sigmas (fs) obtenidas en los ajustes libres. Los parámetros van como sigue, P1 es la intersección con el eje vertical (sigma) y P2 es la pendiente de la recta	86
4.11. Ajuste con sigma fija. Tiempo simulado 20.0 fs, 25.0 fs y 30.0 fs respectivamente. En cada gráfica el parámetro P1 corresponde a la normalización, P2 corresponde al tiempo de vida en femto segundos y P3 corresponde a la sigma.	86

4.12. Distribución de tiempos de vida de acuerdo al resultado de los ajustes hechos con sigma fija en 40.00 fs. P1 es la intersección con el eje vertical y P2 es la pendiente de la recta	87
5.1. Masa invariante de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$ a partir de los datos de la primera publicación	91
5.2. Distribución del tiempo de vida de Ξ_{cc} usando los datos de la primera publicación	92
5.3. Esquema de la topología de un decaimiento $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$	93
5.4. Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$	96
5.5. Ajuste de la función a eventos dentro de la señal	98
5.6. Ajuste de la función a eventos dentro de la señal despues del corte de no segunda interacción dentro de un blanco posterior	99
5.7. Ajuste de la función a eventos correspondientes a bandas a los lados de la región de señal o ruido	100
5.8. Ajuste de la función a eventos dentro de la señal, con limites para el ajuste en $-0.01c\tau$ a la izquierda y $0.0048c\tau$ a la derecha	101

Índice de cuadros

1.1.	Tiempo de vida medido de algunos hadrones con Charm. Los valores tomados del promedio del PDG [11]	8
1.2.	Diferentes contribuciones al ancho total de decaimiento del Ξ_{cc}^+	18
1.3.	Diferentes predicciones del tiempo de vida del Ξ_{cc}^+	19
2.1.	Composición esperada del haz a 10 m del blanco de producción de hyperones de acuerdo al estudio realizado en el experimento E761 con una energía de haz de 600 Gev para haz positivo y negativo.	28
4.1.	Ancho de cada bin en ct para el estudio del comportamiento del ajuste ante la variación del ancho del bin	83
5.1.	Propiedades de los blancos de producción	99
5.2.	Contenido de los bins en las distribuciones de $c\tau$ para histogramas de señal y ruido y la razón entre ambas	102
A.1.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 1000 eventos simulados	122
A.2.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 2000 eventos simulados	123
A.3.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 3000 eventos simulados	124
A.4.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 4000 eventos simulados	125
A.5.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 5000 eventos simulados	126
A.6.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 6000 eventos simulados	127
A.7.	tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 7000 eventos simulados	128

A.8. tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 8000 eventos
simulados 129

Capítulo 1

Introducción a los tiempos de vida de hadrones charm

1.1. Un breve resumen del Modelo Estándar

El llamado Modelo Estándar de las partículas elementales no es propiamente un modelo, es una teoría. Y de las mejores que tenemos, en la opinión de muchos físicos, la mejor de todas sobre la naturaleza de la materia.

De acuerdo con el Modelo Estándar, leptones y quarks son partículas verdaderamente elementales, en el sentido de que no poseen estructura interna. Las partículas que tienen estructura interna se llaman hadrones; están constituidas por quarks: bariones cuando están formadas por tres quarks o tres antiquarks, o mesones cuando están constituidas por un quark y un antiquark¹.

Hay seis leptones: electrón, muón, tau, neutrino del electrón, neutrino del muón y neutrino del tau y seis quarks: quark up (u), quark down (d), quark charm (c), quark strange (s), quark bottom, (b) y quark top (t). Sin embargo, los quarks tienen una propiedad llamada color² y cada uno puede presentar tres colores (rojo, verde y azul). Hay, por tanto, 18 quarks.

¹la antipartícula del quark

²Se trata de una propiedad, no un color propiamente dicho. Rojo, verde y azul son sólo aspectos de esa

Pero, como a cada partícula le corresponde una antipartícula³, existirían en total 12 leptones y 36 quarks.

En la naturaleza hay cuatro tipos de interacciones fundamentales: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. Cada de ellas es debida a una propiedad fundamental de la materia: masa (interacción gravitacional), carga eléctrica (interacción electromagnética), color (interacción fuerte) y carga débil (interacción débil). Si a cada una de esas propiedades las llamamos carga, tendremos cuatro cargas: carga masa, carga eléctrica, carga color y carga débil.

Las partículas mediadoras correspondientes a cada interacción fundamental serían los fotones en la interacción electromagnética, los gluones en la interacción fuerte, las partículas W^\pm y Z^0 en la interacción débil y los gravitones [1] en la interacción gravitacional.

Otra interacción recientemente demostrada experimentalmente es la interacción debida al campo de Higgs, cuya partícula mediadora es el Boson de Higgs, partícula prevista teóricamente, en 1964, por los físicos Peter Higgs, Robert Brout y Francois Englert y usada, posteriormente, por Steven Weinberg (1967) y Abdus Salam (1968) para explicar por qué otras partículas, los bosones W^\pm y Z^0 , tienen masa. En la teoría electro-débil, formulada en 1962 por Sheldon Glashow, había una paradoja referente a las partículas W^\pm y Z^0 . Por un lado, la debilidad de las interacciones débiles requeriría que tales partículas tuviesen masas relativamente elevadas. Por otro, la simetría de la teoría que explicaba esas interacciones exigía que sus masas fuesen nulas. Tal contradicción desaparecería si las masas de los bosones W^\pm y Z^0 fuesen aparentes, es decir, si sus masas fuesen dadas por otras partículas: los bosones de Higgs. De acuerdo con el llamado mecanismo de Higgs, las partículas W^\pm y Z^0 se chocarían incesantemente con otras partículas presentes en todo el espacio, las partículas de Higgs, que explicarían sus masas. Es decir, la masa de las partículas W^\pm y Z^0 sería dada por la masa de las partículas con las cuales estarían chocándose permanentemente. Existiría un

propiedad. Así como la carga eléctrica, que es también una propiedad de ciertas partículas, puede ser positiva o negativa, la propiedad color, que se podría llamar carga color, presenta tres variedades que recibieron el nombre de rojo, verde y azul

³De modo general, una antipartícula tiene la misma masa y el mismo spin que la partícula en cuestión, pero cargas opuestas.

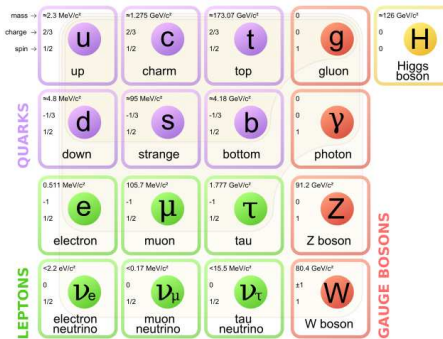


Figura 1.1: Tabla periódica de las partículas de acuerdo al Modelo Estándar.

campo de Higgs, fundamentalmente diferente de los demás campos, pues, según la teoría, el estado de energía mínima de ese campo ocurriría no cuando se anulase (como es el caso, por ejemplo, del campo electromagnético), sino en un determinado valor específico distinto de cero [2]. Por consiguiente, un campo de Higgs no nulo atraviesa el universo, y las partículas están siempre interactuando con él, desplazándose a través de él como personas vadeando en el agua. Esa interacción les da su masa, su inercia.

Todo lo anterior, tanto las partículas elementales como sus interacciones y las partículas mediadoras de dichas interacciones (bosones) se pueden resumir en la siguiente “Tabla Periódica de las Partículas Elementales” (fig: 1.1).

Toda la materia conocida en el universo esta hecha unicamente con las partículas de la primera generación, es decir el electrón, y los quarks up y down que forman los hadrones mas comunes el protón, el neutrón y los piones. Sin embargo, otros hadrones constituidos de quarks de la segunda y tercera generación existieron en el universo temprano y pueden ser creados y estudiados en experimentos dedicados a este tipo de investigación. Un tipo de hadrones particularmente interesantes son los bariones con un quark Charm en su estructura.

1.1.1. El quark charm

En 1964 Murray Gell-Mann y George Zweig predijeron la existencia de tres quarks: up, down y strange, y a finales de 1964, James Bjorken y Sheldon Glashow, comparando con lo

que se sabía para los leptones, sugieren que existiría un cuarto quark, un nuevo sabor. Llamaron a este quark charm (c). Aunque no sería hasta más tarde (1970) que la idea se acepta en la comunidad científica, pues mismo año Sheldon Glashow, John Iliopoulos y Luciano Maiani crean el mecanismo de GIM. Este mecanismo se asocia con la predicción del cuarto quark (charm). Un cuarto quark permitiría la existencia de interacciones débiles conservando sabor (corrientes neutras) mediante el intercambio de un bosón Z^0 . Por otro lado las corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC) no están permitidas [3].

En 1974 en una de las conferencias de verano, Iliopoulos reúne por primera vez en un artículo lo que a partir de entonces se conocería como el Modelo Estándar de la Física de Partículas. Solo partículas con quarks u , d y s eran conocidas hasta la fecha, aunque el quark charm era una de las predicciones de la teoría. La mayoría de los físicos seguían escépticos sobre la existencia del cuarto quark. Glashow llegó a decir en una conferencia : “*si el quark charm no se descubre en los próximos dos años me como el sombrero*” [4].

Ese mismo año se descubre el primer mesón formado por quarks charm. El grupo formado por Burton Richter en SLAC mide una resonancia correspondiente a una nueva partícula a la que llama Ψ . Al mismo tiempo el grupo liderado por Samuel Ting en Brookhaven National Laboratory (BNL) encuentra la misma señal, denominan a la partícula J . Hoy esta partícula es conocida como J/Ψ . El mesón está compuesto por un quark charm y un anticharm, fue la primera prueba experimental de la existencia del cuarto quark. Richter y Ting compartieron no solo el nombre de la partícula sino también el premio Nobel en 1976.

1.2. Estudio de los tiempos de vida de bariones charm

El ancho del decaimiento de una partícula (o su probabilidad de ir de un estado inicial a uno final, via un proceso de decaimiento) está directamente relacionado con su tiempo de vida, entre más rápido decae, mas grande es su ancho de decaimiento.

En general, una partícula puede decaer en varios modos o canales de decaimiento cada uno con cierta probabilidad, a este valor lo llamamos Branching Ratios⁴.

⁴Razones de decaimiento

El ancho parcial de un determinado canal de decaimiento, no es otra cosa que el producto del ancho total Γ y el correspondiente Branching Ratio. Evidentemente la suma de los anchos parciales equivale al ancho total de la partícula.

Es por esto que así como los Branching Ratios, el tiempo de vida de una partícula es una de las cantidades fundamentales que describen su dinámica interna. Basándose en el tiempo de vida, se puede concluir si el decaimiento de una partícula es debido a algún tipo de fuerza fuerte, débil o electro-magnética. Los decaimientos de las partículas con componente Charm o Beauty se derivan de la fuerza débil, pero la intervención de las interacciones fuertes en los productos del decaimiento modifican la dinámica del mismo y en menor grado, las electromagnéticas también. La correcta descripción cuantitativa de los roles de las fuerzas débil y fuerte en el decaimiento de quarks pesados sería una prueba crucial del Modelo Estandar, para medir sus parámetros y buscar nueva física más allá del Modelo Estandar. Un problema común en estos estudios es la complejidad de los efectos de QCD, problema que debe resolverse para que otros parámetros importantes puedan ser medidos o se pueda declarar que hay señales de una nueva física.

La teoría que mejor describe los tiempos de vida de las partículas con quarks Charm o Beauty es la Teoría de Expansión de Quarks Pesados (HQE⁵). Probar esta teoría es importante ya que no solo sirve para calcular estos tiempos de vida, también relaciona las razones de decaimiento con los parámetros de la matriz CKM para medir parámetros de mezcla y extraer los parámetros de violación de CP de diferentes observables, calcular diferentes razones de decaimiento y calcular muchos otros procesos importantes que involucran quarks pesados. Mediciones cada vez más precisas de los tiempos de vida de todas las partículas que conforman el espectro de partículas Charm han servido para señalar algunos problemas en los cálculos de HQE y han motivado a entender más profundamente la dinámica de los quarks pesados. Otra aplicación interesante del conocimiento de los tiempos de vida es su uso en los experimentos para separar la señal del ruido y para trasladar razones de decaimiento

⁵Heavy Quark Expansion. Este modelo que se explica más tarde con más detalle, usa la aproximación de $m \rightarrow \infty$ y funciona muy bien para quarks pesados, en el límite de quarks no tan pesados como Charm el modelo se debe validar con datos experimentales

en razones de decaimiento absolutas para diferentes canales.

En la presente sección se revisan estos modelos y sus resultados encontrados para otros hadrones Charm mas estudiados como, por ejemplo, los mesones D^+ , D^- y D^0 .

1.3. El modelo del espectador

Uno de los primeros modelos que describían decaimientos de partículas Charm estaba basado en la suposición de que la tasa de decaimientos de las partículas Charm se derivaba del decaimiento del quark c . (Fig 1.2).

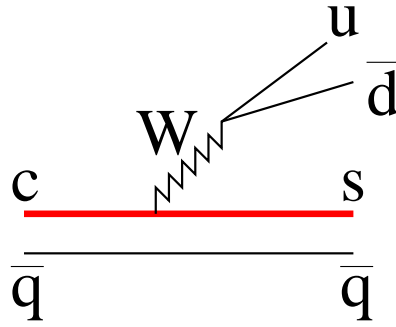


Figura 1.2: Diagrama de decaimiento de un quark Charm de acuerdo al Modelo del Espectador

Esta idea probablemente surge de la observación de la razón de decaimiento semi-leptónica (B_{SL}) de $D^+(c\bar{d})$ que se acerca mucho a la predicción de este inocente modelo del 20%:

$$B_{SL} = \frac{\Gamma(C \rightarrow e^+ \nu_e X)}{\Gamma(C \rightarrow all)} \sim \frac{1_{e\nu}}{1_{e\nu} + 1_{\mu\nu} + 3_{u\bar{d}}} = 20\% \quad (1.1)$$

$$B_{SL}(D^+ \rightarrow e^+ X) = 17,2 \pm 1,9\% \quad (1.2)$$

La comparación de la razón semileptónica de D^+ con la razón semileptónica del leptón τ , que de hecho solo es debido al decaimiento de un fermión pesado:

$$B_{SL}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 17,83 \pm 0,06 \% \quad (1.3)$$

La desviación del ideal del 20 % para el leptón τ es explicada por correcciones de QCD [8].

Quizás fueron estos datos madrugadores de razones de decaimientos semileptónicos, los que animaron la conclusión de N. Cabibbo y a L. Miani en 1977: “...Mientras que el antiquark desencantado actúe como un espectador, uno se ve obligado a predecir tiempos de vida iguales y razones de decaimiento semileptónicas iguales, para los tres mesones (D’s)...” [9]

Como ya sabemos, ambos enunciados resultaron ser falsos: las partículas $D^0(c\bar{u})$, $D_s^+(c\bar{s})$ y $D^+(c\bar{d})$ tienen tiempos de vida y razones de decaimiento diferentes. Por ejemplo [10]:

$$\begin{aligned} \frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} &= 2,547 \pm 0,036 \\ B_{SL}(D^0 \rightarrow e^+ X) &= 6,75 \pm 0,29 \% \\ B_{SL}(D^+ \rightarrow e^+ X) &= 17,2 \pm 1,9 \% \end{aligned}$$

Posteriores datos experimentales muestran que los tiempos de vida de partículas Charm difieren en más de un factor 10: $\tau(D^+(c\bar{d}))/\tau(\Omega_c^0(css)) \sim 20$ [10]. Lo que claramente indica que los quarks ligeros no sólo son espectadores, si no que son una influencia importante en la dinámica del proceso de decaimiento. En la tabla 1.1, se listan algunos ejemplos de tiempos de vida para hadrones con Charm.

1.3.1. Decaimientos no leptónicos

En esta sección el análisis se centrará en este tipo de decaimientos porque es precisamente en este tipo, los decaimientos no leptónicos donde se encuentran las discrepancias entre el modelo del espectador y las mediciones existentes.

Las complicaciones comienzan a aparecer con la diferencia observada en los tiempos de vida de D^+/D^0 . Aunque, para buena fortuna, se conservan las razones de decaimiento semileptónicas [10]:

Partícula	Quarks Constituyentes	Tiempo de vida $\times 10^{-15} s$
D^\pm	$c\bar{d}$	1040.0 ± 7.0
D^0	$c\bar{d}$	410.1 ± 1.5
D_s^\pm	$c\bar{s}$	1969.0 ± 1.4
Λ_c^+	udc	200 ± 6
Ξ_c^+	usc	442 ± 26
Ξ_c^0	dsc	112_{-10}^{+13}
Ω_c^0	ssc	69 ± 12

Cuadro 1.1: Tiempo de vida medido de algunos hadrones con Charm. Los valores tomados del promedio del PDG [11]

$$\Gamma_{SL}(D^+) = B_{SL}/\tau(D^+) = (1,63 \pm 0,18) \times 10^{11} s^{-1}$$

$$\Gamma_{SL}(D^0) = B_{SL}/\tau(D^0) = (1,64 \pm 0,07) \times 10^{11} s^{-1}$$

Entonces, la diferencia en el ancho total de decaimiento debe provenir de los decaimientos no leptónicos, desgraciadamente, entender teóricamente estos decaimientos no es tarea sencilla.

Tenemos que: semileptónicamente D^+ y D^0 decaen con la misma razón. Por otro lado, en modos hadrónicos, un D^0 decae tres veces más rápido que un D^+ . Para tratar de contestar la pregunta de por que un meson neutral decae más rápido que su hermano cargado, podemos ver también el caso aún más extremo de los decaimientos de mesones Strange, donde el meson neutral decae 650 veces más rápido que su hermano cargado:

$$\frac{\Gamma(K_s \rightarrow \pi\pi \quad \Delta I = 1/2, 3/2)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \quad \Delta I = 3/2)} \simeq 650$$

Este efecto es conocido como la regla de $\Delta I = 1/2$ y es afectado por las correcciones de QCD mostradas en la fig 1.3. Sin embargo, debido a que la masa del quark Charm es

más grande, todos estos diagramas que afectan tan gravemente el caso de los decaimientos de mesones Strange son suprimidos en el decaimiento de mesones Charm. Por ejemplo, el primer diagrama llamado Difracción W (WS), se suprime debido a que el tamaño del quark Charm es pequeño y existe una penalización por “traslape de onda” $(f_D/m_c)^2 \sim 10^{-2}$, donde f_D es la constante de decaimiento pseudo-escalar. Además, dado que el D^0 es un estado con spin 0, existe un factor de supresión de helicidad de orden $(m_s/m_c)^2 \sim 10^{-1}$, la supresión de helicidad puede ser debilitada por la emisión de un gluón suave o un proceso de hadronización. La observación importante es que la tasa de decaimiento debido a diagramas WS decrece como una potencia inversa de la masa del quark pesado. En resumen, en el caso del D^0 , todos estos diagramas hacen la tasa de decaimiento no leptónico solo $\sim 30 - 50\%$ más rápida que la del D^+ [12], que no es suficiente para explicar la diferencia observada experimentalmente de 300%.

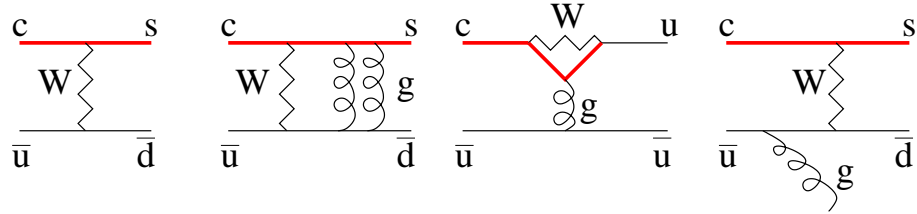


Figura 1.3: Diagramas que afectan los decaimientos no leptónicos del D^0

1.3.2. Interferencia de Pauli

En esta sección analizaremos otro factor que afecta decreciendo $\Gamma_{NL}(D^+)$.

Otra mirada a la situación sugiere que la diferencia en decaimientos no leptónicos D^+/D^0 no es porque el D^0 decaiga muy rápido, si no porque el D^+ decae muy lento. A continuación la fig 1.4 muestra un diagrama de decaimiento “espectador” con dos quarks \bar{d} que, en el estado final, interfieren.

Se creía que el efecto de esta interferencia era pequeño principalmente en decaimientos inclusivos hasta que se mostró que las dos amplitudes inclusivas eran suficientemente cohe-

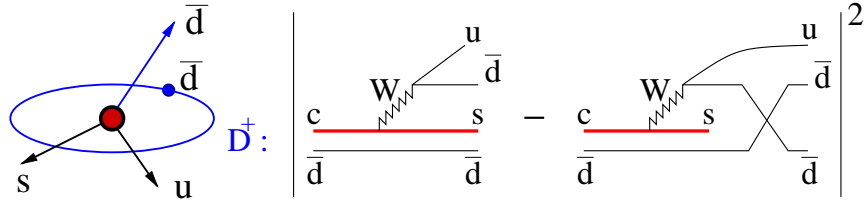


Figura 1.4: Interferencia de Pauli en un decaimiento D^+

rentes [13]. Entonces el signo de la interferencia es negativo, esto hace la razón de decaimiento del D^+ más pequeña y por lo tanto su tiempo de vida mas largo.

Para que dos quarks \bar{d} interfieran sus ondas deben ser suficientemente coherentes. En el caso del D^+ , la energía del quark \bar{d} , que proviene del decaimiento del quark charm es de alrededor de 500 MeV y es comparable con la energía del quark \bar{d} espectador, alrededor de unos cientos de MeV. Es fácil ver entonces, que el efecto de la Interferencia de Pauli (IP) decrece en la misma medida que la masa del quark pesado crece, porque el quark \bar{d} proveniente del decaimiento del quark pesado es más energético que el quark \bar{d} espectador.

No siempre la interferencia es destructiva (como puede sugerir el nombre IP), de hecho el signo de esta interferencia puede ser negativo o positivo, destructiva (mesones D, Λ_c^+) o constructiva (Ξ_c^0 , Ω_c^0). En el caso de Ξ_c^0 , ambas amplitudes, constructiva y destructiva estan presentes. En el calculo de IP es necesario tener en cuenta las correcciones de QCD ya que por ejemplo, en el caso de D^+ , sin aplicar las correcciones radiativas de QCD, IP resultaría constructiva y no destructiva. Es por esto que el efecto es más importante en quarks Charm que en Beauty[14].

1.4. Expansión de quarks pesados

Todas las ideas expuestas hasta aquí, como el Modelo del Espectador, el efecto de los diagramas W y la Interferencia de Pauli, se unen en la Expansión de Quarks Pesados HQE⁶

⁶Heavy Quark Expansion

[14, 15, 16, 17]. Usando esta aproximación, la razón de decaimiento es expandida como una serie de potencias en términos de $(1/M_Q)^n$, donde M_Q es la masa de un quark pesado Q .

Esta aproximación toma su base de que un mesón que contiene un quark pesado ($m \rightarrow \infty$) conserva propiedades similares a las de un isótopo. Por ejemplo el espectro atómico del hidrógeno y el deuterio son muy similares, esto es porque el electrón que orbita siente solamente la carga eléctrica del núcleo. En una primera aproximación este movimiento no se ve afectado por la masa del núcleo, entonces, comparando estos espectros se llega a la expansión en $1/M_N$ para una núcleo de masa M_N y usando la masa del electrón reducida m_r

$$m_r = m_e \frac{M_N}{m_e + M_N} = m_e \left[1 - \frac{m_e}{M_N} + \left(\frac{m_e}{M_N} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\frac{m_e}{M_N} \right)^3 \right] \quad (1.4)$$

De manera similar, el quark ligero en un mesón D siente solo el campo de color del quark pesado, e igual, en primera aproximación su movimiento no se ve afectado por la masa del quarkote. Análogamente al caso del isótopo, ahora usamos $1/M_Q$ en la expansión.

En la siguiente sección describiremos los cálculos de HQE para tiempos de vida de partículas con quarks pesados.

1.4.1. Tiempos de vida

El cálculo del tiempo de vida sigue el mismo patrón general que el cálculo de las masas para hadrones pesados. En este caso se expande el ancho de decaimiento como potencia de $1/m_Q^n$

$$\begin{aligned} \Gamma(H_Q \rightarrow f) &= \frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3} |V_{CKM}|^2 \left[c_0^{(f)} \langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle + c_2^{(f)} \frac{\mu_G^2(H_Q)}{m_Q^2} + \right. \\ &\quad \left. + \sum_i c_{3,i}^{(f)} \cdot \frac{c_0^{(f)} \langle H_Q | (\bar{Q}\Gamma_i q)(\bar{q}\Gamma_i Q) | H_Q \rangle}{m_Q^3} + \mathcal{O}(1/m_Q^4) \right] \end{aligned}$$

El término principal $\frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3}$ es el ancho de decaimiento del quark espectador, similar a la fórmula básica de decaimiento del muón. $|V_{CKM}|$ es el elemento correspondiente de matriz

CKM. Los coeficientes c_n toman en cuenta las correcciones radiativas de QCD, que son calculadas usando métodos perturbativos de QCD.

Los elementos de matriz toman en cuenta efectos no perturbativos y pueden ser calculados ya sea usando algun modelo o a partir de observables [14]. El factor $\mu_G^2(H_Q)$ es el mismo que se usa en el cálculo de la masa. EL primer elemento de matriz $\langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle$ puede ser expresado en términos de μ_π^2 y μ_G^2 [18]

$$\langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle = 1 - \frac{\mu_\pi^2 - \mu_G^2}{2m_Q^2} + \mathcal{O}(1/m_Q^3) \quad (1.5)$$

Los efectos de aniquilación de W (WA), difracción de W (WS) e interferencia de Pauli (PI) están incluidos en el término $1/m_Q^3$

Es preciso notar en la fórmula para el decaimiento (Ec: 1.5). Cuando $m_Q \rightarrow \infty$ la expansión converge con el decaimiento del modelo espectador. A diferencia de la masa de un hadrón pesado, $M_Q = (1 + \bar{\Lambda}/m_Q + \mathcal{O}(1/m_Q^2))$ no hay un término $1/m_Q$ en la serie del ancho de decaimiento.

1.4.2. Dualidad quark-hadrón

Los cálculos teóricos en QCD se hacen en términos de gluones y quarks, que no son detectados experimentalmente. Los efectos de la hadronización son no perturbativos y no se han calculado aún. La dualidad Quark-Hadrón, básicamente establece que los anchos sumados sobre un número suficiente de canales hadrónicos puede ser aproximada por los anchos evaluados de quarks y gluones.

Esta idea de la dualidad Quark-Hadrón fue sugerida por Poggio, Quinn y Weinberg,[19] para describir la sección eficaz total $\sigma(s)$ para el proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones. Entonces se puede simplificar el problema haciendo el cálculo de sección eficaz más simple con $e^+e^- \rightarrow$ gluones + quarks. Pero $\sigma(e^+e^- \rightarrow$ hadrones) tiene picos de resonancias que están ausentes en $\sigma(e^+e^- \rightarrow$ gluones + quarks), sin embargo es posible que integrando las secciones eficaces sobre una amplia región de energía ambos procesos tengan la misma solución.

La idea subyacente a esta aproximación es que $e^+e^- \rightarrow$ gluones + quarks ocurre a distancias cortas. El siguiente proceso, quarks + gluones = hadrones ocurre cuando los quarks se separan, y los efectos hadronizantes (resonancias e interferencias destructivas y constructivas) no afectan de manera significativa la tasa total del proceso.

En el caso del cálculo del tiempo de vida, se toma la misma aproximación: en lugar de calcular el decaimiento del quark pesado en hadrones, se considera un decaimiento en quarks y gluones. El tiempo de vida es la suma sobre todos los posibles canales hadrónicos, de modo que las posibles resonancias y los efectos de la hadronización no se toman en cuenta sin afectar el resultado.

El grado de precisión de esta aproximación así como las consecuencias de usarlo para aproximar el tiempo de vida, son preguntas que aún están bajo estudio tanto numérico como analítico.

1.5. Bariones con dos quarks pesados

Los bariones con dos quarks pesados son de especial interés desde el punto de vista teórico, ya que para su descripción se deben desarrollar y usar aproximaciones que involucran elementos combinados de HQET, Cromodinámica cuántica no relativista (NRQCD) y potenciales cromodinámico cuánticos no relativistas (pNRQCD), porque en estos sistemas la interacción del quark ligero con los quarks pesados son tan importantes como la interacción entre los quarks pesados.

En esta sección extenderemos el análisis previo hecho para partículas con un solo quark pesado, involucrando los elementos necesarios, a fin de presentar las descripciones disponibles de bariones con dos quarks pesados.

1.5.1. Potenciales aproximados

El problema de los bariones con dos quarks pesados puede ser atacado utilizando diversos potenciales aproximados. Estos surgen a partir de tomar el barion como un problema de tres

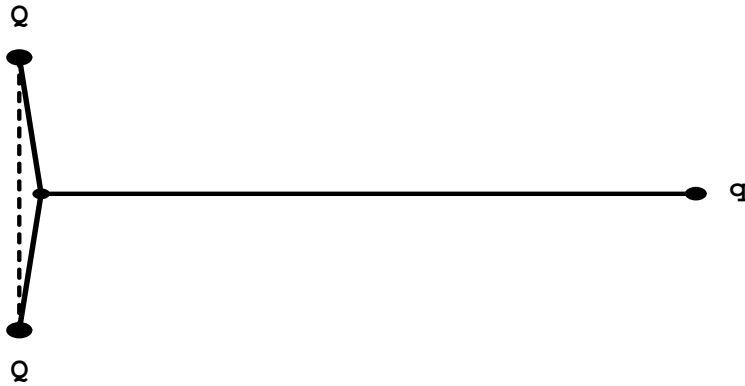


Figura 1.5: Representación de un barion doblemente pesado QQq con los campos de color formando cuerdas entre los quarks pesados y ligero. Esta imagen se opone a la de interacciones por pares e involucra un centro de masa adicional, cerca del centro de masa del sistema de dos quarks pesados.

cuerpos o bien como un problema de un diquark (formado por los dos quarks pesados) interactuando como un solo objeto con el quark ligero, aproximación que aunque presenta muchos errores es muchísimo más fácil de usar.

Una revisión general de estos modelos de potencial aproximados pueden encontrarse en las referencias [20, 21, 22, 23, 24, 25].

Otro punto de vista del problema de estados ligados de tres quarks en QCD, es la representación “cuerda quark gluón”. Esta representación del barion doble pesado, dice que las interacciones entre pares debe verse de manera diferente, introduciendo el momento en un punto más cercano al centro de masa del diquark doblemente pesado, además de que el quark ligero interactúa con el diquark como si éste fuese un solo objeto (Fig: 1.5).

El único criterio que funciona para probar todas las suposiciones hechas por los distintos modelos, son las observaciones experimentales y mediciones.

En las siguientes secciones de este trabajo vamos a seguir la aproximación del diquark doblemente pesado, que es un modelo bastante razonable y está en buen acuerdo en resultados

de predicciones como el cálculo de la masa.

1.5.2. Tiempos de vida para bariones $\Xi_{QQ'}$

En esta sección se presentara de manera muy general, el cálculo consistente del tiempo de vida para bariones tipo $\Xi_{QQ'}$, tomando en cuenta las generalizaciones necesarias para los hadrones que contienen dos quarks pesados y otras correcciones en la descripción propias de los decaimientos inclusivos de hadrones.

EL teorema óptico, tomando en cuenta la dualidad quark-hadrón, nos permite relacionar el ancho total de decaimiento del hadrón pesado Γ con la parte imaginaria de su amplitud de difracción. Con esta relación, aplicada, podemos escribir el ancho total de decaimiento del barion de la siguiente manera:

$$\Gamma_{\Xi_{QQ'}^\diamond} = \frac{1}{2M_{\Xi_{QQ'}^\diamond}} \langle \Xi_{QQ'}^\diamond | \mathcal{T} | \Xi_{QQ'}^\diamond \rangle \quad (1.6)$$

Donde el estado $\Xi_{QQ'}^\diamond$ en 1.6, tiene la normalización relativista $\langle \Xi_{QQ'}^\diamond | \Xi_{QQ'}^\diamond \rangle = 2eV$.

Asumiendo que la energía liberada en el decaimiento del quark pesado es grande se puede aplicar el procedimiento de expansión de productos de operadores (OPE) para el operador de transición \mathcal{T} . De esta manera se encuentran una serie de operadores locales de dimensiones cada vez mas grandes en la escala de energía, donde las contribuciones de Γ se suprimen por el incremento en la potencia inversa de las masas de los quarks pesados. Esto es, de la misma manera en que se aplican para el cálculo de razones de decaimiento de hadrones con un solo quark pesado, solo que en el caso de hadrones con dos quarks pesados, debe aplicarse simultáneamente con la velocidad relativa entre los dos quarks pesados dentro del hadrón.

Entonces, el operador de transición, de manera particular para el Ξ_{cc}^+ tiene la siguiente forma general:

$$\mathcal{T}_{\Xi_{cc}^+} = \mathcal{T}_{35c} + \mathcal{T}_{6,WS} \quad (1.7)$$

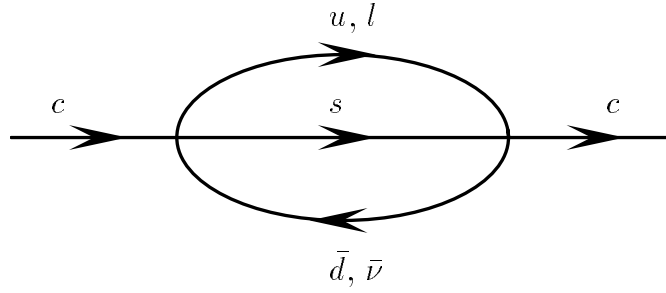


Figura 1.6: Contribución de “espectador” a los anchos totales de bariones Doble Charm

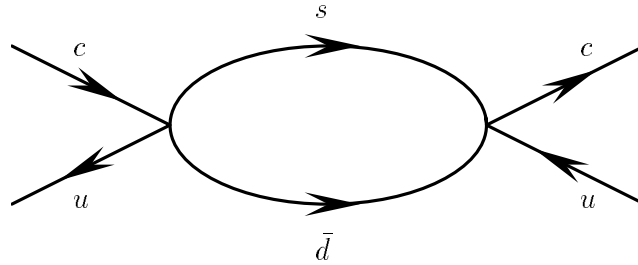


Figura 1.7: Interferencia de Pauli del decaimiento del quark c con el quark de valencia del estado inicial para un barion Ξ_{cc}^{++}

donde los primeros términos toman en cuenta los operadores de dimensiones tres O_{3Q} y cinco O_{GQ} y los segundos corresponden a la interferencia de Pauli y la difracción débil.

Las formas explícitas de cada desarrollo, así como de los operadores y de los elementos de matriz se pueden encontrar en el cap 4 de [26] y en el apéndice de [26].

Los factores de escala se eligen de manera que se tenga concordancia entre las diferencias observadas en los tiempos de vida de los bariones Λ_C , Ξ_c^+ y Ξ_c^0 y las aproximaciones teóricas, tomando en cuenta los elementos que se acaban de describir.

Estimaciones numéricas

Coleccionando las contribuciones descritas anteriormente podemos estimar el tiempo de vida del barion Ξ_{cc}^+ . A continuación listaremos los valores de los parámetros más importantes

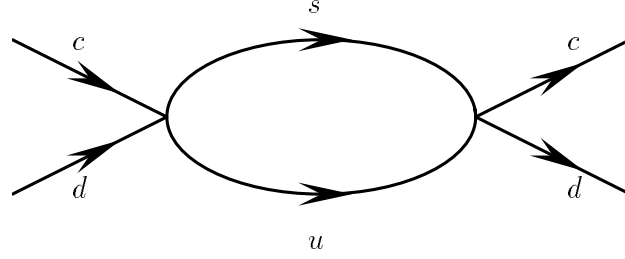


Figura 1.8: Difracción débil de los quark de valencia en el estado inicial del barion Ξ_{cc}^+

usados en estos cálculos:

$$\begin{aligned}
 m_c &= 1,6 \text{ GeV}, & m_s &= 0,45 \text{ GeV}, \\
 |V_{cs}| &= 0,975, & M_{\Xi_{cc}^+} &= 3,56 \text{ GeV}, \\
 M_{\Xi_{cc}^{*\diamond}} - M_{\Xi_{cc}^\diamond} &= 0,1 \text{ GeV}, & T &= 4,0 \text{ GeV}, \\
 |\Psi(0)| &= 0,17 \text{ GeV}^{\frac{3}{2}}, & m_l &= 0,30 \text{ G}
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

Para los parámetros $M_{\Xi_{cc}^+}$ y $M_{\Xi_{cc}^{*\diamond}} - M_{\Xi_{cc}^\diamond}$ se usaron los valores dados en la literatura y cuyas evaluaciones fueron hechas usando el potencial Buchmüller- Tye, el procedimiento detallado se puede encontrar en [27] y en [28, 29, 30, 31]. Para f_D se tomó el valor de [32, 33], El valor de T fue tomado de [34], la masa m_c corresponde a la masa polar del quark c . Para su determinación se usa un ajuste de predicciones teóricas para el ancho de los tiempos de vida en decaimientos semileptónicos del meson D^0 con datos experimentales. La selección de esta masa parece incluir de manera efectiva contribuciones desconocidas de ordenes mayores en QCD perturbativa.

Los valores de otros parámetros y constantes se pueden encontrar con un desarrollo más detallado en [26].

En la tabla 1.2 se listan también las contribuciones de los diferentes modos de decaimiento, al ancho total del decaimiento, así como la significancia de las contribuciones por los efectos de interferencia de Pauli y difracción débil

Modo o mecanismo de decaimiento	Ancho (fs^{-1})	Contribución (%)
$c \rightarrow s\bar{d}u$	0.002648	31
$c \rightarrow se^+\nu$	0.000380	4.2
PI	-0.001317	–
WS	0.005254	60.6
$\Gamma_{\Xi_{cc}^+}$	0.008660	100

Cuadro 1.2: Diferentes contribuciones al ancho total de decaimiento del Ξ_{cc}^+

El procedimiento descrito hasta aquí y los valores mostrados lleva a que el tiempo de vida para el Ξ_{cc}^+ es

$$\tau_{\Xi_{cc}^+} = 160,0 \pm 50,0 fs. \quad (1.9)$$

Donde el valor central tiene dependencia directa con los parámetros y puede variar hasta 340.0 fs

1.6. Otras predicciones para el tiempo de vida de Ξ_{cc}^+

En la literatura no se encuentran predicciones recientes o anteriores que aproximen el tiempo de vida de nuestra partícula, de las existentes, aquí presentamos algunas.

En algunos trabajos solo se evalúa el ancho de decaimientos semileptónicos exclusivos. Usando estos valores y dado que son aproximadamente 70 % de los decaimientos posibles totales podemos aproximar el tiempo de vida.

En el trabajo de Albertus, Hernández y Nieves [35] para el ancho de los decaimiento semileptónicos se calcula un valor de $\Gamma_{semilep} = 0,000264 fs^{-1}$ lo que da un valor aproximado del ancho total $\Gamma_{total} = 0,000352 fs^{-1}$ lo que da un tiempo de vida aproximado de $\tau_{\Xi_{cc}^+} = 2840,0 fs$.

A continuación se listan algunas otras predicciones encontradas en la literatura.

Tiempo Predicho (fs)	Modelo (contribuciones al ancho)	Año	Referencia
100	Espectador, WS	1995	[36] [37]
340 o 200 ⁷	OPE ⁸ Espectador, WS, IP	1999	[38]
220	OPE, Espectador, WS, IP	1999	[39]
120	Espectador, OPE, IP	2001	[26]
160 ± 50	Espectador, Weak Scattering (WS)	2002	[40]
400	Espectador, WS	2002	[41] [42] [43]
190	Espectador, WS, Interferencia de Pauli (IP) (NRHOM ⁹)	2007	[44]
250	Espectador, WS	2007	[44]
2840	OPE, HQSS ¹⁰	2011	[35]

Cuadro 1.3: Diferentes predicciones del tiempo de vida del Ξ_{cc}^+

1.7. Conclusión

La imagen general de los tiempos de vida de bariones Charm muestran que mediciones nuevas más precisas, arrancan nuevas preguntas que no se habían planteado a partir de cálculos teóricos, esto debido a que los datos experimentales son escasos.

A partir de esta tesis sera claro que es necesario desarrollar los modelos teóricos que sean capaces de describir características tan importantes como el tiempo de vida en partículas que tienen dos quarks pesados. Hasta ahora esta ausencia estaba justificada por la falta de observaciones experimentales, pero está claro que el desarrollo en el área de la experimentación de partículas elementales arranca más preguntas que respuestas. Esto debe revitalizar el área teórica y el conjunto llevara inevitablemente a dar un importante paso en el entendimiento de la física de los quarks pesados.

Capítulo 2

El experimento SELEX

Los datos usados en este análisis fueron tomados en el experimento SELEX (E781). SELEX (Por sus siglas en ingles: Segmented Large x_F Barion Spectrometer) fue un espectrómetro multi-etapas, con una alta aceptación para interacciones y decaimientos que ocurren en la dirección del aparato. El experimento tomó datos en 1996 - 97 usando haces de Σ^- , π^- de 600 GeV y p de 540 GeV. El gran éxito de SELEX consiste en la obtención de una gran muestra de decaimientos de bariones Charm usando una variedad de haces incidentes y blancos.

2.1. Objetivos de SELEX

El experimento SELEX tuvo una amplia gama de objetivos en física que incluye tópicos con y sin Charm.

2.1.1. Objetivos del experimento relativos a bariones charm

Hadroproducción de bariones charm

La producción de Quarks pesados puede ser descrita mediante QCD perturbativa, pero la hadronización de quarks pesados es un proceso no perturbativo. El proceso de hadronización

puede afectar de manera significativa el momento de un quark pesados después de que ésta se produce. Existen modelos que describen la hadronización, pero estos necesitan de la inserción de valores experimentales para ser confirmados y así poder establecer sus parámetros. En los experimentos actuales de hadrones muchos de los estudios importantes involucran quarks pesados en el estado final: producción de quarks top, decaimiento de Higgs, búsqueda de supersimetrías, solo por nombrar algunos. También, gran parte del ruido en estos estudios proviene de la producción QCD de quarks pesados. En muchos de estos estudios las señales son muy pequeñas, por lo que una descripción confiable de las propiedades de ambos: señal y ruido, es muy importante en las simulaciones. ¿Cómo puede ser verificada esta información?

El experimento SELEX puede estudiar hadro-producción de Bariones Charm en tres haces diferentes: estos son Σ^- , π^- y p , esto hace de SELEX un experimento único. El experimento fue diseñado para detectar decaimientos en un rango de momento muy amplio ($x_F > 0,1$), donde x_F es, aproximadamente, la fracción del momento del haz que se lleva la partícula Charm. En especial, el estudio de Bariones Charm en regiones de alto x_F es muy valioso, pues en esa región es donde la producción de partículas Charm y Anti-Charm difiere más. [45]

Algunos de los principales objetivos de SELEX fueron: estudiar las distribuciones en x_F y p_T para partículas Charm y Anti-Charm, la asimetría en la producción de partículas Charm, Anti-Charm [45, 46], producción de estados excitados de Charm y producción de pares Charm. También se determinó la α de la parametrización de la sección eficaz de producción (A^α), para las partículas D^+ , D^0 , D_s^+ , $D^+(2010)$, Λ_c^+ y sus respectivas antipartículas. [47]

Física del decaimiento

Tener una muestra grande de decaimientos de bariones Charm permitió hacer mediciones más precisas de tiempos de vida Charm. Para el control de errores sistemáticos, es importante que los tiempos de vida de todas las partículas charm sean medidas en el mismo aparato. Estos tiempos de vida proveen valiosos valores de prueba para los cálculos de expansión de quarks pesados.

Otro t3pico importante es el estudio de nuevos modos de decaimiento y sus razones¹ [49]. Los c3lculos te3ricos de estas razones de decaimiento, (decaimientos expl3citos de quarks pesados), es a3un un 3rea llena de retos en la f3sica de hadrones por lo que los valores experimentales son vitales para entender la f3sica de los decaimientos.

El alto nivel de desarrollo del sistema de identificaci3n de part3culas en SELEX es especialmente 3til en el estudio de decaimientos del tipo *Cabibbo-suppressed*². Estos estudios investigan el papel que juegan las interacciones del estado final en decaimientos hadr3nicos. En este rubro es importante se3alar que el experimento SELEX fue el primero en observar el decaimiento $\Xi_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ [48], as3 como $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^-K^+\pi^+$ y $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+K^+\pi^-$ [49] [50]. Los decaimientos semilept3nicos de Charm estan te3ricamente mejor comprendidos que los decaimientos hadr3nicos. Y los nuevos datos experimentales pueden ser un impulsor para c3lculos nuevos y m3s precisos.

Espectroscop3a de bariones charm

La mayor3a de los estados excitados de Charm pueden ser detectados en SELEX, por lo que se plane3 estudiar algunas caracter3sticas de estos estados tales como masa y ancho. Por ejemplo, el ancho en el pico de masa invariante de el Σ_c y Λ_c^* son importantes para pruebas de HQET³ [51]. Los anchos de los estados excitados son valores muy importantes para HQET, y los datos experimentales existentes son escasos [52]. La confirmaci3n de los estados Ξ_c' , observados 3nicamente por CLEO [53] ser3a un buen logro para SELEX, pero tambi3n se plane3 la busqueda de nuevos estados excitados principalmente de bariones Charm.

2.1.2. Objetivos del experimento no relativos a charm

Mediciones de secciones transversales totales

La secci3n transversal total hadr3nica es una de las mediciones fundamentales de la fuerza de las interacciones hadr3nicas. La secci3n transversal total, inicialmente decrece como una

¹Branching Ratio

²Se refiere a los decaimientos que no son los m3s favorecidos debido a que requieren un cambio de sabor a otra familia de quarks

³Heavy Quark Effective Theory

función de la energía del centro de masa, y después de aproximadamente 10 GeV comienza a crecer nuevamente. SELEX midió las secciones transversales totales de Σ^- y π^- en blancos de berilio, cobre, carbón y polietileno [54]. También se midieron las secciones transversales totales de protones en blancos de carbón y berilio. Ambas mediciones fueron hechas con una energía de haz de 600 ± 50 GeV. Estos datos fueron usados para extraer las secciones transversales totales de $\Sigma^- - p$ y $\pi^- - p$. Esta es la energía mas alta a la cual se ha medido la sección eficaz total de $\Sigma^- - p$. La medición anterior mas alta fue hecha a 140 GeV [55]. Las mediciones muestran un claro aumento en la sección transversal de $\Sigma^- - p$ como función de la energía del centro de masa.

Mediciones de radios de carga electromagnéticos

El radio de carga provee información acerca de la estructura interna de un hadrón. Estas mediciones son importantes para verificar modelos que describen el confinamiento de los quarks adentro del hadrón. Diferentes cálculos teóricos del radio de carga electromagnéticos generan respuestas ligeramente diferentes y los datos experimentales son los encargados de aclarar la situación [57]. Los radios de carga de las partículas π^- , Σ^- y p fueron medidos en SELEX estudiando la difracciones de $\pi^- - e$ [56], $\Sigma^- - e$ [57], [58] y $p - e$ [59].

Producción polarizada de hyperones

El descubrimiento de que la interacción de un haz de protones no-polarizado sobre un blanco no-polarizado produce hyperones polarizados, fue en 1976 una verdadera sorpresa [60]. Incluso después de 40 años, los datos experimentales aún no cuentan con una explicación completa [61]. Se predice que la hadronización juega un papel importante en este proceso. Por lo que SELEX midió producción polarizada de Σ^+ [62] y Λ^0 [63] como función de x_F y p_T^4 .

Otros temas en el programa de SELEX incluyen la producción Primakoff de estados excitados, polarizabilidad de piones, pruebas de anomalía quirial y búsqueda de estados exóticos.

⁴Momento transversal, con respecto de la dirección del haz

2.2. El aparato SELEX

2.2.1. Generalidades del aparato

El corazón del experimento SELEX es el detector del vértice de tiras de silicio (SSD)⁵ que tiene una resolución transversal de $4\ \mu\text{m}$ a 600 GeV. La separación longitudinal entre vértices (L) se midió con una precisión de $\sigma_L \simeq 0.5\ \text{mm}$. Es muy importante que en la medición de la separación de los vértices el error sea muy pequeño, ya que dada su significancia L/σ_L , es el corte más poderoso para separar la señal Charm del ruido.

El experimento de SELEX tiene un extenso sistema de identificación de partículas. Las partículas del haz (Σ^- , π^- ó p , π^+) fueron etiquetadas usando el detector de radiación de transición del haz (BTRD)⁶. El Detector Cherenkov o RICH con sus 3000 fototubos fue usado para la identificación de partículas secundarias tales como electrones, muones, piones, kaones, protones e incluso, hyperones. El detector RICH fue capaz de separar kaones de piones de hasta 165 GeV. La separación entre Kaones y piones resulta un asunto importante en cualquier experimento de Charm, pues los decaimientos de Charm frecuentemente tienen Kaones en el estado final. Los detectores de radiación de transición de electrones (ETRD) fueron usados para separar electrones de hadrones, lo cual es importante para la física de decaimientos semileptónicos. Se usaron tres detectores de vidrio plomado para identificar y medir la energía de fotones y electrones.

SELEX contó con un sistema de seguimiento de las trayectorias de las partículas (Tracking) muy preciso y tres imanes para medir el momento de cada partícula. Para esto se usaron ocho planos SSD del haz con una resolución de $\sigma \sim 6\ \mu\text{m}$. El seguimiento de las trayectorias de las partículas en las partes posteriores del experimento incluye 26 planos de cámaras de alambre proporcionales (PWC) con resolución espacial de $\sigma \sim 0.6\ \text{mm}$. Esto también incluye tres cámaras de arrastre vectoriales (VDC) cada una de ocho planos sensibles con una resolución de $\sigma \sim 100\ \mu\text{m}$ y finalmente 18 SSD grandes con una resolución total de $\sigma \sim 14\ \mu\text{m}$ para trazar trayectorias de partículas con momento alto. En total, el sistema

⁵Vertex Silicon Strip Detector

⁶Haz Transition Radiation Detector

SSD de SELEX tiene 74000 tiras.

2.2.2. El haz primario

La base del experimento E781, como de casi todos los experimentos en el FNAL, es un haz de protones de muy alta energía, el cuál es provisto por el acelerador circular TEVATRON. Para la producción del haz de protones, se ionizan átomos de hidrógeno y después son acelerados en un acelerador tipo Cockroft-Walton a una energía de 750 KeV. Más adelante, un acelerador lineal (LINAC) aumenta la energía de los protones hasta 400 MeV y los lanza hacia un booster. El último acelerador es el Sincrotrón, donde ocurre otro aumento de energía hasta 8 GeV. Los protones son extraídos desde el Booster hacia el “Main Ring”, el cuál es un acelerador tipo Sincrotrón con imanes tradicionales, y se extiende a lo largo de 6 Km. Al llegar ahí las partículas se ajustan a la trayectoria por medio de los aproximadamente 1000 magnetos y se aceleran hasta 150 GeV por medio de resonadores de alta frecuencia (53 MHz). Después de esta etapa de la aceleración los protones llegan a otro Sincrotrón, que se pasa directamente por debajo de los imanes del anillo principal, el cual consiste en aproximadamente 1000 imanes superconductores, que se enfrían con helio líquido. Este anillo es el TEVATRON real, porque en él los protones (o los antiprotones) pueden ser acelerados hasta una energía de 1 TeV. Hasta la fecha en que se realizó el experimento, el TEVATRON solo podía ser operado ya fuera en modo de colisionador o de blanco fijo, situación que cambió con la adición del tubo del inyector start-up (Main Injector) fuera del anillo.

Durante el periodo de blanco fijo 96/97 el TEVATRON trabajó en ciclos de 60s, 40 de los cuales fué lo que tomó la aceleración en la etapa final de los protones y la etapa de extracción de las partículas dura 20s.

En el modo de blanco fijo el haz primario de protones del TEVATRON alcanza una energía de 800 GeV, con una derrama de $2,5 \times 10^{13}$ protones por *spill*. Después del TEVATRON un distribuidor de haz (*switchyard*) distribuye el haz primario en tres grandes experimentos de blanco fijo para mesones, neutrinos y física de protones (fig 2.1).

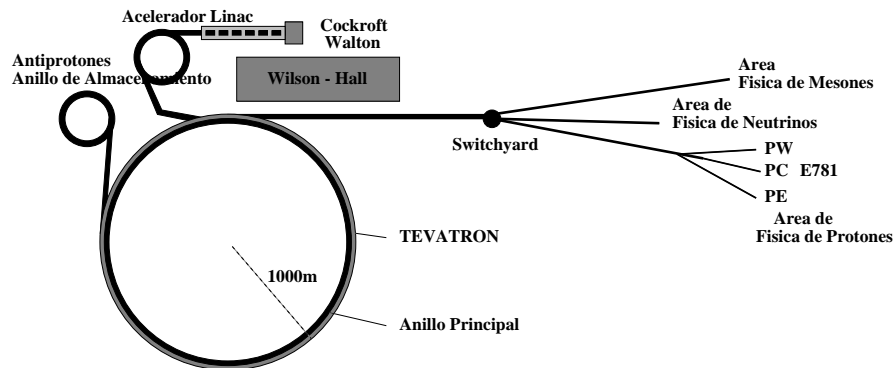


Figura 2.1: Planta de aceleración en FNAL

El experimento E781 se desarrolla en el rango de física de protones PC⁷ y comparte su sección del haz con dos experimentos más. La intensidad de flujo asignado a SELEX es de aproximadamente 2.0×10^{12} protones/spill, sin embargo estos no van directamente al experimento sino que se usan para la producción de un haz secundario, el haz de hyperones.

2.2.3. Producción del haz de hyperones

Los protones asignados al experimento E781 son orientados continuamente hacia el imán de hyperones utilizando cuádrupolos magnéticos como se muestra en la figura 2.2. Con la ayuda de los imanes PC3H1⁸, PC3H2 y PC3V1⁹ el haz de protones procedente del Tevatrón es dirigido hacia el blanco de producción de hyperones, el cual tiene un diámetro de cerca de 1 mm en esta posición. Con la ayuda del imán PC3BR se puede modificar el ángulo de incidencia del haz de protones sobre el blanco de producción. Para el monitoreo se utilizan las cámaras de alambres PC3WC2, PC3WC3 y PC3WC4 que miden la proyección del perfil del haz en cada caso y se utilizan para establecer su posición durante el experimento.

Como blancos de producción se utilizan un blanco de berilio ($1.02 \text{ mm} \times 2.03 \text{ mm} \times 406.91 \text{ mm}$) y un blanco de cobre ($1.02 \text{ mm} \times 2.03 \text{ mm} \times 150.55 \text{ mm}$) que son colocados utilizando

⁷Protón Center

⁸PC3H: Photon Center 3 Horizontal

⁹PC3V: Photon Center 3 Vertical

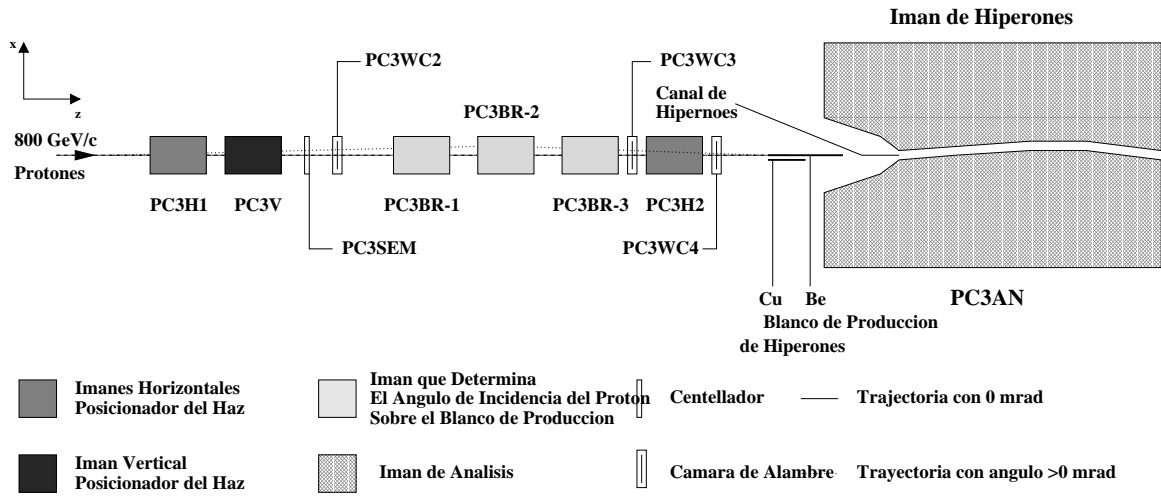


Figura 2.2: Canal del haz alrededor del blanco de producción

un sistema mecánico de posicionamiento. En la interacción de un protón con el blanco de producción se produce todo un espectro de partículas secundarias (Σ^- , π^- , K^- , Ξ^- , Ω^- , \bar{p} , p , Σ^+ , π^+ ...). La producción de hyperones es favorecida en la dirección delantera (x_F grandes) en relación a la producción de mesones. Este efecto de partículas principales (*Leading Particle Effect*) es característico de la producción de hyperones. Como consecuencia favorable de este efecto se pueden encontrar predominantemente partículas Σ^- con alto impulso en producción de partículas negativamente cargadas. El resto del haz está principalmente constituido por piones.

La Tabla 2.1 muestra la composición esperada del haz a 10 m del blanco de producción. Los números proceden de un estudio realizado por el experimento E761, experimento de blanco fijo, que utilizó esta zona del haz antes de E781.

La construcción del canal de hyperones es difícil, esto debido a dos factores importantes: El breve tiempo de vida de los hyperones y por otro lado los protones remanentes del haz primario, que constituyen radiación que debe ser interceptada, por lo que es necesario mucho

Partícula	Porcentaje en el haz %	Masa MeV/ c^2	Tiempo de vida τ (s)	Principales canales de decaimiento	γ	Distancia de vuelo $\gamma c\tau$ (m)
Haz negativo						
π^-	≈ 53	139.57	$2,6630 \times 10^{-8}$	$\mu^- + \nu_{\bar{\mu}}$ 99.99 %	4300	34353
K^-	≈ 1.6	493.77	$1,2371 \times 10^{-8}$	$\mu^- + \nu_{\bar{\mu}}$ 63.51 % $\pi^- + \pi^0$ 21.16 %	1215	1833
Σ^-	≈ 43	1197.45	$1,479 \times 10^{10}$	$n + \pi^-$ 99.848 %	501	22.2
Ξ^-	≈ 1.6	1321.34	$1,639 \times 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^-$ 99.887 %	454	22.3
Ω^-	≈ 0.04	1672.43	$0,822 \times 10^{-10}$	$\Lambda + K^-$ 67.8 % $\Xi^0 + \pi^-$ 23.6 %	359	8.85
\bar{p}	≈ 0.04	938.27			639	
Haz positivo						
π^+	≈ 2.8	139.57	$2,663 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_{\mu}$ 99.9 %	4300	34353
K^+	≈ 0.8	493.77	$1,2371 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_{\mu}$ 63.51 % $\pi^+ + \pi^0$ 21.16 %	1215	1833
Σ^+	≈ 2.8	1189.37	$0,799 \times 10^{-10}$	$p + \pi^0$ 51.57 % $n + \pi^+$ 48.30 %	504	12.08
p	≈ 94	938.27	∞		639	∞

Cuadro 2.1: Composición esperada del haz a 10 m del blanco de producción de hyperones de acuerdo al estudio realizado en el experimento E761 con una energía de haz de 600 Gev para haz positivo y negativo.

material para el apantallamiento. Este efecto de dependencia de energía de Σ^-/π^- alta con que se satisfacen ambos criterios, sólo es alcanzable en condiciones de altas energías. Con el haz de hyperones de SELEX de 600 GeV se encontró una relación Σ^-/π^- de aproximadamente 1. Se encontró también una pequeña porción de otras partículas además de Σ^- y π^- .

El rango de momento (con el énfasis deseado) de las partículas seleccionadas que pasan a través del canal de hyperones a los espectrómetros de E781 está definido por el comportamiento de la corriente y polaridad del magneto de hyperones.

Las partículas filtradas golpean contra las paredes del canal de hyperones donde son absorbidas o permanecen en el núcleo de hierro sólido del imán de hyperones. Durante este último proceso se produce un fondo (*background*) de muones ampliamente distribuido que penetra parcialmente en el espectrómetro.

El imán de hyperones es un imán convencional de aproximadamente 400 Ton de peso y 7,2 m de largo. El canal de hyperones tiene una sección transversal rectangular con una salida de 4.64 mm \times 8.64 mm, alineado con el tungsteno para una mejor absorción de los protones. En corridas standard las partículas negativamente cargadas son seleccionadas con el imán de hyperones dentro de un rango de momento de (600 ± 30) GeV/c, para lo cual se requiere una corriente en el imán de 3300 A. Después de salir del canal de hyperones el haz tiene un diámetro de 1.2 cm y una divergencia de ± 1.5 mrad.

2.2.4. Sistema coordinado de SELEX y espectrómetros

El origen del sistema coordinado de SELEX se ha escogido de modo que quede sobre la cara delantera del último blanco que encuentra el haz (Fig. 2.4). El eje z va en la misma dirección del haz, el eje y va en dirección vertical hacia arriba y el eje x completa el sistema coordinado de mano-derecha. La mayoría de los detectores en SELEX mide las posiciones de las trayectorias en las proyecciones x e y o en las proyecciones u , v , las cuales forman un ángulo de $\pm 45^\circ$ con respecto de los ejes x , y respectivamente.

El espectrómetro del haz incluye aparatos desde la salida del imán de hyperones hasta la

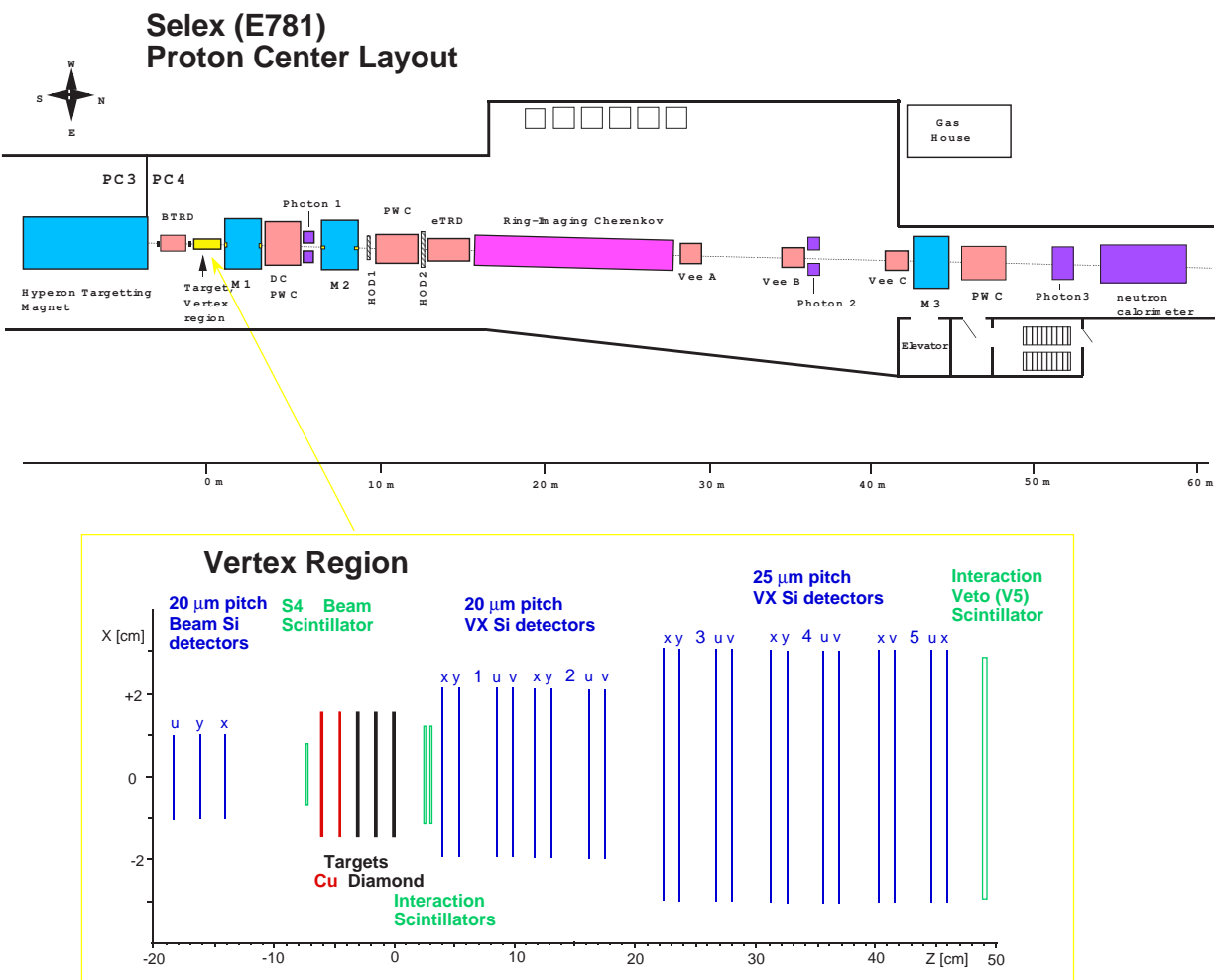


Figura 2.3: Vista esquemática del espectrómetro SELEX y región del vértice

región del blanco. El espectrómetro del vértice es desde los blancos hasta el imán M1. Los espectrómetros M1, M2, M3 se localizan inmediatamente después del correspondiente imán

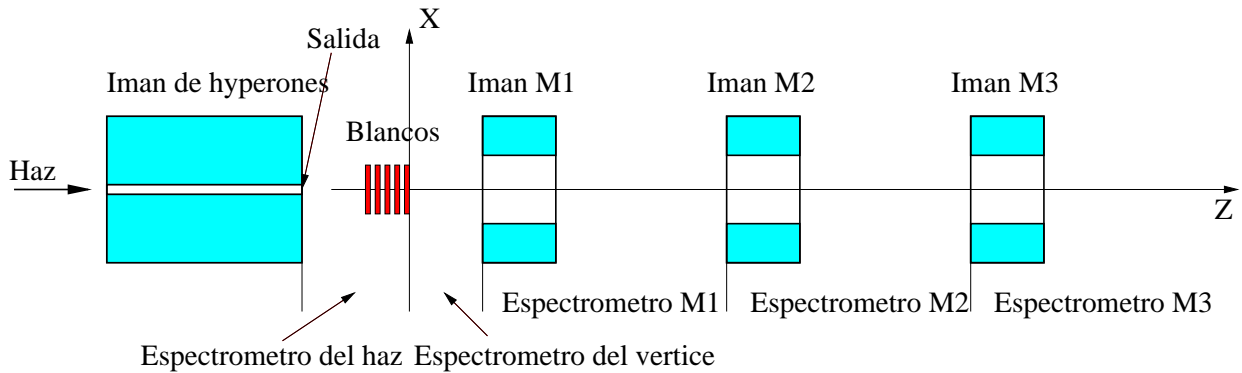


Figura 2.4: Vista esquemática, no escalada, del sistema coordinado en SELEX. La coordenada y sale de la hoja.

de análisis.

2.2.5. El espectrómetro del haz

Una vez que ha pasado el haz secundario por el canal de hyperones, entonces atraviesa el detector de radiación de transición del haz.

Detector de radiación de transición del haz

El detector de radiación de transición del haz (BTRD¹⁰) detecta la radiación electromagnética que se emite por partículas cargadas a medida que estas atraviesan la frontera entre medios con diferentes propiedades dieléctricas. La energía característica de esta radiación es de unos pocos KeV (Rayos-X). El BTRD consiste de 10 módulos idénticos cada uno de los cuales contiene un radiador hecho de 200 láminas de polipropileno de 17μ m de ancho, separadas por un espacio de 500μ m. Enseguida del radiador se encuentran tres cámaras de alambres proporcionales (PWC¹¹) que contienen gas en una mezcla de 70 % Xe y 30 % CH₄ para optimizar el tiempo de respuesta de la señal y para optimizar la absorción de fotones de la radiación de transición. Estas cámaras consisten de placas aluminizadas, que funcionan como cátodos, con espacios de 2 mm para arrastre, y mallas con alambres de tungsteno de

¹⁰Haz Transition Radiation Detector

¹¹Proportional Wire Chamber

15 μm de ancho, que están separados por 1 mm, y que funcionan como ánodos. Cada PWC del BTRD da una salida digital cuando se detecta energía sobre un umbral fijo. La suma de todas las PWC que detectan una señal por encima del umbral es igual al número k de planos activados en el BTRD. La probabilidad de que ocurra la emisión de radiación de transición es proporcional al factor de Lorentz γ . Por lo tanto, un mesón π con el mismo momento que un barión, como el Σ^- o un p , al pasar por el BTRD activa más planos que el barión.

Una distribución de probabilidad típica del número de planos activados por el haz secundario negativo se muestra en la fig 2.5. Se puede observar la componente bariónica y mesónica del haz secundario negativo en pocos y muchos planos activados, respectivamente. Estas componentes pueden ser separadas al ajustar la función:

$$p_{fit}(k) = \underbrace{\sum_{i=1}^2 k_i \binom{n}{k} p_i^k (1-p_i)^{n-k}}_{\text{comp. bariónica}} + \underbrace{\sum_{i=3}^4 k_i \binom{n}{k} p_i^k (1-p_i)^{n-k}}_{\text{comp. mesónica}} \quad (2.1)$$

a la distribución normalizada del número k de planos activados, donde, $n = 30$ es el número máximo posible de planos activados en el BTRD, p_i y k_i son los parámetros de ajuste con las restricciones $K_1 + k_2 + k_3 + k_4 = 1$ y $p_1, p_2 < p_3, p_4$. El significado de los parámetros p_i es la probabilidad de respuesta de una PWC.

De esta manera se obtienen la fracción bariónica ($k_1 + k_2$) y la fracción mesónica ($k_3 + k_4$) de los haces secundarios tanto negativo como positivo a partir de la ecuación 2.1 Entonces, en la región del blanco de producción, para el haz secundario negativo se tiene que [64]:

- Fracción bariónica ($k_1 + k_2$) = $47,5 \pm 1,6 \%$
- Fracción mesónica ($k_3 + k_4$) = $52,5 \pm 1,6 \%$

Y para el haz positivo se tiene que [64]:

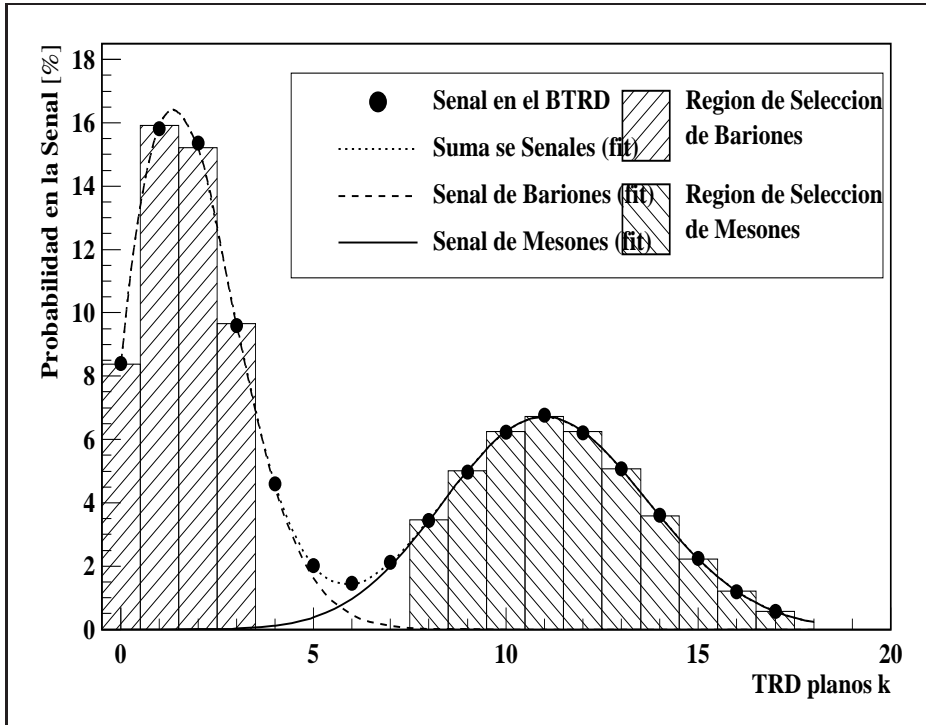


Figura 2.5: Espectro del BTRD con condiciones negativas del haz

- Fracción bariónica ($k_1 + k_2$) = $91,9 \pm 1,4$ %
- Fracción mesónica ($k_3 + k_4$) = $8,1 \pm 1,4$ %

En la figura 2.5 se muestra como la componente bariónica tiene una fracción contaminante de la componente mesónica y viceversa. Para eliminar esta contaminación en cada componente se utilizaron los siguientes cortes en la distribución: $k \leq 4$ para la componente bariónica, y $k \geq 7$ para la componente mesónica. Luego entonces, la composición de la fracción bariónica del haz secundario negativo es de [64] (fig 2.6):

- Σ^- $97,52 \pm 4,70$ %
- Ξ^- $2,48 \pm 0,15$ %

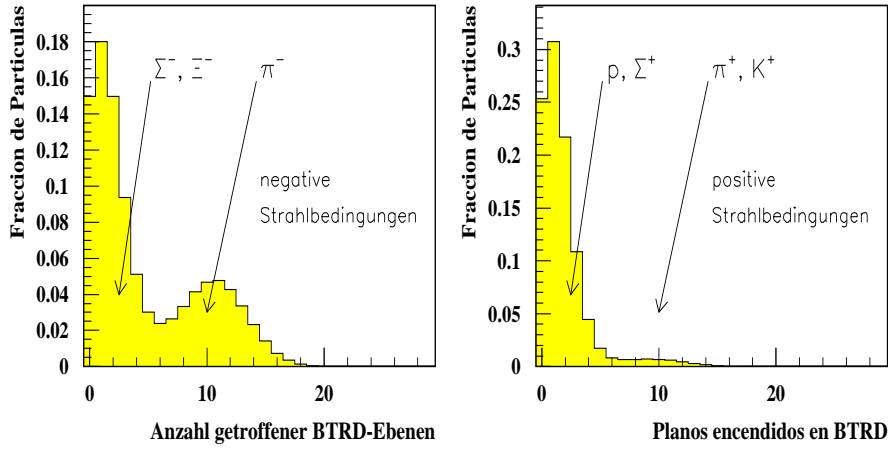


Figura 2.6: Espectro del BTRD con condiciones negativas y positivas del haz

Y la composición de la fracción mesónica del haz secundario negativo es [64]:

- π^- $96,95 \pm 4,67$ %
- K^- $3,05 \pm 1,91$ %

La composición de la fracción bariónica del haz secundario positivo es de [64]:

- p $97,06 \pm 2,28$ %
- Σ^+ $2,94 \pm 0,76$ %

Y la composición de la fracción mesónica del haz secundario positivo es de [64]:

- π^+ $70,00 \pm 17$ %
- K^+ $30,00 \pm 7$ %

Detector de la trayectoria del haz

El detector de tiras de silicio del haz (BSSD¹²) consiste en ocho detectores de silicio “single sided” de $300\mu\text{m}$ de ancho con una separación de $20\mu\text{m}$. Estos detectores están agrupados en

¹²Haz Silicon Strip Detector

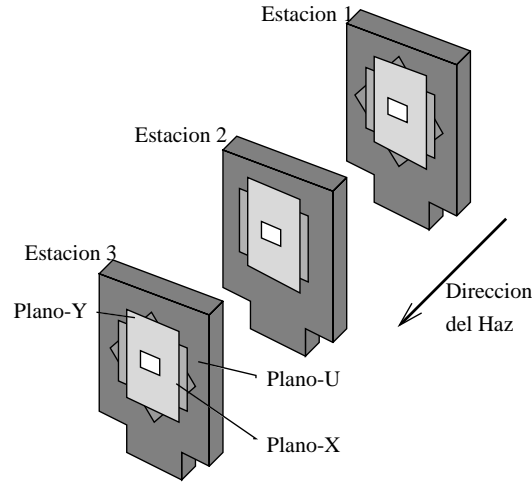


Figura 2.7: Estaciones del detector de la trayectoria del haz

tres estaciones montadas sobre un bloque de granito y colocadas en una caja blindada contra radiofrecuencias. En la Fig 2.7 se muestran estas tres estaciones. En la estación uno y tres se montaron tres detectores y en la estación 2, dos detectores. Estos detectores determinan la posición de la trayectoria del haz en los blancos de producción del quark Charm con una resolución de aproximadamente $4\mu\text{m}$. Cada detector tiene 1024 tiras de silicio con una región activa de $2 \times 2\text{m}^2$ [65, 66].

2.2.6. El espectrómetro del vértice

Muchos hadrones producidos en el blanco decaen en una ruta aérea media de varios milímetros. La separación espacial entre la producción y el vértice del decaimiento es la firma de charm, el decaimiento es requisito necesario de modo que estas posiciones deben ser claramente distinguibles, por lo que se hace una gran demanda al poder de resolución de los espectrómetros de ésta región. Por esta razón, hay en el espectrómetro del vértice 22 detectores de barras de silicio altamente soluble con un número total de 48000 canales. Directamente después de los blancos hay un arreglo de 5 estaciones VSSD¹³(fig. 2.8). En las

¹³Vertex Singlesided Silicon Detectors

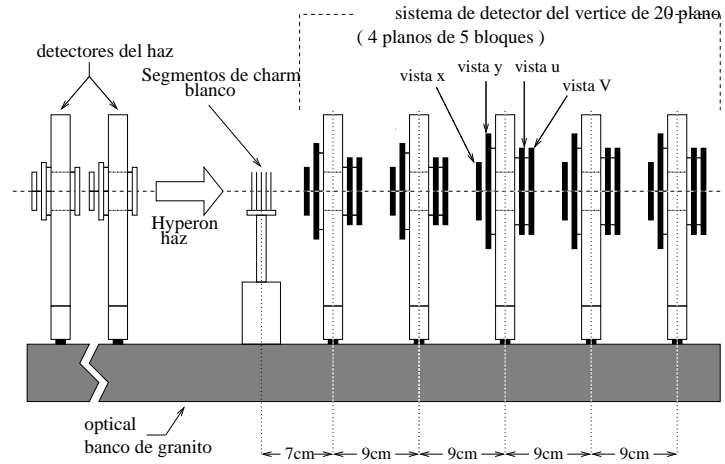


Figura 2.8: Esquema del Espectrómetro del Vértice

En las dos primeras estaciones hay en cada caso cuatro de los llamados detectores de silicio de 5 cm, con $20\mu\text{m}$ en la dirección delantera y una aceptación de $5 \times 5\text{ cm}^2$. En las tres siguientes estaciones VSSD, hay en cada caso 4 detectores tipo mosaico, que son detectores de silicio con una superficie activa de $9,6 \times 8,3\text{ cm}^2$. Estas superficies tan largas exceden en 6 pulgadas la medida de fabricación standard en la industria de semiconductores. Aquí tres contadores de barras de silicio fueron ensamblados a un contador ancho, extrayéndose información de cada tira en la región central y cada dos tiras en la región externa. Cada uno de los detectores tiene una eficiencia mayor que el 98% para detectar una interacción y con una resolución espacial aproximadamente de $6,5\mu\text{m}$. Con los VSSD se miden las proyecciones x , y , u y v de la trayectoria.

El espectrómetro del vértice está bloqueado con la estación 3 del HSD¹⁴, esta estación provee la posición de la partícula saliente. Para incrementar la aceptación, esta estación contiene dos niveles de HSD, que comparados con HSD1 y HSD2 tiene una superficie activa más grande de $1,9 \times 1,92\text{ cm}^2$ que mide en las direcciones x y y y el *readout* es más rápido.

Para determinar el rastro de la multiplicidad de un evento en el blanco, se colocó un con-

¹⁴Hardware Scatter Detector

tador de interacción IC¹⁵ directamente detrás de la región del blanco. Este contador consiste en dos centelladores de 1 mm de grosor. El espectro de la amplitud del pulso da información acerca de la multiplicidad de la interacción. Este se convierte en clases de multiplicidad usando un discriminador CAMAC de 8 entradas independientes, lo que permite que la selección de multiplicidad sea un nivel en el disparador.

Detrás del último nivel de MOSAICO está unido el contador de veto V5 que sirve como limpiador para eliminar eventos del detector de silicio cuando ocurren multiplicidades muy altas y se usa también como apoyo para el sistema de disparo de charm.

2.2.7. El espectrómetro M1

El espectrómetro M1 consiste del imán M1 y los detectores entre los imanes M1 y M2. El diseño de este espectrómetro se muestra en la figura 2.9. Este aparato fue diseñado para analizar partículas en el rango de momento de $2,5 - 15 \text{ GeV}/c$.

El imán M1 fue operado a 1.35 T que corresponde a un p_T de $0,74 \text{ GeV}/c$. El espectrómetro M1 tiene tres cámaras de alambre proporcionales y dos cámaras de arrastre para encontrar las trayectorias de las partículas en el rango antes especificado. Las partículas con momento alto son detectadas usando los detectores de silicio de ángulo grande (LASD¹⁶).

Cámaras de alambre proporcionales de M1

Las tres cámaras de alambre proporcionales (PWC¹⁷) del espectrómetro M1 consisten de alambres igualmente espaciados que funcionan como ánodos, centrados entre dos placas (cátodos). El espacio entre alambres es de 3 mm. Estas PWC tienen una región activa de $2 \times 2 \text{ m}^2$ y se llenan con “gas mágico” (75 % argón, 24.5 % isobutano y 0.5 % freón) que se ioniza cuando pasa una partícula cargada a través de él. El gas ionizado consiste de iones cargados positivamente y de electrones. Los iones positivos son arrastrados por el campo eléctrico hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo. Cuando los electrones están cerca

¹⁵Interaction Counter

¹⁶Large Area Silicon Detector

¹⁷Proportional Wire Chamber

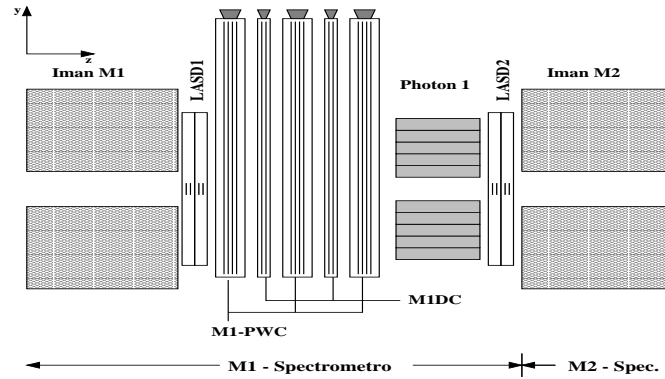


Figura 2.9: Esquema del espectrómetro M1

de un ánodo se genera un proceso de formación tipo avalancha que incrementa la señal que se extrae del ánodo. Cada PWC tiene cuatro mallas (planos) de alambres, cada uno en las proyecciones x , y , u y v a fin de poder determinar la posición de la partícula. El espacio entre cámara y cámara es de 70 cm. Estas PWC tienen una eficiencia mayor de 90 % para detectar una interacción y tienen una resolución espacial de 0,9 mm [65].

Cámaras de arrastre de M1

Las dos cámaras de arrastre (DC¹⁸) del espectrómetro M1 se diseñaron para mejorar la resolución angular del rastreo de partículas en el plano horizontal, donde el imán M1 curva las partículas cargadas, lo cual es necesario para obtener una buena medición del momento para partículas de poco momento. Las dos DC se colocaron entre las PWC y cada una de ellas tenía dos planos que detectaban las interacciones en la proyección x . Estas DC tienen una región activa de $2,4 \times 1,7 \text{ m}^2$, una eficiencia del 80 %, y una resolución espacial de aproximadamente 0,7 mm [62].

El funcionamiento de estas cámaras está basado en el hecho de que si las velocidades de arrastre de los electrones son constantes y conocidas, y si el tiempo que tarda en atravesar la partícula también se conoce, entonces se puede determinar la posición con una resolución más fina, aun con alambres más distantes.

Detectores de silicio de área grande (LASD)

¹⁸Drift Chamber

El propósito de los LASD es cubrir la región del haz de las PWC y DC de la parte final del experimento para mejorar la resolución de las trayectorias, la separación en esta región y lograr una medición precisa del momento menos sensitiva al haz¹⁹. Los LASD se dividen en tres grupos y están colocados justo detrás del imán M1 y tanto enfrente como detrás del imán M2, por lo que se diseñaron para funcionar correctamente dentro del campo magnético producido por los bordes de los imanes. Cada grupo de LASD consiste de seis planos de detectores: dos detectores (planos) de silicio sencillos (“single sides”) y de dos detectores de silicio dobles (4 planos) para determinar dos puntos en cada una de las tres proyecciones (x, y, u) . Los LASD sencillos tienen 2540 tiras de silicio con una área activa de $63.5 \times 63.5 \text{ mm}^2$, y los dobles tienen un área activa de $52.6 \times 66.4 \text{ mm}^2$. Los LASD tienen una eficiencia entre 95 - 99 % para detectar una interacción y una resolución espacial de $15\mu\text{m}$ [68, 67]

2.2.8. El espectrómetro M2

El espectrómetro M2 se diseñó para reconstruir e identificar partículas con momento mayor que $15 \text{ GeV}/c$. El espectrómetro consiste del imán M2 y de todos los detectores entre los imanes M2 y M3. La figura 2.10 muestra el esquema de éste espectrómetro.

El imán M2 fue operado a 1.54 T que corresponde a un p_T de $845 \text{ MeV}/c$. El primer detector en el espectrómetro M2 es el tercer LASD, que está colocado a la salida del imán M2.

Los hodoscopios

Los dos hodoscopios H1 y H2(Fig. 2.10) empleados en el espectrómetro M2 usan contadores de centelleo para dar una respuesta rápida al número de partículas que pasan a través del espectrómetro y para obtener su momento [69]. Esta información la utiliza el mecanismo disparador para decidir si activa o no la adquisición de los datos de un evento.

El hodoscopio consiste de tres regiones: la región de carga negativa, la región central y la región de carga positiva. El signo de la carga se asume basado en la región del detector.

¹⁹A diferencia de las cámaras de alambre que pierden su eficiencia con alta intensidad de partículas, como en la región del haz

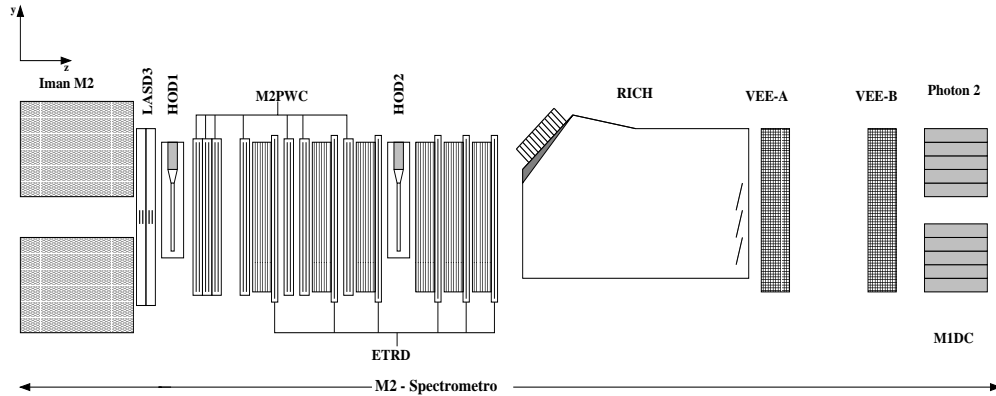


Figura 2.10: Esquema del espectrómetro M2

Los imanes curvan a las partículas negativas hacia la derecha cuando éstas pasan a través de ellos.

Las cámaras de alambre proporcionales M2

La reconstrucción de las partículas en el espectrómetro M2 se realiza por medio de las siete PWC que hay en este espectrómetro, que tienen un espacio de 2 mm entre cada alambre. Las tres primeras cámaras tienen una apertura de $60 \times 60 \text{ cm}^2$, y las cuatro últimas tiene una apertura de $60 \times 100 \text{ cm}^2$. Cada cámara tiene dos planos sensitivos en dos proyecciones ortogonales y tienen una eficiencia para detectar una interacción mayor que el 95 % con una resolución espacial de 0,6 mm [65].

El detector Cherenkov E781

El detector Cherenkov (RICH²⁰) fue diseñado para lograr una buena identificación de las partículas cargadas, lo cual se requiere para buscar los diferentes modos de decaimiento de los bariones y mesones producidos. Este detector provee la separación de piones, kaones y protones.

El RICH es un tanque cilíndrico de acero al carbón de 10,2 m de largo con un diámetro de 2,36 m que se llenó con gas neón puro a presión atmosférica. En la parte de atrás del tanque se montaron 16 espejos esféricos en forma hexagonal que tiene un área total de $2,4 \times 1,2 \text{ cm}^2$.

²⁰Ring Imaging Cherenkov Counter

Los espejos se usan para reflejar la radiación Cherenkov (fotones) hacia una matriz de 2848 tubos fotomultiplicadores que están colocados en la parte delantera del tanque [70].

La radiación Cherenkov se emite cuando una partícula cargada atraviesa un medio con un índice de refracción n a una velocidad v que excede la velocidad de la luz en ese medio c/n . La radiación Cherenkov se emite porque la partícula cargada polariza a los átomos a lo largo de su trayectoria de tal manera que se convierten en dipolos eléctricos. La variación en el tiempo del campo eléctrico generado por los dipolos conduce a la emisión de radiación electromagnética. Si $v < c/n$, entonces los dipolos eléctricos se arreglan simétricamente alrededor de la trayectoria de la partícula, de tal manera que el campo eléctrico integrado sobre todos los dipolos se hace cero. Ahora bien, si la partícula que atraviesa el medio se mueve con velocidad $v > c/n$, entonces la simetría se rompe generando un momento dipolar eléctrico, y por consecuencia un campo eléctrico.

Los fotones son radiados a un ángulo respecto a la línea de la trayectoria de la partícula que pasa a través del medio con índice de refracción n , que esta dado por

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n(\omega)\beta} \quad (2.2)$$

Donde ω es la frecuencia de la radiación emitida y β es la velocidad de la partícula. Este ángulo corresponde al radio del cono de luz visto por los fototubos en el detector. Entonces, los fotomultiplicadores activados son ajustados a círculos y si se conoce el momento de la trayectoria, se puede identificar a la partícula con varios niveles de certidumbre. La eficiencia en la identificación de las partículas es bastante alta ($\approx 98\%$) y solamente disminuye a momentos grandes [71].

Cámaras de arrastre vectoriales

Después del RICH se colocaron seis de las nueve cámaras de arrastre vectoriales (VDC²¹) de SELEX, agrupadas en dos estaciones VeeA y VeeB, con tres cámaras en cada una de ellas.

²¹Vector Drift Chamber

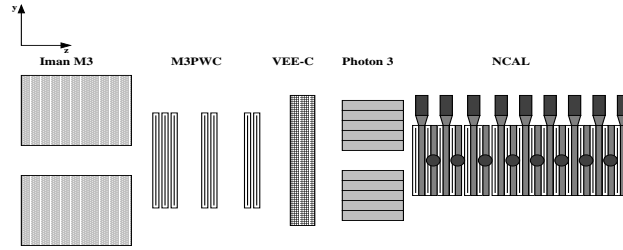


Figura 2.11: Esquema del espectrómetro M3

Estas cámaras se diseñaron para proveer segmentos cortos de las trayectorias de las partículas cargadas, además de la información usual de la posición. Estos detectores consisten de una región de celdas finas centradas alrededor de la línea del haz y de una región de celdas gruesas lejos del haz. Las VDC fueron diseñadas, también, para reconstruir los productos de los decaimientos que suceden en la parte final del experimento, al proveer segmentos cortos con alta resolución dentro de cada estación. Las trayectorias se midieron en tres proyecciones $(x,y,u/v)$. Cada estación tiene una región activa de $1,16 \times 1,16 \text{ m}^2$ y una eficiencia de aproximadamente el 90% con una resolución de $100 \mu\text{m}$. Las cámaras con las celdas finas están provistas de ocho alambres sensitivos para cada vista o proyección, y las cámaras con las celdas gruesas están provistas de seis alambres sensitivos. De esta manera cada cámara mide una trayectoria con seis o con ocho puntos, y por lo tanto, no solo mide la proyección sino que también el vector de la trayectoria [72]. Después de la segunda estación VDC se encuentra el segundo detector de fotones.

2.2.9. El espectrómetro M3

Para medir el momento de los productos de los decaimientos de las partículas de largo alcance, se emplea un tercer espectrómetro: El espectrómetro M3, cuyo esquema se muestra en la figura 2.11.

El espectrómetro M3 consiste en el imán M3 que fue operado a 1.3 T y que corresponde a un p_T de $0.72 \text{ GeV}/c$, de dos PWC de $115 \times 89 \text{ cm}^2$, seguida de la tercera estación VeeC con tres cámaras VCD. Después se encuentra el tercer detector de fotones y, finalmente, el

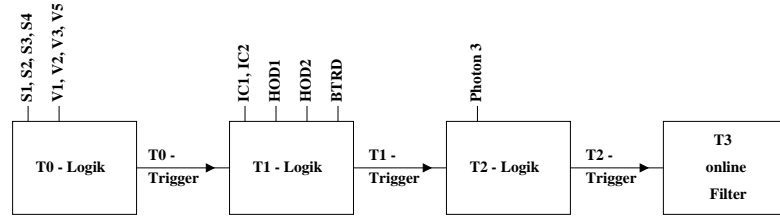


Figura 2.12: Esquema del Disparador y sus detectores asociados

calorímetro de neutrones que se encuentra en la parte final del detector.

2.2.10. El disparador E781

En el contexto de este trabajo únicamente es necesario un conocimiento básico de la estructura del disparador de E781, que en general es un disparador complicado para la búsqueda de mesones y bariones Charm y del disparador utilizado para la medición de la sección eficaz. Por lo que solo se dará la descripción de las partes de mayor interés.

Estructura del disparador E781

El disparador de SELEX es un disparador de cuatro niveles. Los niveles se designan de acuerdo a su orden jerárquico como T0, T1, T2 y T3 [73]. Los primeros tres niveles del disparador, T0, T1 y T2, son niveles solo de hardware. El cuarto nivel (T3) es un nivel característico de SELEX. Consta de un disparador de software (programa) que filtra la información en bruto aceptada por las etapas anteriores del disparador según ciertos criterios. Una descripción de la jerarquía de las etapas del disparador y de los detectores ligados a ella se presenta en la figura 2.12.

Se utilizaron módulos programables de CAMAC por su mayor flexibilidad con las diferentes etapas de la estructura del hardware del disparador. En las etapas del disparador de hardware, se forman funciones lógicas con las señales de los detectores adjuntos, se determina un candidato y se envía una señal a la siguiente etapa. Cada nivel acepta la señal de una decisión positiva proveniente del nivel anterior e inicia la señal de la comunicación.

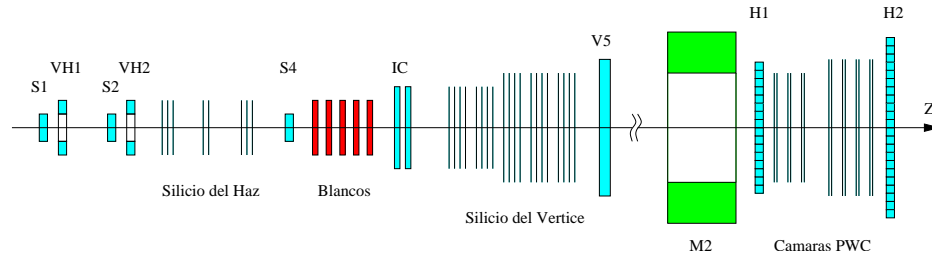


Figura 2.13: Vista esquemática de los elementos del disparador de SELEX

La comunicación entre las etapas del disparador, corre de acuerdo al siguiente esquema: Si una etapa del disparador T_i toma una decisión positiva, ésta transmite un señal de encendido a la etapa siguiente T_{i+1} . Al mismo tiempo, se bloquea la aceptación de posteriores entradas al nivel del disparador T_i , el disparador es lanzado otra vez hasta que concluyen todas las operaciones en el nivel mas alto. La disposición jerárquica del disparador es cosa indispensable, debido a que no toda la información de los detectores esta disponible al mismo tiempo, algunas causas de esto son las diferentes velocidades en las señales de los detectores y tiempos de marcha en los cables. Es así más favorable resolver primero con los detectores más rápidos una decisión preliminar antes de que se pregunte a una señal más lenta. De este modo el tiempo muerto del disparador que es tiempo muerto de todo el experimento, se disminuye. Puesto que con el incremento en la etapa del disparador se agregan nuevas condiciones, la taza disminuye respecto de la etapa ascendente, la razón más grande se encuentra en la etapa de T_0 que se define solo con la partícula entrante del haz con una taza de aceptación de hasta 1 MHz de eventos. Solo el nivel T_1 es directamente posible en el blanco por el contador de interacción y en el espectrómetro del M2 por el hodoscopio del M2 que proporciona el rastro de las multiplicidades. La razón de eventos que pasan por T_1 y T_2 es substancialmente reducida por esta información. Información proveniente del BTRD también puede ser requerida inclusive desde el nivel T_1 (Fig 2.13).

Después de un pulso del nivel T_2 del disparador se seleccionan todos los datos almacenados en los detectores y su información y se pasan al sistema de adquisición de datos (DAQ²²).

²²Data Acquisition System

Por todos los criterios programados en el disparador, hay una reducción importante en el número de eventos que pasan entre T0 a T3, de modo que no se excede la capacidad del DAQ al mismo tiempo que la señal física deseada es filtrada eficientemente. La etapa de software del disparador (T3) está aparte del espectrómetro puesto que está conectada directamente con el DAQ. En esta etapa, ocurre un análisis de los datos en bruto antes de que se corran los programas de reconstrucción de eventos. Los datos, que fueron seleccionados por una decisión positiva de la etapa T2 del disparador, se examinan aquí con 15 procesadores en busca de un posible *charm*. La reducción de datos por estos filtros en línea comparado con la relación de T2:T3 asciende en promedio de 4:1 a 12:1.

En el nivel T0 se define un pulso disparador por la coincidencia.

$$T0 = S_1 \wedge S_2 \wedge S_3 \wedge \neg V1 \wedge \neg V2 \wedge \neg V3 \quad (2.3)$$

Con el disparador en T0 no se agregan otras condiciones en T1 y T2 cuando éstos están en uso, el pulso T0 se pasa directamente por un divisor de frecuencia de una etapa del disparador a la siguiente. Con los divisores de frecuencia la relación de las tarifas T0:T1 y T1:T2 se pueden ajustar, para adaptar la tarifa del T2 a la capacidad del DAQ. En la etapa T3 no se usa el filtro de datos del disparador del haz.

Si un evento pasa el disparador, es digitalizado, compactado y guardado en memorias de doble puerta [74]. Se escribieron aproximadamente 80000 eventos en cada aceleración de 20 segundos. En los intervalos de 40 segundos entre aceleraciones, estos eventos fueron procesados con una computadora SGI Challenge de 17 procesadores usando el código del Filtro En Línea de SELEX (Secc.: 2.2.11).

2.2.11. Filtro en línea

El Filtro En Línea de SELEX fue una de las innovaciones del experimento ²³. Consiste de un programa que corre entre las aceleraciones del haz y procesa los datos para rechazar

²³SELEX es el primer experimento de blanco fijo que emplea el Filtro

los eventos que no tienen evidencia de un vértice secundario

Lo primero que hace el Filtro es reconstruir las trayectorias en la parte delantera del sistema PWC (M2). Solo partículas con un momento alto, arriba de los 15 GeV consiguen pasar a través de los imanes para alcanzar estas cámaras. Después estas trayectorias se extrapolan hacia atrás, hasta los silicios del vértice, usando información de la trayectoria del haz como guía para aproximar la ubicación del vértice primario. Un programa especial de reconstrucción rápida, busca segmentos de trayectoria en los silicios del vértice, usando las trayectorias extrapoladas como parámetros iniciales y buscando por hits en ventanas de búsqueda alrededor de ellas. Los tamaños de las ventanas de búsqueda son calculadas en base a la resolución de los detectores y el efecto de la difracción múltiple. Dado que solo trayectorias con alto momento son extrapoladas ($> 15\text{GeV}$) hasta los silicios del vértice, los errores por la difracción múltiple siempre están bajo control. La trayectoria del haz y las trayectorias reconstruidas en los silicios del vértice y en las cámaras delanteras se ajustan a un vértice primario. Si el ajuste tiene un χ^2 aceptable y usa todas las trayectorias, entonces el evento es rechazado como un evento sin Charm. Por otro lado, si una o más trayectorias no apuntan a un vértice común, entonces el evento se conserva.

Estudios especiales mostraron que el Programa de Filtro En Línea era aproximadamente equivalente al corte $L/\sigma_L > 3$, donde L es la distancia entre el vértice primario y el vértice secundario, sin embargo, en nuestro estudio esto no genera un problema gracias al decaimiento tipo cascada del Ξ_{cc}^+ . El Filtro En Línea disminuye el ruido en un factor igual a 8 con una efectividad del 50% para una señal típica de Charm. Lo que resulta en un beneficio para el experimento pues reduce el tiempo que tarda el procesar las cintas con los datos en un factor de 8, pagando el precio de un modesto sacrificio en la señal de Charm. Hecho importante dado el tiempo que originalmente tomaba analizar todas las cintas con datos.

2.3. El software de análisis

El software para el análisis de los datos que se utiliza en SELEX puede dividirse en cuatro categorías: La toma de datos, el procesamiento posterior de los datos, la simulación

de eventos y el análisis de los datos.

2.3.1. La toma de los datos (DAQ) de SELEX

SELEX comenzó la toma de datos en julio de 1996. Las primeras corridas fueron tomadas para verificar el disparador, probar los aparatos, establecer la eficiencia de las cámaras, calibrar los detectores de fotones, optimizar el Filtro En Línea y realizar otras tareas similares dedicadas a garantizar la calidad de los datos que se escribirían en las cintas.

El sistema de la toma de datos es parte del proyecto DART, que es una colaboración entre el departamento de sistemas en línea de Fermilab y seis experimentos (E781, E811, E815, E831, KTeV, E835) [74, 75]. Este sistema incluye el software usado para controlar los sistemas individuales de los detectores, el subsistema del mecanismo disparador, y el software del filtro en tiempo real. La corrida del experimento se controló por medio de una computadora Silicon Graphics Indigo (Indy). Cada uno de los detectores fueron controlados y configurados mediante la estructura de comandos y rutinas. Una vez que las condiciones para correr fueron configuradas, el control de la toma de datos fue automática basada en el mecanismo disparador. Todos los datos se coleccionaron por medio del enlace de fibra óptica con la computadora Indy. El esquema de este sistema se muestra en la figura 2.14.

Una vez que los datos pasan por el filtro de tiempo real, éstos se escriben en un disco fijo. Posteriormente son almacenados en archivos de 200 MB, los cuales son escritos en cintas de 8 mm. La colección completa de los datos de SELEX fue almacenada en estas cintas, y posteriormente fue trasladada al FMSS²⁴, donde se podían utilizar mediante la red para el análisis de los datos en bruto. Se tomó alrededor de medio año el procesar todas las cintas, por lo tanto el experimento se benefició con el filtro en tiempo real al disminuir el tiempo para procesar todas las cintas por un factor de 8 para obtener eventos con quark Charm.

Actualmente la totalidad de los datos se pueden encontrar también en el Instituto de Física de la UASLP, donde también se cuenta con una granja de procesadores con los que se pueden analizar la totalidad de los datos en solo 10 días como máximo.

²⁴Fermilab Mass Storage System

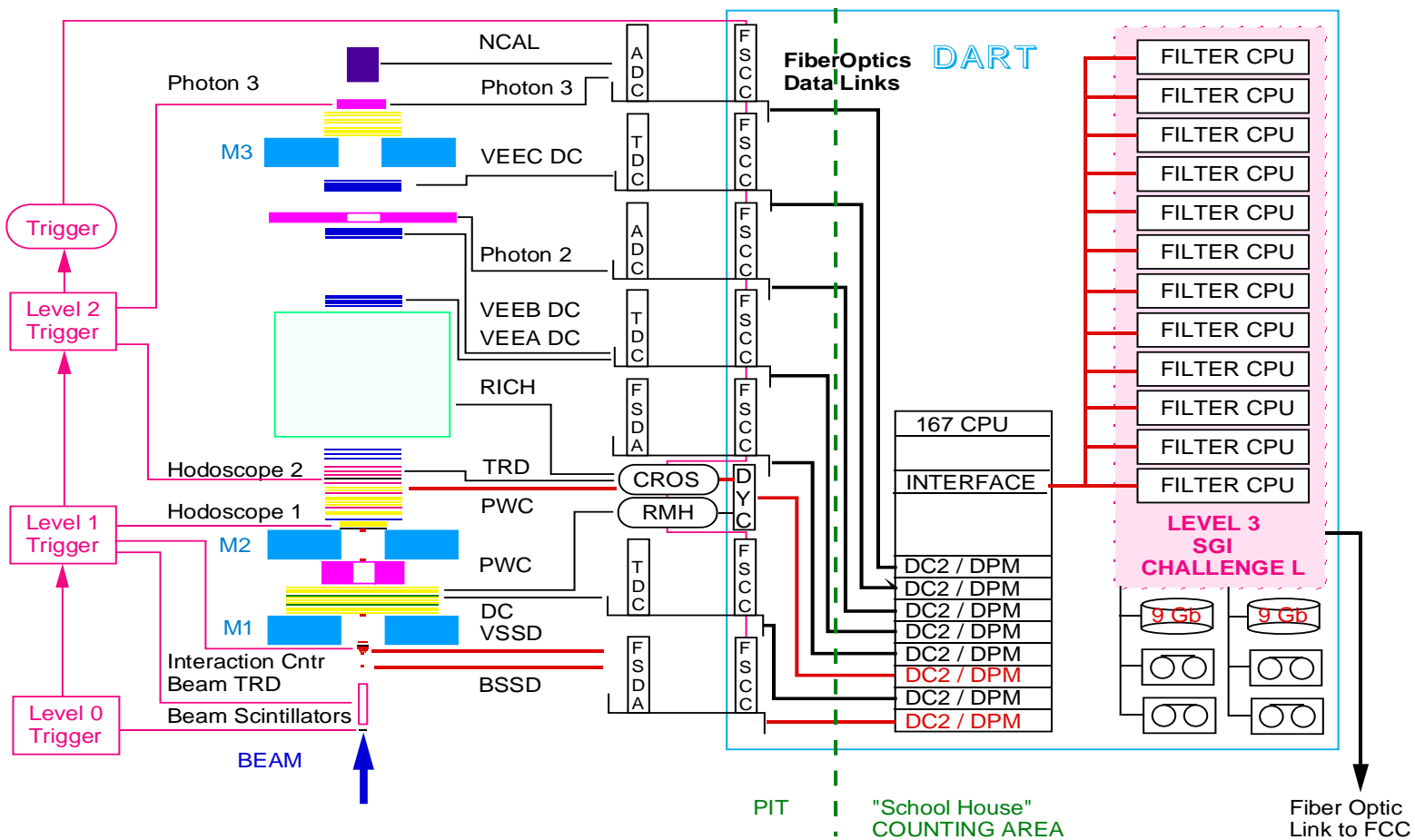


Figura 2.14: Esquema del sistema de la toma de datos

La toma de datos inició en Julio de 1996. Las primeras corridas se llevaron a cabo para verificar el mecanismo disparador y el funcionamiento de los detectores, para obtener las eficiencias de las cámaras, para calibrar los detectores de fotones, para optimizar el filtro en tiempo real, y para realizar todas aquellas tareas que lograran una alta calidad en la escritura de los datos en las cintas. Los datos escritos en cintas desde febrero de 1997 son los que se usan en los análisis finales de Charm. Los primeros paquetes de estos datos no usaron la señal proveniente del TRD del haz (BTRD), por lo que todas las interacciones tanto de π^- como de Σ^- se escribieron en las cintas. La segunda parte ya contó con la respuesta del BTRD en la etapa T1 del disparador y la mayoría de las interacciones escritas en cinta son Σ^- . En la tercera parte de la toma de datos se revirtió la polaridad del haz de hyperones, por lo que el haz estaba principalmente constituido de protones. En total, el experimento tomo datos por casi un año y medio (fig 2.15).

Se realizaron también corridas diarias para verificar las posiciones geométricas de los silicios y las cámaras delanteras del PWC. Otras también para verificar el desempeño del Filtro En Línea. Otras corridas especiales fueron las hechas para el estudio de las secciones eficaces de π^- , Σ^- y p [67, 64].

SELEX tomó datos de un total de $15,2 \times 10^9$ interacciones inelásticas y se grabaron en las cintas un total de 1×10^9 eventos, tanto del haz secundario negativo como del positivo.

2.3.2. El procesamiento posterior de los datos

El software principal que se usa en el procesamiento posterior de los datos es el SOAP²⁵. El código de este software también se utilizó para el filtro en tiempo real, aunque no en la misma configuración. La versión para el análisis posterior incluye software para el análisis de todos los sistemas de los detectores, basado en lo que el usuario quiera encontrar. El SOAP consiste principalmente de los siguientes paquetes: El desempacador (UNPACK), el reconstructor de la trayectoria (TRACKING), el identificador de las partículas (PID), el reconstructor del vértice (VERTEX), el Photon y en Ncal, cuya información generada se

²⁵SELEX Off-line Analysis Program

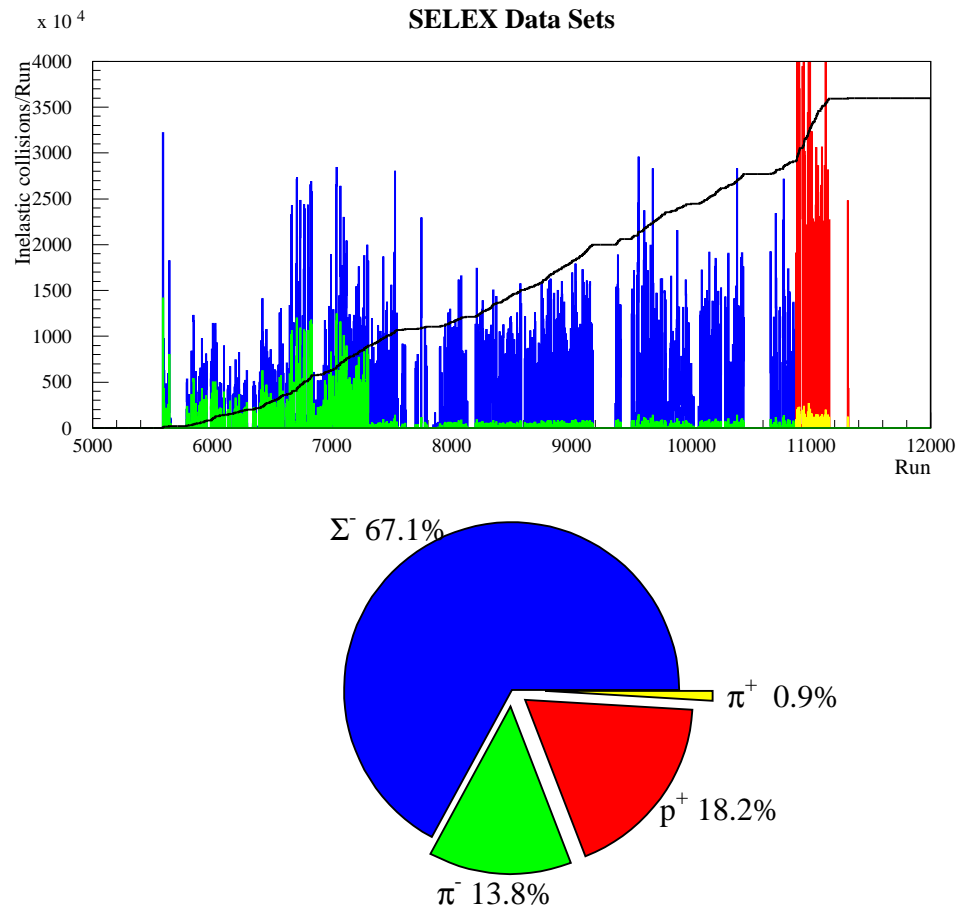


Figura 2.15: Descripción gráfica de la distribución de partículas provenientes del haz durante la toma de datos de SELEX. En total se almacenaron en memoria 15.2 billones de interacciones

guarda en *common blocks*²⁶. A continuación describiré brevemente los paquetes utilizados en el presente trabajo.

UNPACK

El primer paso es desempacar los datos de un evento en particular que fueron escritos en cintas. Para cada detector, el hardware crea una sola lista con la información de que alambre, tira de silicio o fotomultiplicador tuvo una señal. Después, usando el sistema de coordenadas local de cada detector, el software de este paquete crea otra lista, al convertir la información de la lista anterior, en las coordenadas de los puntos espaciales de las señales. Por ejemplo, las señales de los alambres de una PWC de un evento en particular son dadas al paquete TRACKING en forma de una lista con los números de los alambres donde hubo señal y la lista correspondiente con las coordenadas de los puntos espaciales de las señales [76, 77].

TRACKING

El objetivo de este paquete es encontrar y medir los parámetros de todas las trayectorias cargadas dentro de la aceptación del aparato de SELEX. Cinco de los ocho parámetros que se requieren para definir completamente una trayectoria cargada se determinan en la región del vértice: Las tres coordenadas espaciales donde por primera vez se observó y dos de los tres cosenos directores de las componentes del momento. Los tres restantes parámetros se determinan utilizando los espectrómetros M1 - M3: la curvatura de la trayectoria (p/qB), la identificación de la partícula y la coordenada z donde fue la última vez que se observó [77].

Tracking tiene diferentes algoritmos para encontrar las trayectorias de las partículas. La situación más general involucra a las PWC de M1 y M2, y el detector del vértice. Debido a que estos detectores están en regiones libres de campo magnético, las partículas cargadas deberían pasar a través de los detectores en línea recta. La reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas es un proceso de tres etapas [76].

- En primer lugar, se encuentran todos los segmentos de las trayectorias cargadas en cada detector. Un algoritmo usa la lista de las coordenadas de los puntos espaciales de un detector en particular para encontrar todas las combinaciones posibles de los puntos

²⁶Bloques de memoria accesibles desde cualquier paquete del programa

espaciales que sean consistentes a un ajuste a una línea recta. Si el código determina que el ajuste es aceptable basado en χ^2 y el número de puntos usados, entonces se forma con ellos un segmento de una trayectoria cargada y los puntos se suprimen de la lista de las coordenadas. Con los segmentos formados se hace una nueva lista para cada detector.

- Ahora se prueban las posibles combinaciones de segmentos para formar candidatos a trayectorias. La idea básica del algoritmo que realiza este trabajo es análogo al usado para determinar los segmentos. Todos los segmentos, en pares de espectrómetros, son ajustados a una trayectoria continua usando como criterio de selección la χ^2 .
- Finalmente los puntos espaciales de cada plano (PWC, SSD, DC) que forman una trayectoria son ajustados para obtener el momento. Un algoritmo ajusta los puntos espaciales que forman una trayectoria a una función que la describe como la de una partícula cargada que pasa a través de los imanes y las cámaras de los espectrómetros. Los parámetros de ajuste son la pendiente, la ordenada al origen y la curvatura de la trayectoria (p/qB).

PID (Identificación de partículas)

Este paquete se compone de una rutina principal que maneja a otras tres subrutinas: la del BTRD, la del ETRD y la del RICH. Este paquete une todos los resultados de las anteriores rutinas. Cada una de las trayectorias que se encontraron en tracking, se extrapolan a los detectores BTRD, ETRD y RICH, donde se identifica la partícula.

De esta parte del código utilizado, la rutina del RICH resulta la más útil para este análisis. El paquete RICH nos da la probabilidad de que una trayectoria sea una cierta partícula, normalizada con la hipótesis de probabilidad más grande, de aquí en adelante nos referiremos a esta variable como *Likelihood* (\mathcal{L}). La información de la trayectoria, obtenida de otros detectores, determina el momento y la posición del centro del anillo que se observa en el detector del RICH. Partículas con masas diferentes, crean anillos con radios diferentes, así se compara la medición del radio del anillo con la predicción de diferentes partículas (Ξ , Ω , p , K , π , Σ , e , μ). Se forma una hipótesis que describe que tan cerca de la predicción es el

radio medido. Este procedimiento nos da la probabilidad relativa de que una trayectoria sea cierta partícula. Con la información proporcionada por el RICH se pueden aplicar algunos cortes a partir de los likelihood, a modo de asegurar que las partículas que intervienen en las reconstrucciones sean las correctas. Esto tiene como objetivo reducir el nivel de ruido debido a malas identificaciones.

VERTEX

El SOAP por medio de este paquete, busca los vértices de las interacciones de los haces secundarios con los blancos de producción, los cuales son llamados vértices primarios, y los vértices secundarios que representan las posiciones donde las partículas decaen en partículas cargadas o neutras, o donde las partículas de la interacción principal colisionan con el material del detector produciendo una interacción secundaria.

Para encontrar estos vértices existen, en realidad, dos paquetes: el Vertex [78] y el VTX2. El paquete que se usó en el presente trabajo fue el VTX2, el cual es un algoritmo similar al Vertex pero con una implementación diferente. El VTX2 maneja la rutina del vértice primario, la cual encuentra las coordenadas del vértice primario. La rutina del vértice secundario toma las trayectorias que no fueron asignadas al vértice primario y verifica si éstas forman un vértice secundario. Debido a que esta rutina utiliza solamente las trayectorias que fueron reconstruidas en el detector del vértice, entonces, solo encuentra vértices secundarios que están cercanos a los primarios.

Para reconstruir el vértice primario primero se encuentra el blanco de producción. Todas las trayectorias de los espectrómetros M1 y M2 son relacionadas en una sola trayectoria con el haz para encontrar la distancia de máximo acercamiento (DCA²⁷). EL valor de z de la DCA se compara con los centros de cada uno de los cinco blancos de producción y es asignado al más cercano. La elección del blanco de producción donde ocurrió la interacción se decide por la probabilidad más alta. El siguiente paso es hallar el vértice primario, para ello se ajusta el conjunto de las trayectorias del vértice con las trayectorias del haz a un vértice (punto espacial). La χ^2 total del ajuste debe ser menor que 3.5 para que el punto sea asignado a un vértice primario, de lo contrario la trayectoria que genere la mayor contribución es suprimida

²⁷Distance of Closest Approach

de la lista de trayectorias, y se reajusta con las trayectorias restantes. Cuando $\chi^2 < 3.5$ el proceso se detiene.

El siguiente paso es hallar el vértice secundario y asignarle sus trayectorias. Todas las trayectorias son nuevamente tomadas en cuenta. Se calcula la DCA a la trayectoria del haz de estas trayectorias. Las trayectorias que tienen un $DCA \leq 20 \mu\text{m}$ se asocian a la trayectoria del haz como candidatas del vértice secundario, las cuales son llamadas *prongs*. La trayectoria del haz garantiza que habrá por lo menos una prong. El siguiente paso es incluir las trayectorias que no fueron vistas en M2. Una muestra con una prong se verifica para ver si existen trayectorias en el espectrómetro M1 que no se ajusten al vértice primario y que tengan una DCA satisfactoria con respecto a la prong. Las prongs del M1 y M2 se ajustan a un vértice. Si la $\chi^2 < 4$ entonces se ha encontrado el vértice secundario, de lo contrario se puede mejorar el ajuste removiendo el prong que más contribuye al χ^2 . Se necesita que por lo menos se ajusten dos prongs con estas condiciones para que el vértice ajustado se asigne a un vértice secundario [79].

RECON

El propósito de Recon es proveer un código estándar manejado por un lenguaje de alto nivel para reconstruir hipótesis de partículas usando la información de los paquetes Tracking, Vertex y Pid.

Una hipótesis de una partícula reconstruida (RPH²⁸) es un conjunto de trayectorias (cargadas o neutras) que fueron identificadas, las cuales se originaron en un punto común del espacio (vértice). Los parámetros para la hipótesis de la reconstrucción de una partícula son: La localización del vértice secundario y su separación del vértice primario (L) y su error (σ), el cuadrimomento, su masa y su error, la identificación y la carga.

Una reconstrucción de una hipótesis de una partícula es llevada a cabo utilizando otros objetos reconstruidos por SOAP (vértices, trayectorias, etc) incluyendo otras hipótesis de trayectorias reconstruidas.

Son posibles diferentes métodos de búsqueda. Cada búsqueda se lleva a cabo en el orden

²⁸Reconstructed Particle Hypotesis

dado en una tabla que almacena el programa de alto nivel que ejecuta Recon.

El control de todo el proceso en el SOAP se realiza por medio de un archivo de comandos (script). Cualquier paquete de SOAP puede ser ejecutado o no ejecutado utilizando este script, así como también se puede usar para activar o desactivar diferentes opciones de cada paquete y, además puede usarse para aplicar cortes sobre diferentes variables en cada paquete.

RECON_RECON

Este paquete es la extensión del anterior, que usa la misma rutina para la reconstrucción de decaimientos en cascada, que tienen dos o más decaimientos, además de el de producción.

Toda la información obtenida a partir de los paquetes descritos anteriormente fue escrita de manera muy compacta en Ftuples, que son vectores que contienen la información más importante para cada candidato encontrado en el proceso de recon, este archivo de vectores puede ser leído por un programa escrito de acuerdo a las especificaciones propias de cada análisis.

2.3.3. Simulación de eventos

Embedding

Las partículas se simularon utilizando embedding que es una herramienta incorporada a SOAP, que simula eventos en todo el aparato de SELEX. Estos eventos son producidos por un generador (EDG) cuyo nombre es QQ, y consta de dos partes: la producción y el decaimiento. En la parte de la producción se utiliza un archivo de control para especificar los parámetros de la producción. La producción se simula con una distribución fenomenológica que está dada por

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \sim (1 - x_F)^n \cdot \exp(-bp_T^2) \quad (2.4)$$

Donde b y n son parámetros libres, p_T es la magnitud del momento transversal definido por $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ y x_F es la variable de escalamiento de Feynman que se define como $x_F = p_z/p_{\max}$; p_{\max} es el momento máximo que puede tener la partícula producida.

Los parámetros de la producción que se especifican en el archivo de control del generador QQ son:

- El número de eventos a generar
- El tipo de partículas a ser generadas
- El tipo de partículas en el haz
- Momento del haz
- El parámetro b de la ecuación 2.4
- El parámetro n de la ecuación 2.4

También se especifica el modo de decaimiento de la partícula que se va a generar.

Cada evento generado es el resultado de una interacción primaria que sucedió en el punto con coordenadas $(0,0,0)$ con el haz incidente a lo largo del eje z . La salida del generador QQ es un archivo *.emb* con la información de los productos del decaimiento de los eventos generados. Este archivo contiene:

- Una línea de encabezado en la cuál se especifica el número de trayectorias (productos del decaimiento) por evento generado y la carga eléctrica de cada una de las trayectorias.
- Líneas con información de las trayectorias de los productos del decaimiento de cada evento. Cada línea se divide en ocho columnas. Las primeras tres columnas son las coordenadas (x,y,z) en centímetros del punto de inicio de la trayectoria. Las siguientes tres columnas son los cosenos directores de la trayectoria. Las últimas dos columnas corresponden al momento total y la masa de la trayectoria, respectivamente.

Una vez que se tiene un archivo *.emb* de eventos generados, éstos pueden ser insertados en eventos reales por medio del simulador Embedding usado en SOAP. El simulador Embedding puede activarse por medio de interruptores dentro del archivo de control del SOAP. En

primer lugar el embedding encuentra el vértice primario de un evento real analizando completamente cada evento del paquete de datos proporcionado, después lee la información de un evento generado de un archivo con eventos generados por el QQ. El vértice primario con coordenadas $(0,0,0)$ junto con las trayectorias del evento generado son trasladados al vértice primario del evento real y se generan todas las señales correspondientes en cada elemento del detector, por ejemplo, los hits correspondientes en las cámaras de alambre o las señales en las correspondientes tiras en los detectores de silicio para cada trayectoria o los anillos con la cantidad de fotones correcta en el detector RICH. El resultado de todo este complicado procedimiento analiza nuevamente tratándose como eventos reales aunque eventualmente se podrían violar algunas leyes de conservación.

2.3.4. Análisis de los datos

ANAL

El propósito de esta parte del software de análisis es establecer la comunicación entre el usuario, la información que sale del análisis realizado por los paquetes anteriormente descritos y los programas de graficación. Este es un programa escrito por el usuario, es donde se hacen explícitos los cortes aplicados a los datos reconstruidos y se realizan los cálculos que se requieren para tener al final resultados claros expuestos en forma amigable.

El código correspondiente a este trabajo se puede encontrar completo en la sección A

2.3.5. Mejorando el desempeño del detector

SELEX fue en su momento un nuevo proyecto al que se puso mucho esfuerzo para hacerlo trabajar adecuadamente. Tuvo a lo largo de su vida diversos problemas, uno de estos fue en el Filtro En Línea. Cuando el código fue escrito este se probó usando eventos creados con Monte-Carlo (MC). El código resultó eficiente y rápido en estos datos. Sin embargo, cuando se encendió el aparato el número de eventos registrados en las cámaras PWC del M2 fue el doble con respecto del caso MC. El código aún era capaz de reconstruir estos eventos con aproximadamente la misma eficiencia, pero lo hacía demasiado lentamente. La velocidad

en el código era proporcional a $n_{hit}^{3,5}$, en donde n_{hit} era el número de pulsos registrados en las cámaras PWC. El doble de dichos pulsos requería entonces, alrededor de 10 veces más poder de cómputo para hacer que estos eventos de alta multiplicidad fueran analizados en la misma ventana de tiempo. Al principio simplemente se tiraron el 50% de estos eventos de alta multiplicidad en las cámaras PWC de M2 para permitir al Filtro En Línea poder procesar el 50% restante en el tiempo disponible. Pero esto significaba una gran pérdida de datos. Muchas mejoras llegaron a partir de ahí en el Filtro En Línea. Se implementaron nuevos algoritmos de búsqueda más rápidos y el código fue optimizado y ajustado al tiempo disponible. Esto duplicó en promedio la velocidad del Filtro En Línea. Muy bueno, pero no suficiente. Otros estudios acerca de las características que se buscan en las trayectorias de las partículas con Charm llevaron a otro factor 4 en la rapidez del código.

Al mismo tiempo que el Filtro En Línea se mejoraba, otras partes del aparato también se manoseaban. Los niveles de ruido, el disparador y el sistema DAQ se modificaron para una extracción más rápida de los eventos. En la última mitad de la toma de datos, la cantidad de eventos de Charm reconstruidos, por billón de interacciones era tres veces más grande que al principio de la toma de datos.

Capítulo 3

El barión Ξ_{cc}^+

3.1. Breve historia del barión Ξ_{cc}^+

La única información experimental acerca de bariones con doble Charm ha sido aportada por el experimento SELEX. El Ξ_{cc}^+ , partícula presumiblemente con spin $1/2$ e isospin $-1/2$ y con una constitución de quarks ccd , se observó por primera vez en 2002 [5] en una masa de 3519 ± 1 MeV en el modo de decaimiento $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$, con un exceso de de 5.9 eventos sobre un ruido esperado de 6.1 ± 0.5 eventos, una significancia estadística de 6.3 sigmas (fig 3.1). El ancho gaussiano para la distribución de masa de este estado es 3 MeV, consistente con la resolución del experimento, de acuerdo a esto, en ésta publicación se estimó un tiempo de vida aproximado menor de 33 fs con un 90% de confianza.

En el 2005 fue confirmada su existencia por la misma colaboración [6], esta vez en el modo $\Xi_{cc}^+ \rightarrow p D^+ K^-$, con un exceso de 5.62 eventos, sobre un ruido esperado de 1.38 ± 0.13 eventos. La masa reconstruida 3571 ± 3 MeV es consistente con la primera observación (fig 3.2).

El promedio para la masa calculado por la Colaboración SELEX a partir de estos dos resultados es de 3518.9 ± 0.9 MeV, y es actualmente el promedio que reporta el PDG.

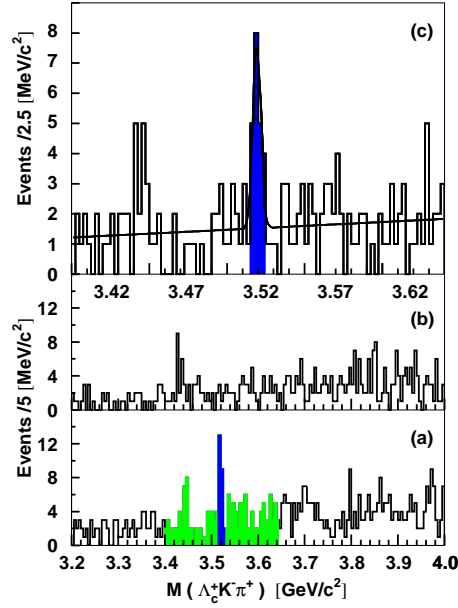


Figura 3.1: Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$

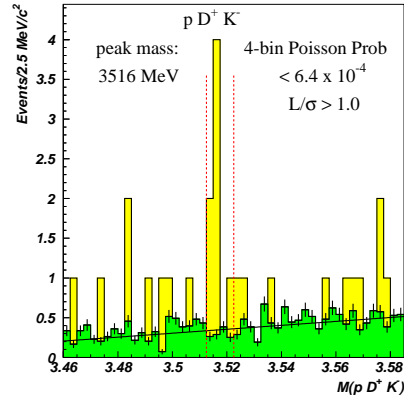


Figura 3.2: Distribución de masa de pD^+K^-

3.2. Reproducción de la masa invariante del Cascade Doble Charm Ξ_{cc}^+ con datos de la primera observación

Como primer objetivo en esta etapa del trabajo se planteó la recuperación del pico en masa invariante con la muestra de datos con que se obtuvo la señal de la publicación de la

primera observación de Ξ_{cc}^+ . La importancia de esta parte del análisis era la de recuperar cortes que pudieron ser aplicados pero no fueron documentados, encontrándose de este modo, el corte en momento transversal p_t .

Los cortes que se aplicaron quedaron como sigue:

Corte en la calidad del vértice que forma la Λ_c^+ (trayectoria virtual) con el K^- y el π^+

`svx_chi2_kpi > 9.0`

Corte en el momento de las trayectorias involucradas en la reconstrucción

`momtrk > 4.0`

Momento transversal de las trayectorias involucradas en la reconstrucción

`0.04 > pt2 > 4.0`

Corte en la distancia de vuelo de la partícula dividida por su error

`cls > 0.7`

Con estos cortes se obtiene la siguiente distribución en masa invariante (fig: 3.3):

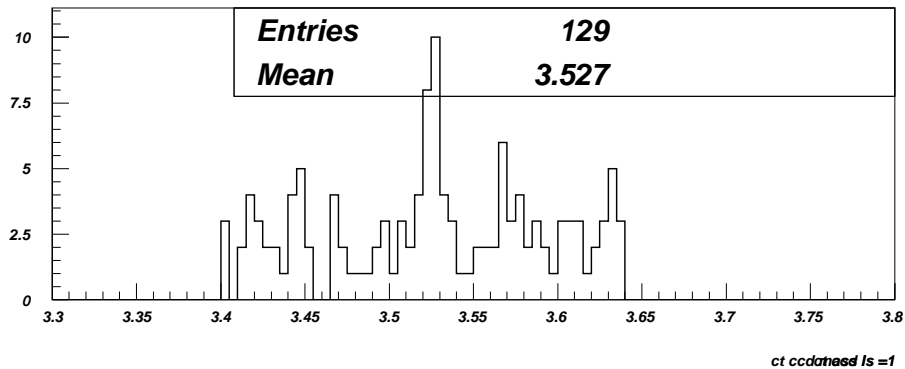


Figura 3.3: Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$ de acuerdo a nuestro propio análisis usando la muestra de datos de la publicación de la primera observación

De esta distribución se ve que en comparación con el resultado de la publicación de la primera observación, la señal contiene el mismo número de eventos, sin embargo el ruido es más alto pues los cortes aparentemente no son idénticos y otras combinaciones del mismo

evento pueden pasarlos. Sin embargo, esta distribución se ve bien y nos da confianza para continuar con el análisis.

Capítulo 4

Procedimiento

4.1. El problema

El objetivo perseguido en este trabajo es medir el tiempo de vida del Ξ_{cc}^+ con datos de SELEX. De acuerdo a las estimaciones hechas previamente por la misma colaboración, el tiempo que vive esta partícula es de apenas unas decenas de femto segundos. Se podría pensar que esto representa un problema, sin embargo, dado el diseño del experimento en la región del vértice, este es quizás el único experimento capaz de hacer esta medición.

Se analizaron todos los datos de SELEX para encontrar esta partícula en el modo $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ con nuestros propios cortes; se analizó también la muestra de datos de la publicación de la primera observación [5] y además se simularon eventos con todos los posibles tiempos de vida que consideramos apropiados para determinar las contribuciones sistemáticas a nuestro análisis.

Antes de mostrar las distintas rutas tomadas en el análisis es preciso explicar la topología del decaimiento para así entender los términos del procedimiento. A continuación en la fig 4.1 se muestra de manera muy gráfica como se “ve” el decaimiento de $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$. El código de colores es como sigue: azul oscuro corresponde al Ξ_{cc}^+ , verde corresponde a Λ_c^+ , amarillo corresponde a p , azul claro corresponde a K^- y naranja corresponde a π^+ . Además los ovalos, que representan el error en el ajuste de los vértices: azul corresponde al vértice donde

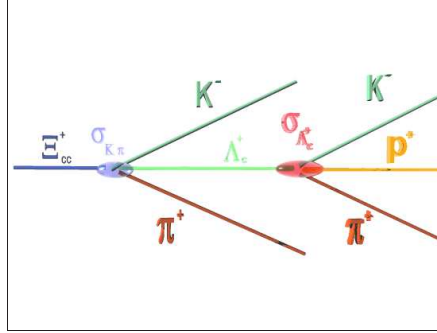


Figura 4.1: Esquema de la topología de un decaimiento $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$.

decae el Ξ_{cc}^+ y el ovalo rojo que corresponde al vértice del decaimiento de la Λ_c^+ .

La distancia entre el origen del Ξ_{cc}^+ , que se obtiene encontrando el punto donde la partícula proveniente del haz interactúa con un blanco, y la posición del vértice donde decae (azul), es el objeto de este estudio. Esta distancia casi siempre se verá representada en unidades de su error (el error en el ajuste de los vértices), es decir L/σ_L , y es la que usamos para el cálculo del tiempo de vida. (equ 4.1)

$$t = \frac{L/\sigma_L}{c\gamma\beta} \quad (4.1)$$

Donde:

$$\sigma_L = \sqrt{\sigma_{prim}^2 + \sigma_{sec}^2} \quad (4.2)$$

En nuestro estudio las rutas posibles para determinar el tiempo de vida del Ξ_{cc}^+ que se siguieron son las siguientes:

- **Sideband Substraction.**

La idea central de este método es la de establecer las propiedades estadísticas de los eventos que se encuentran en la región de la señal y que pueden ser obtenidas a partir del estudio del ruido en la misma distribución.

El método empleado para el ajuste del ruido fue diseñado por miembros de la colaboración de SELEX [65] y modificado y extendido para este trabajo, llamado Sideband-Substraction, y utilizado originalmente para el estudio del ruido en análisis de masa invariante.

Para esto asumimos que las propiedades de los eventos de ruido adentro de la región de la señal son iguales a las de las bandas laterales.

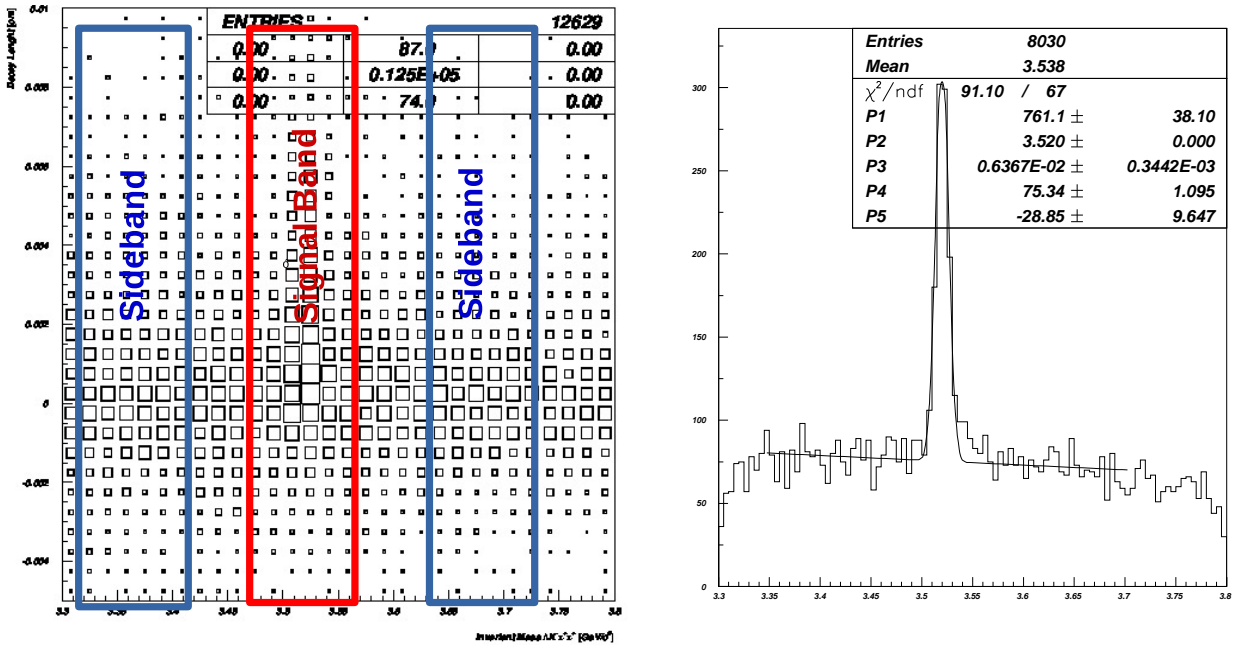


Figura 4.2: A la izquierda: tiempo propio contra masa invariante (GeV), histograma del que parte Side-Band-Substraction. A la derecha: proyección sobre el eje x se puede ver claramente la distribución de masa invariante de Ξ_{cc}^+ . Ambos histogramas son eventos simulados con “Embedding”.

Aplicamos entonces el método Side-Band-Substraction, basado en la distribución de tiempo propio observado en la región de señal $N - s(t)$ y en las regiones de ruido $N_b(t)$ (fig 4.2). Para cada bin de tiempo propio t , el número de eventos en la región de ruido $N_b(t)$ viene dado por:

$$N_b(t) = B_{izquierda}(t) + B_{derecha}(t) \equiv B(t) \quad (4.3)$$

Donde $B_{izquierda}$ y $B_{derecha}$ son el número de eventos de las bandas izquierda y derecha respectivamente.

Los eventos en la región de señal son ambos, señal y ruido. Un caso común es cuando el número de eventos de ruido cambian de manera lineal como una función de la masa. En esta aproximación el número de eventos en la región de la señal $N_s(t)$ viene dado por:

$$N_s(t) = S(t) + C \cdot B(t) \quad (4.4)$$

Donde $S(t)$ es el número de eventos de señal y $C \cdot B(t)$ el número de eventos de ruido. El coeficiente C depende del ancho de la región de la señal (w_s) y las bandas laterales ($w_{izquierda}$, $w_{derecha}$):

$$C = \frac{w_s}{w_{izquierda} + w_{derecha}} \quad (4.5)$$

Entonces en número de eventos de señal viene dado por:

$$S(t) = N_s(t) - C \cdot N_b(t) \propto e^{-t/\tau} \quad (4.6)$$

En resumen: en este método, el número de eventos de la señal $S(t)$ es extraído mediante substraer estadísticamente la contribución del ruido $N_b(t)$ de $N_s(t)$. Después de esto se puede ajustar con una forma exponencial que nos dará el resultado deseado.

Este es un procedimiento muy útil en el caso de estadísticas robustas pero desafortunadamente tiene un problema cuando se tiene que lidiar con bins escasamente poblados, que es el caso del análisis de datos reales. Ambos $N_s(t)$ y $N_b(t)$ tienen un número de eventos Poisson-distribuidos en cada bin. Por otro lado $S(t)$ no es más una distribución de tipo Poisson. Por ejemplo, después de la substracción estadística (Eq. 4.6) $S(t)$ puede tener un número de entradas negativas en algun bin, debido a las fluctuaciones estadísticas. Esto está claramente prohibido para una distribución de Poisson. Entonces, para ajustar $S(t)$ no pueden ser usados errores de Poisson para una técnica de

ajuste del tipo *log-likelihood* ni tampoco errores Gaussianos para un ajuste de χ^2 , esto último porque una aproximación gaussiana solo es cierta cuando ambos, $N_s(t)$ y $N_b(t)$ son grandes.

Este es tristemente el caso de Ξ_{cc}^+ . Con el fin de superar este contratiempo se amplió el método a bandas de ruido de diferentes tamaños y a diferentes distancias a ambos lados de los eventos de señal. Esto se puede hacer con la normalización correcta (fig 4.3).

Lo anterior funcionó bastante bien en el caso de la simulación, sin embargo no superó el problema en el caso del análisis de datos reales. Además, dado que esta limpieza es de carácter estadístico se pierden proporcionalmente eventos reales y de los considerados ruido. Esto, lejos de mejorar el análisis lo complica, pues además de introducir tiempos de vida falsos reduce el tamaño de una muestra de datos que ya es por si misma pequeña.

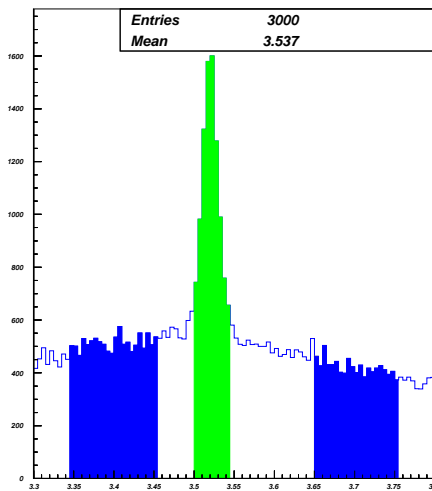


Figura 4.3: Sideband Subtraction. Con bandas de ruido asimétricas y a distancias diferentes de la señal

- **Substracción del tiempo de vida del ruido.**

Para hacer el ajuste del ruido estudiamos el tiempo de vida de los eventos que están en bandas a los lados del pico de masa, las cuales solo contienen eventos de ruido.

Para calcular el valor medio de los errores correctamente, es necesario ajustar si-

multáneamente $\tau_{N_s(t)}$ $\tau_{N_b(t)}$ en lugar de ajustar la señal con el sideband sustraído $\tau_S(t)$. El problema entonces es que se debe asumir una forma para la distribución del tiempo de los eventos de ruido $\tau_{N_b(t)}$, del cual no se tiene conocimiento a priori. Para este caso se hizo entonces, el estudio del tiempo de vida de las bandas a ambos lados del pico de masa, las cuales solo contienen eventos de ruido para aproximar la forma de la distribución de $\tau_{N_b(t)}$.

Una vez que se tiene la forma de la distribución del tiempo de vida del ruido se debe incluir esta de manera analítica en el ajuste total del tiempo de vida utilizando la muestra completa y así se hizo. Sin embargo la inestabilidad en los ajustes (los parámetros de la función variaban enormemente entre muestras de eventos simulados con distintos tiempos de vida) y problemas para determinar la naturaleza del tiempo de vida del ruido hacían de este método una solución con más preguntas que respuestas, razón por lo cual, preferimos dejarlo también de lado.

- **Limpieza con corte L/σ_L .**

En los experimentos de Blanco Fijo, un corte en la significancia de la separación del vértice L/σ_L es casi obligatorio dados los altos niveles de ruido. Este corte es un método sencillo para limpiar una muestra y obtener una distribución de masa invariante con poco ruido. Este corte lo aplicamos e incluso lo simulamos en parte de nuestro trabajo, sin embargo, siendo un corte directo a la variable que queremos estudiar los efectos que introduce son muy graves a la vez de difíciles de entender por lo que en el análisis definitivo no se incluye este corte.

- **Tiempo propio reducido.**

Suponiendo que en nuestro análisis optamos por aplicar el corte L/σ_L la mejor manera de proceder es la siguiente. En pro de la simplicidad en este apartado vamos a asumir que este es el único corte con el que tenemos que lidiar. Considere una submuestra de decaimientos de $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ con una configuración fija \vec{p} , de modo que el momento de Ξ_{cc}^+ , Λ_c^+ , K^- , π^+ esta fijo, lo mismo que los ángulos entre las trayectorias. Entonces el corte $L/\sigma_L > N$ va a suprimir todos los eventos con tiempo propio t más pequeño

que el tiempo propio mínimo t_{min} definido por:

$$t_{min} \simeq \frac{N\sigma}{\gamma \cdot c} \quad (4.7)$$

Donde γ es el factor relativista de la partícula Ξ_{cc} . Lo importante es que la submuestra tiene una distribución exponencial para $t > t_{min}$. Podemos dividir la muestra total en submuestras, cada una teniendo su tiempo propio mínimo $t_{min}(\vec{p})$. Todas estas distribuciones son exponenciales para $t > t_{min}(\vec{p})$. Sumando sobre todos los tiempos medidos en todas las distribuciones de $t = t_{min}(\vec{p})$ se podría producir una distribución con el mismo tiempo de vida τ . Por lo tanto, podemos hacer un histograma con el tiempo propio reducido $t_r = t - t_{min}(\vec{p})$, en lugar del tiempo propio y aun tener una distribución exponencial con el mismo tiempo de vida. Este método es el mas usado en estudios de tiempo de vida, sin embargo es evidente que para que sea exitoso se requiere la muestra de datos disponibles sea muy grande, lo cual es diametralmente opuesto a nuestro caso.

A continuación se discute con mas detalle el camino final que seguimos para la conclusión de este trabajo.

4.2. Técnica de ajuste del tiempo de vida

Si tuviéramos para analizar, una muestra de datos tomados con precisión infinita y sin ruido, en un aparato de aceptación uniforme, entonces quizás extraerles el tiempo de vida sería sencillo, sería simplemente cosa de dibujar un histograma con los tiempos propios de decaimiento ct^1 para los eventos de esta muestra perfecta, donde el tiempo propio de decaimiento ct es:

$$ct = \frac{L}{\gamma\beta} \approx \frac{L \cdot M_c}{c \cdot p_z} \quad (4.8)$$

¹Esta es, de hecho, la variable usada en nuestros histogramas

Aquí L es la distancia que viajó la partícula Doble Charm, en el sistema de laboratorio, c es la velocidad de la luz, $\gamma\beta$ son factores de Lorentz, M_c es la masa de la partícula Doble Charm y p_z es el momento de la partícula Doble Charm en la dirección que va a lo largo de aparato. Después el número de eventos en cada bin del histograma $n(t)$ es ajustado con una función exponencial:

$$n(t) \propto e^{-t/\tau} \quad (4.9)$$

Donde τ es el tiempo de vida que estamos buscando. Asumimos también que el ancho de cada bin Δt es pequeño comparado con el tiempo de vida τ . Para datos experimentales reales lo ideal sería aplicar la misma técnica, haciendo un histograma de los tiempos propios $n(t)$, Pero que se desvían de la simple exponencial debido a tres efectos principales:

- Presencia de ruido
- Corrección de aceptación para eventos de la señal
- Contaminación por la resolución

Las secciones siguientes describen como fueron tomados en cuenta todos estos efectos, en el procedimiento de ajuste de la distribución de tiempo propio total $n(t)$ en el caso de la simulación y del análisis con datos reales.

4.2.1. Presencia de ruido

Dado que la depuración de la muestra, como ya se explicó antes, usando Sideband Subtraction o cortes en L/σ_L introduce efectos no deseados en nuestro análisis, la limpieza del ruido de la muestra se hizo utilizando cortes simples como cortes en la calidad de los vértices reconstruidos, etc.

Todos estos cortes se explicarán más adelante.

4.2.2. Corrección de aceptación

El número de eventos de señal $S(t)$ viene dado por la curva de decaimiento del tiempo de vida $e^{-t/\tau}$ y la corrección de aceptación (en otras palabras, la eficiencia total) $\epsilon(t)$, entonces:

$$S(t) = \epsilon(t) \cdot e^{-t/\tau} \quad (4.10)$$

Podríamos, por supuesto, intentar ajustar $S(t)/\epsilon(t)$ con una distribución exponencial, pero esto tiene la misma desventaja que el procedimiento de Sideband Substraction - el número de eventos $S(t)$ ya no es más una distribución de Poisson. Entonces es mucho mejor ajustar el producto $\epsilon(t) \cdot e^{-t/\tau}$.

4.2.3. La contaminación por la resolución

La resolución finita del detector conlleva las siguientes consecuencias:

- El tiempo propio medido se desvía de su valor real. Un evento puede migrar del bin del tiempo propio al que pertenece a algún bin vecino. Al principio de la elaboración de esta tesis, en éste experimento la resolución del tiempo propio estaba estimada en $\sigma_\tau \approx 15fs$, que es aproximadamente igual al tiempo propio que se estima corresponde al Cascade-Doble-Charm. Dado que el tiempo de vida de la partícula es el promedio del tiempo propio de diferentes eventos, el error en la resolución genera un error en el tiempo de vida medido del orden de $\sigma_\tau \approx \sigma_\tau/\sqrt{N}$, donde N es el número de eventos de la muestra, que en este caso también es un número pequeño.
- Algunos eventos van a ser arrojados en áreas prohibidas por los cortes aplicados. Por ejemplo, Considérese un corte de $L/\sigma > 8$: un eventos con $L/\sigma = 8,2$ puede ser medido como un evento con $L/\sigma = 7,8$ y ser eliminado de la muestra. Por otro lado, habrá eventos con $L/\sigma = 7,8$, que serán medidos como $L/\sigma = 8,2$ y entonces compensar por la perdida. Como hay mas eventos con $L/\sigma = 7,8$ que eventos con $L/\sigma = 8,2$ vamos a tener un desbalance. Incluimos este mecanismo en nuestro análisis simulando

la contaminación por resolución para determinar como afecta esto en nuestro estudio. En el análisis efectuado a eventos reales este corte se eliminó por completo.

4.3. Elección final de la función de ajuste

Aunque en un principio también se pensó que un posible método para extraer el tiempo de vida era ajustar de manera simultánea el tiempo propio en la señal y el ruido y después con la diferencia extraer el tiempo de vida. Sin embargo al tratar de implementar este procedimiento se encontraron muchos errores y dificultades, por lo que finalmente hemos elegido ajustar nuestra distribución de tiempo propio a la siguiente función de convolución de una gaussiana y una exponencial (eq 4.11).

$$f(x) = \frac{dp}{\sigma\tau\sqrt{2\pi}} \exp\left\{\frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{x}{\tau}\right\} \int_{-\infty}^{x-\sigma^2/\tau} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (4.11)$$

Que debe describir nuestra distribución bastante bien pues toma en cuenta la deformación de la distribución en cada bin debido a la resolución del experimento.

En esta función la x representa la posición horizontal en la distribución de ct , donde el valor tomado es el valor central de cada bin. Los parámetros libres de la función son los siguientes:

- σ - Resolución del experimento. Este parámetro corresponde a la sigma de la Gaussiana que convoluta con la exponencial del decaimiento del tiempo de vida.
- τ - Este parámetro es, propiamente, el tiempo de vida. Corresponde a la parte exponencial.
- dp - Factor de normalización del ajuste.

4.4. Cálculos de eficiencia

En esta sección discutiremos el método que usamos para encontrar la eficiencia del aparato y su efecto en nuestro análisis

4.4.1. Formulación del problema

Consideremos un conjunto de eventos doble-charm observados $n(\vec{p})$ el cual esta completamente descrito por los parámetros físicos del decaimiento \vec{p} . Por ejemplo $\vec{p} = (\vec{p}_c, \vec{p}_i, \dots)$ que puede incluir el momento de la partícula y sus productos de decaimiento, el blanco donde la partícula fue producida y otros parámetros que describen el decaimiento. Asumimos que para un evento descrito por los parámetros de decaimiento \vec{p} la eficiencia del aparato como función del tiempo propio es $\epsilon(\vec{p}, t)$. La eficiencia del aparato está definida por el conjunto de cortes específicos, pérdidas en los blancos y eficiencia del programa de reconstrucción de eventos offline, todos estos elementos, factorizables. Nuestra tarea es encontrar $n(t)$, el número esperado de eventos al tiempo propio t para la muestra observada $n(\vec{p})$.

Para una submuestra de eventos descritos por \vec{p} la distribución de tiempo propio esperado esta dada por:

$$n(\vec{p}, t) = n_0(\vec{p}, t) \cdot \epsilon(\vec{p}, t) \quad (4.12)$$

Donde n_0 es la distribución de tiempo propio de eventos descritos por \vec{p} en un aparato con eficiencia del 100%. A través de esta sección, usaremos el subíndice 0 para indicar la muestra antes de que se le aplique la corrección por eficiencia del aparato.

Ya que el tiempo propio del decaimiento de la partícula es independiente de otras propiedades físicas del evento, entonces la distribución esperada del tiempo propio $n(\vec{p}, t)$ viene dada por:

$$n(\vec{p}, t) = n_0(\vec{p}) \cdot \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (4.13)$$

Donde $n(\vec{p})$ es el número de eventos descritos por el parámetro \vec{p} .

La distribución del tiempo propio $n_0(t)$ para todos los eventos $n_0(\vec{p})$ viene dada por:

$$n_0(t) = \int n_0(\vec{p}, t) d\vec{p} = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \times \int n_0(\vec{p}) d\vec{p} \quad (4.14)$$

Que es obvio sin derivación alguna. La integral $\int n_0(\vec{p}) d\vec{p}$ es sólo una constante igual al número total de eventos.

La distribución de tiempo propio $n(t)$ observada en el aparato, con la eficiencia $\epsilon(\vec{p}, t)$ es:

$$n(t) = \int n(\vec{p}, t) d\vec{p} = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \times \int \epsilon(\vec{p}, t) \cdot n_0(\vec{p}) \cdot d\vec{p} = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \cdot \epsilon(t) \quad (4.15)$$

Donde la eficiencia total $\epsilon(t)$ para la muestra $n_0(\vec{p})$ esta dada por:

$$\epsilon(t) = \int \epsilon(\vec{p}, t) \cdot n_0(\vec{p}) \cdot d\vec{p} \quad (4.16)$$

4.4.2. Desventajas del Monte-Carlo convencional

Para calcular la eficiencia de acuerdo a la ecuación 4.16 se tienen que conocer ambas, $n_0(\vec{p})$ y $\epsilon(\vec{p}, t)$. Ambas funciones son complicadas y descritas por muchas variables que además pueden estar correlacionadas. Juntas todas estas razones, hacen que la construcción de estas funciones sea una tarea muy complicada.

En la técnica de Monte-Carlo convencional, uno calcula la eficiencia del aparato $\epsilon(\vec{p}, t)$ usando simulación Monte-Carlo y generando la distribución original $n_0(\vec{p})$ usando algún generador. Sin embargo, la producción de Charm no está limpiamente descrita de manera teórica, entonces $n_0(\vec{p})$ no puede ser simulada de manera exacta. La simulación de $n_0(\vec{p})$ generalmente se basa en algún modelo fenomenológico. Para verificar la distribución simulada $n_0(\vec{p})$ se debe comparar $n_0(\vec{p}) \cdot \epsilon(\vec{p})$ con la distribución observada $n(\vec{p})$. Pero si existe alguna discrepancia no siempre es claro si la razón de esta es debido a la simulación del aparato $\epsilon(\vec{p}, t)$ o debido a la simulación del espectro de producción $n_0(\vec{p})$.

Entonces, la principal desventaja del Monte-Carlo convencional es que se requiere del previo conocimiento del espectro de producción $n_0(\vec{p})$, lo cual no es el primer objetivo en un análisis de tiempo de vida. Aunque por otro lado si es posible establecer con suficiente precisión $n_0(\vec{p})$, este podría ser usado en el análisis del tiempo de vida, así como en otros muchos estudios.

Por otro lado, la multiplicidad en la producción de charm está mal calculada ya que los modelos predicen aproximadamente la mitad de lo que se observa realmente. Por las razones anteriores en el estudio del tiempo de vida no se usa Monte Carlo sino *embedding* que da las trayectorias del charm mismo y del ruido ya que se toma de un evento real. Este método de simulación que se describió antes (2.3.3) tiene la desventaja de que requiere del uso de más recursos de cómputo, pero esto se compensa pues la eficiencia de reconstrucción no se cambia.

Eficiencia de reconstrucción del código de análisis

El código de reconstrucción nunca es 100% eficiente, y algunos eventos con Charm se pierden siempre, esto afecta la eficiencia individual de los eventos. Existen muchos cortes implícitos en el código de reconstrucción de SELEX, y aquí vamos a describir algunos de ellos, los más importantes. Generalmente el mejor cálculo de la eficiencia del código de reconstrucción se hace procesando directamente eventos simulados, además que de esta manera se incluye automáticamente en el cálculo de la eficiencia las contribuciones por la aceptación geométrica del aparato que es la contribución más grande a la ineficiencia total.

Vértice charm de buena calidad

Una de las fuentes de ruido son las trayectorias de los vértices primarios que accidentalmente forman un vértice secundario afuera de los blancos. Por ejemplo, si una trayectoria es mal medida, porque un punto sea erróneamente asignado a ella, entonces esta va a formar un vértice falso con otra trayectoria. Este evento puede pasar los cortes y colarse en la muestra. Dado que estos vértices son accidentales estos tienen un mal ajuste al vértice, es decir un χ^2 grande. Por otro lado, los verdaderos eventos Charm, deben tener un buen

ajuste al vértice, es decir, un χ^2 pequeño. Por esa razón, decidimos aceptar solo eventos con χ^2 reducida $\chi_r^2 = \frac{\chi^2}{ndf} < 5$ donde ndf es el número de grados de libertad del ajuste. Para cualquier decaimiento dado $\chi_r^2 < 5$, tendremos una pequeña ineficiencia dadas las fluctuaciones en las mediciones de las trayectorias Charm que pueden hacer $\chi_r^2 > 5$. Idealmente esta eficiencia es un número fijo que no es función del tiempo propio t . Por ejemplo, para un decaimiento con dos segmentos es 97.5 %, para un decaimiento de 4 segmentos es de 99.9 %. En realidad la eficiencia no es un número fijo, y si es función del tiempo propio. Esto sucede porque no calculamos la resolución de los errores de manera exacta, principalmente por los efectos no gaussianos. La eficiencia del corte $\chi_r^2 < 5$ depende de las posiciones de origen y decaimiento de la partícula. Esto en principio significa que depende de t , en nuestro caso esta dependencia es menor pues en el análisis se reajustan los vértices de una manera que se explicará con todo detalle mas adelante con la consecuencia de que los vértices las partículas Ξ_{cc}^+ tienen un χ_r^2 muy pequeño, lo cual es de suma importancia en nuestro análisis.

Reconstrucción de eventos de alta multiplicidad

La reconstrucción de vértices secundarios es mas complicada en eventos con alta multiplicidad de trayectorias en el vértice primario. La eficiencia en la reconstrucción de los vértices decrece. Interesantemente, esta eficiencia no decrece de manera uniforme, sino como función del tiempo propio. El código de análisis, primero prueba todos los eventos y ve si existe algun vértice primario, mediante el ajuste de todas las trayectorias a un vértice común. Si χ_r^2 del ajuste de todas las trayectorias es satisfactorio, entonces el evento es rechazado. En eventos con muy alta multiplicidad, que tiene muchas trayectorias de muy bajo momento, un evento que pudo haber pasado todos los cortes explícitos puede ser rechazado debido a que a que estas trayectorias de bajo momento dominan el χ_r^2 y esconden el hecho de que existe un vértice secundario. Este efecto suprime eventos con tiempo propio pequeño. Otro efecto es debido a la supresión de interacciones secundarias en los blancos que en eventos de alta multiplicidad elimina eventos con tiempos propios “grandes”.

4.5. Implementación del método

En este análisis el siguiente procedimiento fue usado para estudiar las posibilidades de medir el tiempo de vida de Ξ_{cc}^+ .

- Generar una muestra de eventos, con la misma configuración \vec{p} , pero con diferente tiempo propio t
- encontrar la eficiencia individual $\epsilon(\vec{p}, t)$ como función del tiempo propio
- Encontrar la eficiencia como función de la estadística
- Comparar las distintas formas de ajuste y supresión de ruido y ajuste de señal

4.5.1. Generación de la muestra de eventos simulados

Para los eventos simulados se utilizó Embedding descrito en la sección 2.3.3. Usando este método se simularon 10 000 partículas Cascade-Doble-Charm. divididos en 831 archivos de datos. con tiempos de vida de 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90 y 95 femto segundos.

4.5.2. Procedimiento de ajuste

Como ya se discutió en la sección 4.3, la función 4.17 se debe ajustar a la curva que determina el tiempo de vida del Cascade - Doble - Charm, en este caso, usando el método de ajuste *Likelihood*

$$f(x) = \frac{dp}{\sigma\tau\sqrt{2\pi}} \exp\left\{\frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{x}{\tau}\right\} \int_{-\infty}^{x-\sigma^2/\tau} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (4.17)$$

Sin embargo, si alguna de las funciones involucradas en la convolución anterior cambia rápidamente adentro del bin, entonces se debe tomar en cuenta que el número de eventos en el bin, es la integral de la función de distribución sobre el ancho del bin, en lugar de solo

tomar el valor absoluto en el centro del bin, como se asume en la mayoría de los paquetes de ajuste.

Estudio de la estabilidad del ajuste ante la variación del bin

Para verificar la importancia de tomar la integral del contenido de cada bin, realizamos el siguiente estudio:

Se analizó y ajustó la función 4.17, para todos los tiempos de vida simulados y con divisiones de bins diferente, esto es, para cada ajuste la gráfica de Tiempo de Vida se dividió en el eje horizontal (ct). en 20 partes (bins), o en 30 o en 40. Entre más bins tenga la gráfica el contenido de eventos en cada bin varía y también la forma de su distribución interna. Cuando el bin es más ancho contendrá más eventos y cuando este sea más angosto contendrá menos. Esta variación en el número de eventos que contiene cada bin no es importante cuando la muestra de que se dispone es muy grande, sin embargo, en nuestro caso, con estadística reducida esto conlleva la existencia de bins vacíos que pueden comprometer el ajuste de alguna manera.

En las gráficas que se muestran a continuación, la división de bins corresponde a un ancho de bin como sigue:

Se obtuvo lo siguiente:

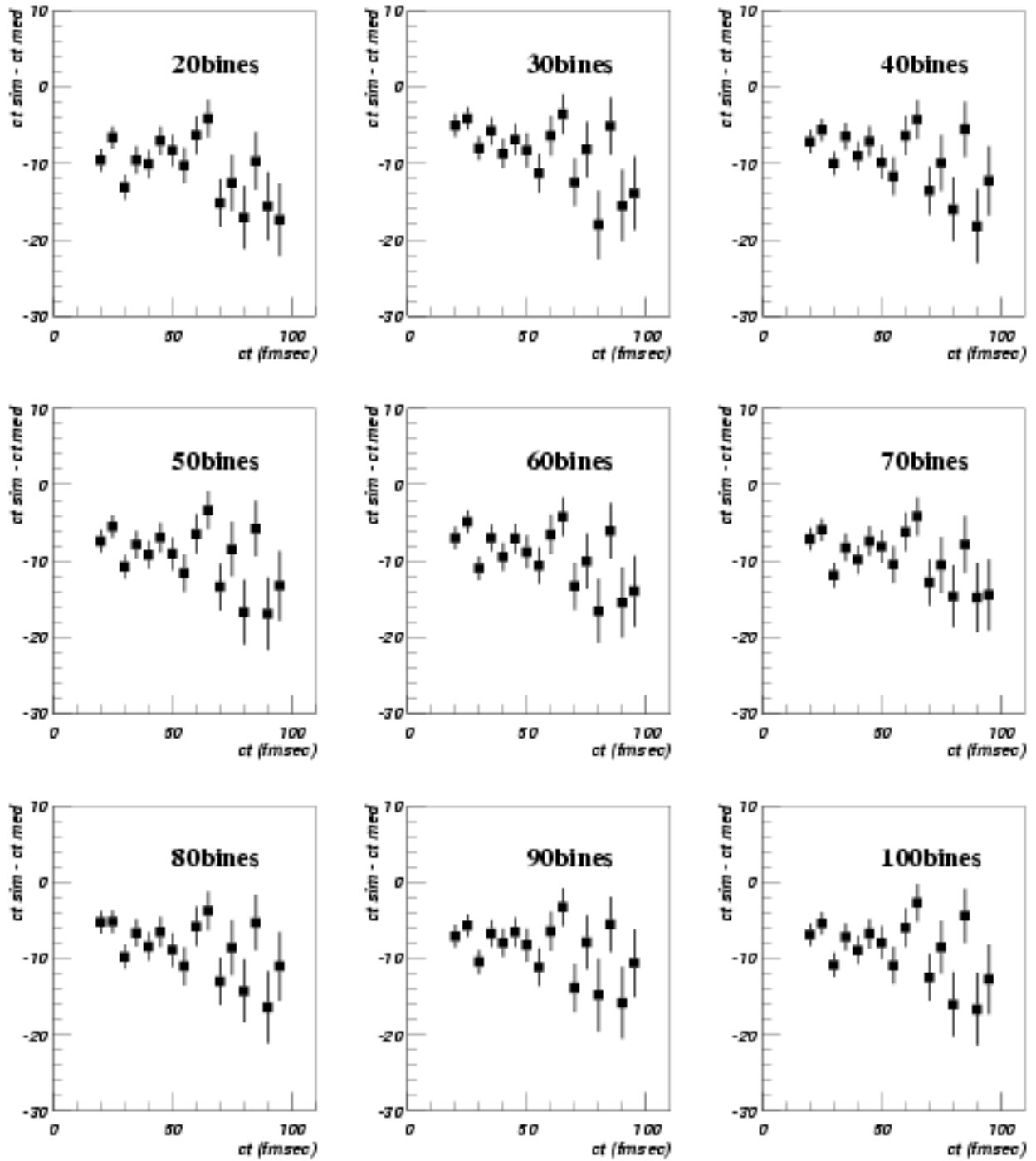


Figura 4.4: Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido en distintos tiempos de vida para un número de bins dado

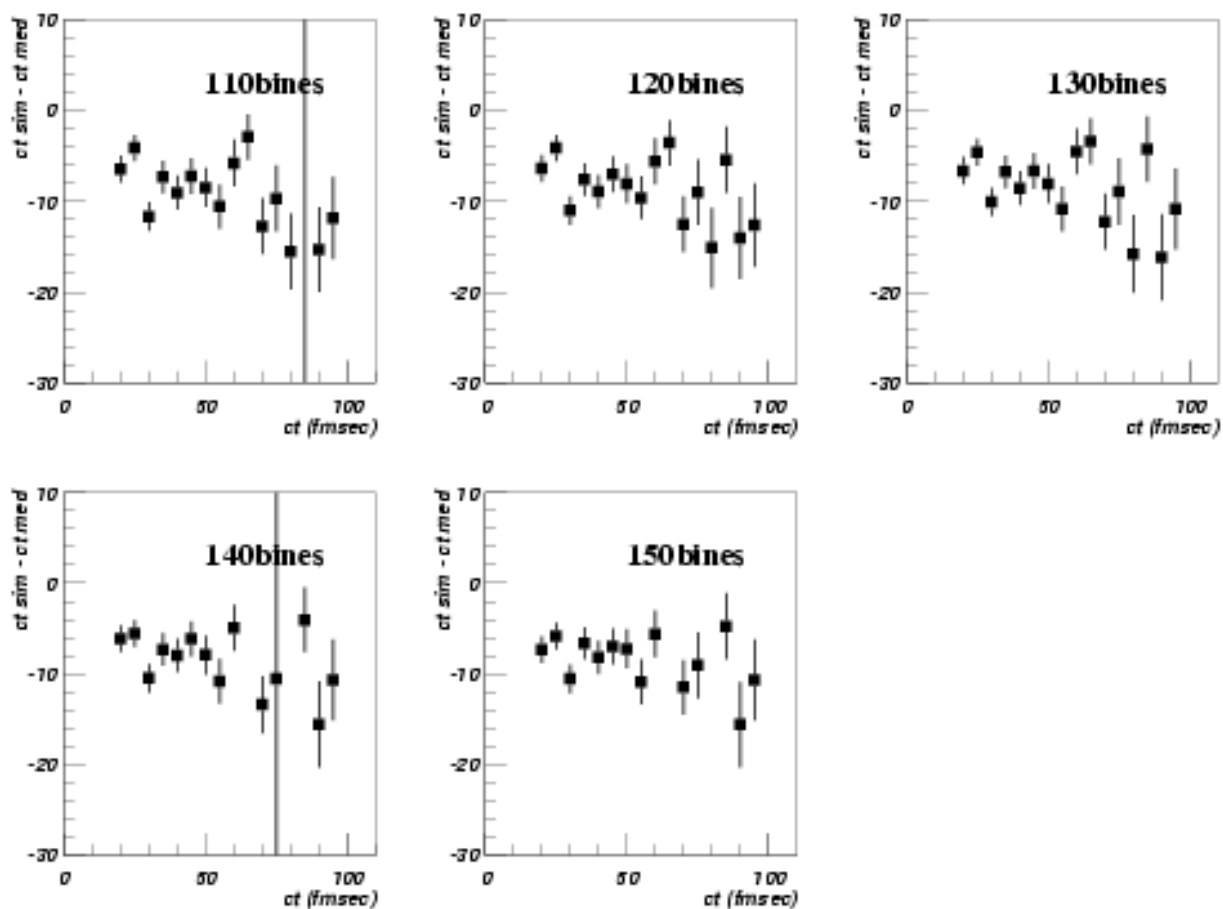


Figura 4.5: Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido en distintos tiempos de vida para un número de bins dado

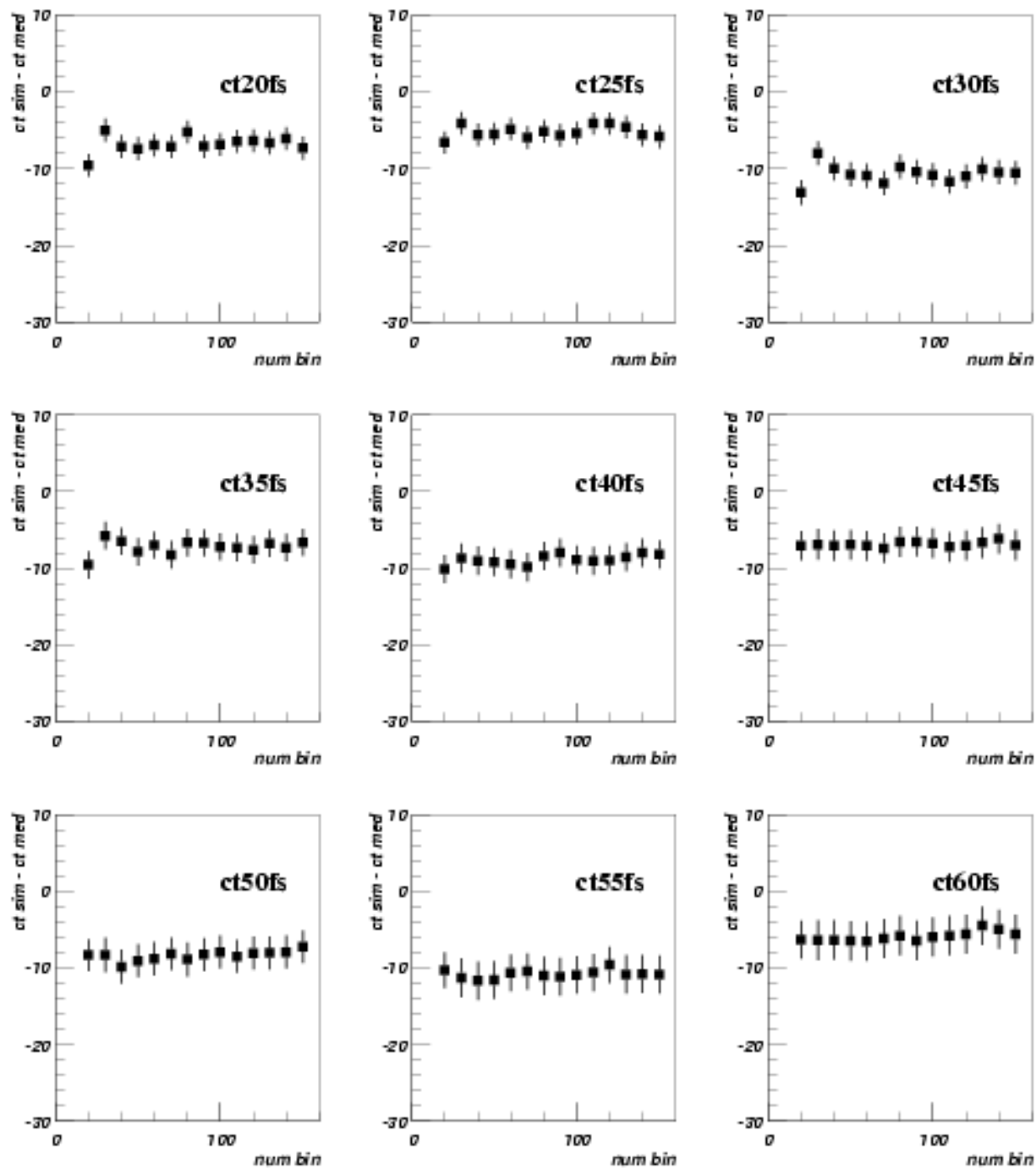


Figura 4.6: Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido con distintos números de bins para un tiempo de vida dado

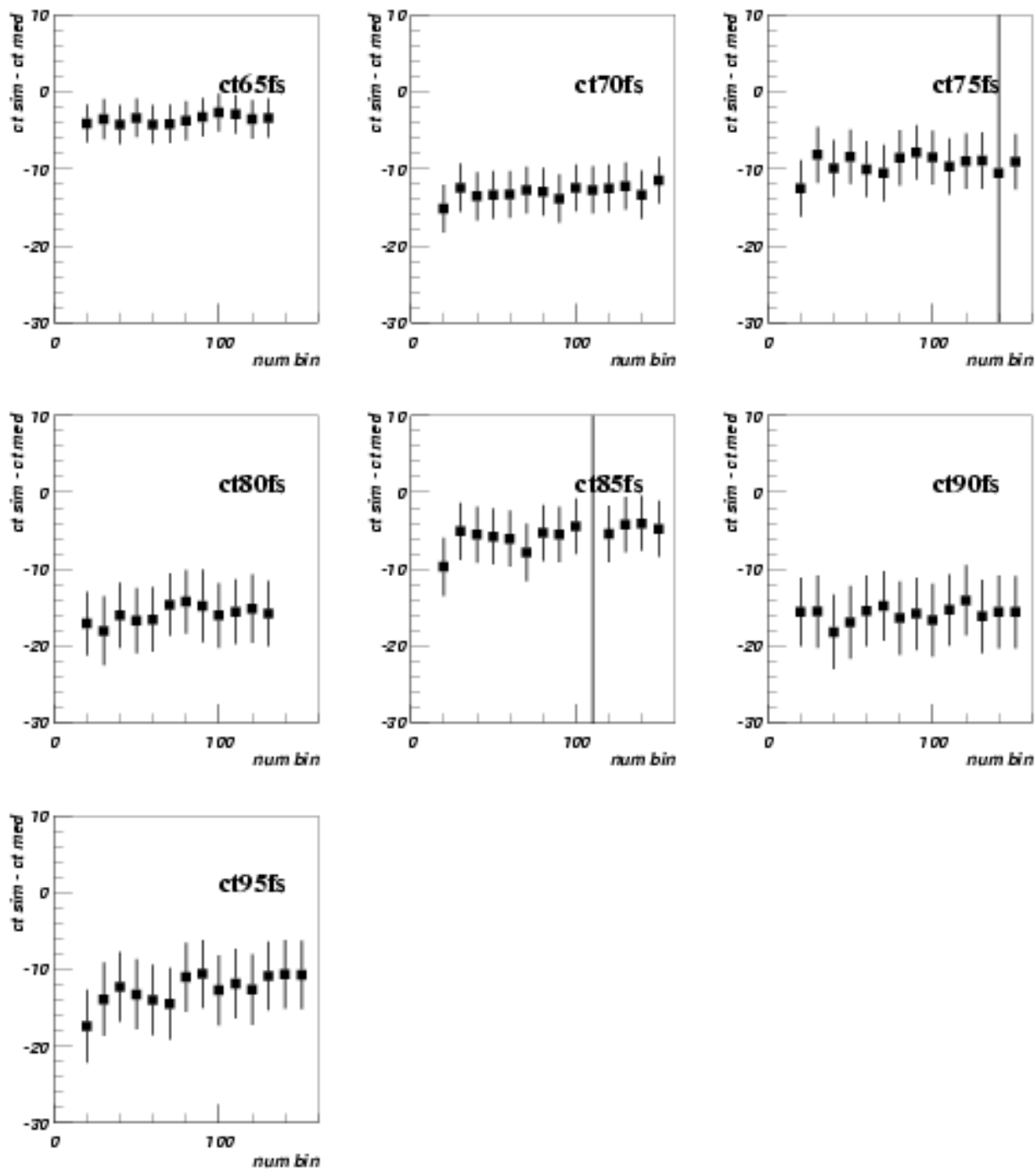


Figura 4.7: Diferencia entre tiempo de vida simulado y tiempo de vida medido con distintos números de bins para un tiempo de vida dado

Número de bins en la división	Ancho correspondiente de cada bin (μm)
20	11.25
30	7.5
40	5.62
50	4.5
60	3.75
70	3.21
80	2.81
90	2.5
100	2.25

Cuadro 4.1: Ancho de cada bin en ct para el estudio del comportamiento del ajuste ante la variación del ancho del bin

De las gráficas anteriores (4.4 a 4.7) fácilmente se ve que existe una consistente estabilidad en los ajustes y que ésta no depende del ancho del bin, aunque existe un bias en la reproducción del tiempo de vida, este depende del tiempo de vida y no del número de bins con el que se hace el análisis. De modo que nuestro análisis no se modifica por que tan ancho o fino sea el bin. Dicho de otra manera, tomar el centro de los bins tal cual no introduce un efecto negativo. Otro resultado importante de este estudio es que los ajustes son estables incluso con bins vacíos, es decir, escasa estadística.

Para hacer el ajuste usamos PAW, el cual usa el paquete de MINUIT [80] para minimización.

4.5.3. Determinación de la resolución del experimento

Con el fin de simplificar el ajuste de la función al tiempo de vida se estudio la posibilidad de fijar la sigma de la gaussiana de dicha función. Este parámetro corresponde a la resolución propia del experimento que a su vez es diferente para cada tipo de reconstrucción. En este caso depende de la calidad de la reconstrucción de los dos vértices en el decaimiento de la partícula.

Para este estudio se utilizaron los paquetes simulados de más alta estadística y sin corte en L/σ_L . Se ajusto libremente la función (4.11) para cada tiempo simulado (fig:4.8)

La calidad de estos ajustes se verificó no solo en base al resultado de la χ^2 de cada ajuste, sino también del tiempo de vida medido. Como se ve en la gráfica 4.9 que muestra el tiempo de vida simulado contra el tiempo de vida reconstruido y como se obtiene de la función de ajuste, es perfectamente estable y no hay desviación dentro del error.

Finalmente se tomaron todas las sigmas de los ajustes libres y obtuvimos el siguiente resultado (fig:4.10):

Es sobre la base del resultado anterior que para los ajustes siguientes fijamos el valor de la sigma, es decir, la precisión del experimento en **40.00 fs**

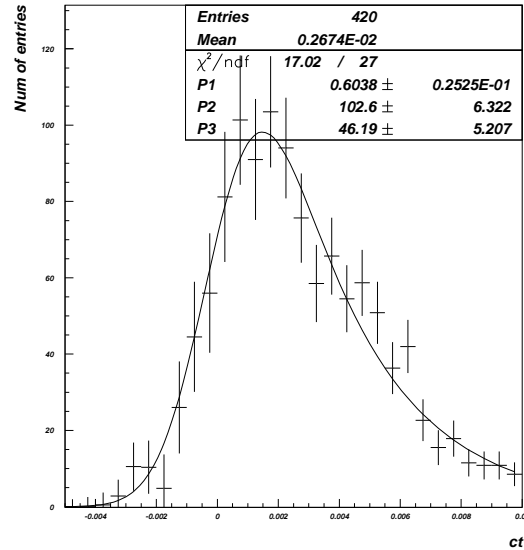


Figura 4.8: Ejemplo de un ajuste libre de la función al tiempo de vida. El parámetro P1 corresponde a la normalización, P2 corresponde al tiempo de vida en femto segundos y P3 corresponde a la sigma (ct en cm).

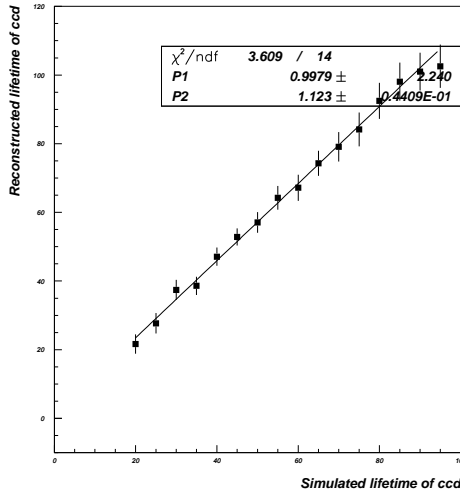


Figura 4.9: Comparación de los tiempos de vida medidos con respecto de los tiempos de vida simulados en fs . Los parámetros de la recta de ajuste son P1: la intersección con el eje vertical y P: la pendiente de la recta.

Verificación de nuestra aproximación de la resolución del experimento

Para verificar la sigma obtenida en el paso anterior se escogió el paquete de datos simulados más pequeño y se ajustó la función (4.11) con todos los parámetros totalmente libres

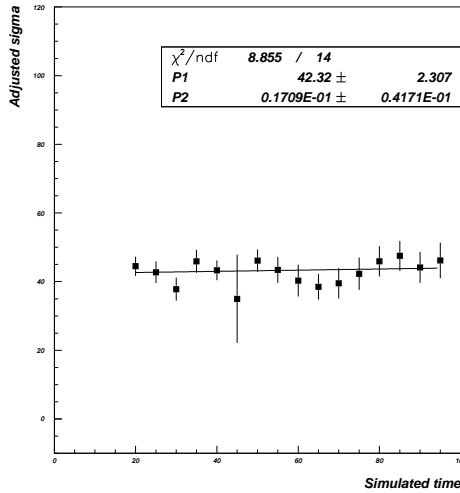


Figura 4.10: Ajuste a una recta de todas las sigmas (f_s) obtenidas en los ajustes libres. Los parámetros van como sigue, P1 es la intersección con el eje vertical (sigma) y P2 es la pendiente de la recta

excepto el de la sigma fijo. A continuación algunos ejemplos que los resultados de estos ajustes. (fig:4.11)

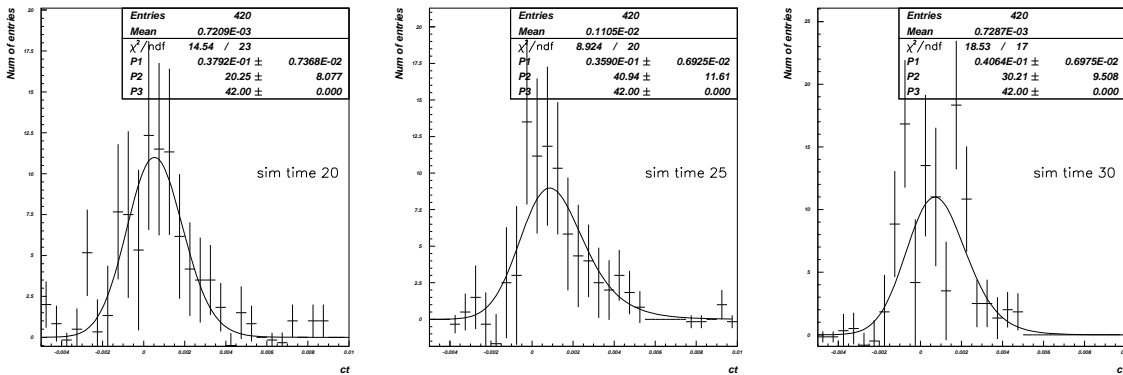


Figura 4.11: Ajuste con sigma fija. Tiempo simulado 20.0 fs, 25.0 fs y 30.0 fs respectivamente. En cada gráfica el parámetro P1 corresponde a la normalización, P2 corresponde al tiempo de vida en femto segundos y P3 corresponde a la sigma.

En la gráfica 4.12 que muestra la comparación de los tiempos simulados contra los tiempos de vida reconstruidos, utilizando una precisión del experimento fija en $40.0 fs$ y muestras de eventos simulados muy pequeñas, se ve claramente que nuestro método es viable y estable.

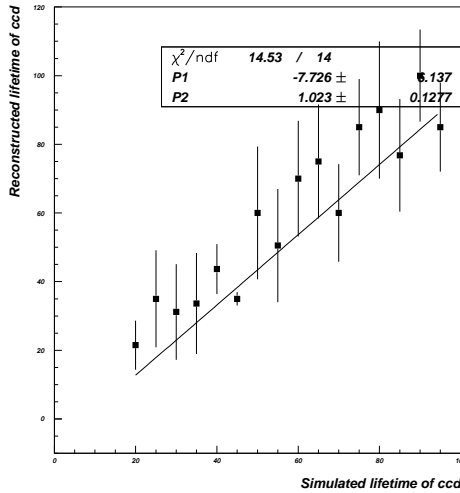


Figura 4.12: Distribución de tiempos de vida de acuerdo al resultado de los ajustes hechos con sigma fija en 40.00 f_s . P1 es la intersección con el eje vertical y P2 es la pendiente de la recta

4.5.4. Discusión del método

Verificación del procedimiento

Este tipo de análisis es relativamente nuevo, y nunca antes se había realizado con una partícula tan efímera. Por lo que decidimos verificar todas las fórmulas y el procedimiento. Para hacer esto, se analizaron varias muestras de eventos simulados, con diversos tiempos de vida conocidos. Los eventos simulados fueron procesados a través de toda la cadena de análisis de tiempo de vida, de modo que el tiempo de vida para cada muestra fuera calculado. Este procedimiento de verificación no solo se llevó a cabo con muestras grandes de eventos que tienen distribuciones suaves, también se realizó con muestras pequeñas con pocos eventos donde las distribuciones pueden tener brincos y vacíos y se encontró que los tiempos de vida reconstruidos son consistentes.

En el anexo A de éste trabajo se incluyen las tablas con todos los resultados de esta verificación con todo detalle. Se muestra en dichas tablas (tablas A.1 A.2 A.3 A.4 A.5 A.6 A.7 A.8) los cortes en L/σ , los tamaños de las muestras simuladas, el tiempo de vida simulado y el tiempo de vida reconstruido.

4.5.5. Ventajas, desventajas y problemas no resueltos

Una gran ventaja de este método es que no es necesario conocer las propiedades en la producción de la muestra de eventos con Charm $n_0(\vec{p})$. Así como tampoco es necesario simular la eficiencia de los detectores que no son sensibles al tiempo propio del decaimiento t . En nuestro caso, no simulamos la eficiencia del RICH o las cámaras posteriores, mas bien nos concentramos en los detectores de silicio del vértice y en la región del blanco.

Otra ventaja de este método sobre otros que miden tiempos de vida, es la función que usamos para ajustar la forma de la distribución del tiempo de vida, que es bastante precisa, ya que toma en cuenta los efectos debidos a la resolución natural del experimento, por lo que nuestro método además de concentrarse en cálculos de eficiencia no ignora los efectos de la resolución. Esto en nuestro caso es una buena elección, pues aunque el experimento tiene una aceptación que no es trivial de estudiar y los efectos de resolución son muy pequeños, en nuestro caso se vuelven importantes, dados los límites del tiempo que tratamos de medir.

En este método la eficiencia es básicamente la suma de las eficiencias individuales. Si se tienen una muestra grande de eventos la distribución final de la curva de eficiencia sera una curva suave. Si se tienen pocos eventos, la función resultante puede tener repentinos brincos debido a fluctuaciones de la muestra, por lo que el error en la eficiencia para una muestra pequeña puede ser grande. Para esto se verificó la eficiencia con muestras simuladas y también se verificó que las muestras pequeñas dieran tiempos de vida consistentes. Si solo se tienen pocos eventos, la eficiencia calculada usando este método que es bastante convencional, de predecir la eficiencia con una muestra grande de eventos, es perfectamente aplicable.

4.5.6. Conclusiones

Resumiendo. Hemos realizado un análisis que utiliza la combinación de las mediciones de diversos tiempos de vida en muestras simuladas para encontrar la corrección por la eficiencia de la muestra real total. Este formalismo pudo ser utilizado para el análisis del tiempo de vida del barión Ξ_{cc}^+ sin que fuera necesario conocer la distribución $n_0\vec{p}$. También se determinó la resolución del experimento para este análisis en particular es de $40.0fs$. Además

de determinó que los valores encontrados en nuestros ajustes de tiempo de vida no tienen dependencia con el tamaño del binning de las distribuciones empleadas.

Capítulo 5

Análisis de datos reales

En este capítulo se describe todo el análisis hecho con los datos obtenidos en el experimento SELEX y se discutirán los resultados obtenidos.

5.1. Análisis del tiempo de vida del barión Ξ_{cc}^+ utilizando datos de la primera publicación

Como ya se describió anteriormente antes de abordar un proyecto mas grande verificamos que fuéramos capaces de encontrar la señal del Ξ_{cc}^+ . Esto se hizo aplicando a la misma muestra de datos de dicha publicación, los cortes descritos en la misma, por ejemplo el corte en $L/\sigma_L = 1,0$

Con ayuda de simulación (embedding) se determinó también que el ancho de la distribución en masa es de $6.75 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$ por lo que el ancho de la partícula se tomo como $20 \text{ MeV}/c^2$ (3σ) alrededor del valor central, en este rango aplicamos nuestro análisis.

Es necesario señalar que para esta muestra no pudimos determinar la eficiencia de evento individual pues existen cortes pre existentes en la muestra, como cortes en L/σ_L que desconocemos y tampoco la eficiencia para la reconstrucción, por lo que este resultado no cuenta con estas correcciones,

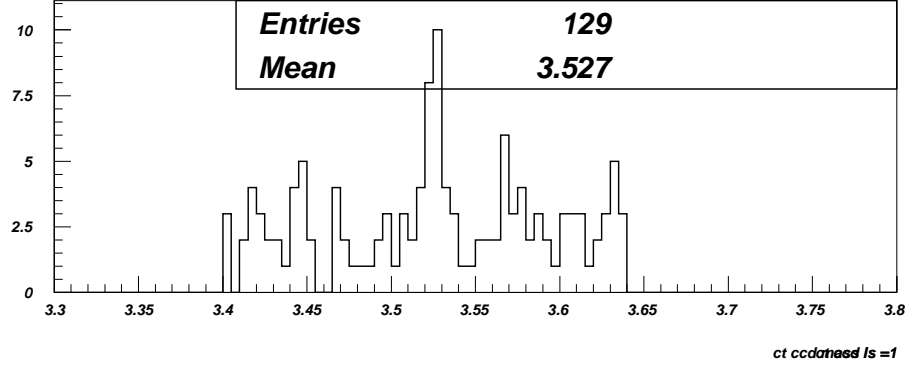


Figura 5.1: Masa invariante de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$ a partir de los datos de la primera publicación

En el análisis de la distribución de ct con estos datos no aplicamos ningún corte extra y además se fijó el ancho de la gaussiana de la función de ajuste (secc 4.3), de acuerdo a los resultados obtenidos con la simulación, en $40 fs$. En estas condiciones se encontró un tiempo de vida de $35.6 \pm 6.5 fs$. (fig:5.2). Este tiempo de vida se ve directamente afectado por la presencia de eventos que corresponden al ruido y que no fueron removidos y que pueden explicar la tendencia de la distribución a la derecha (dos eventos en $0.0055 cm$). Este resultado, es dentro de estas consideraciones, perfectamente compatible con la aproximación reportada en la publicación [5] de $33 fs$.

5.2. Análisis con todos los datos de SELEX

5.2.1. Generalidades

Para esta parte, se corrieron los programas de análisis sobre todos los eventos almacenados del experimento SELEX.

Con el fin de reducir el tiempo de computo cuando se analizan los datos buscando alguna reconstrucción en particular, utilizamos *strips* o archivos de datos mas pequeños donde se almacenan reconstrucciones pre seleccionadas. Para llenar estos *strips* se buscan ciertas reconstrucciones en todos los datos, usando cortes muy suaves. Al hacer el análisis sobre estos archivos el tiempo de computo se reduce de varios días a solo unos minutos. Estos archivos

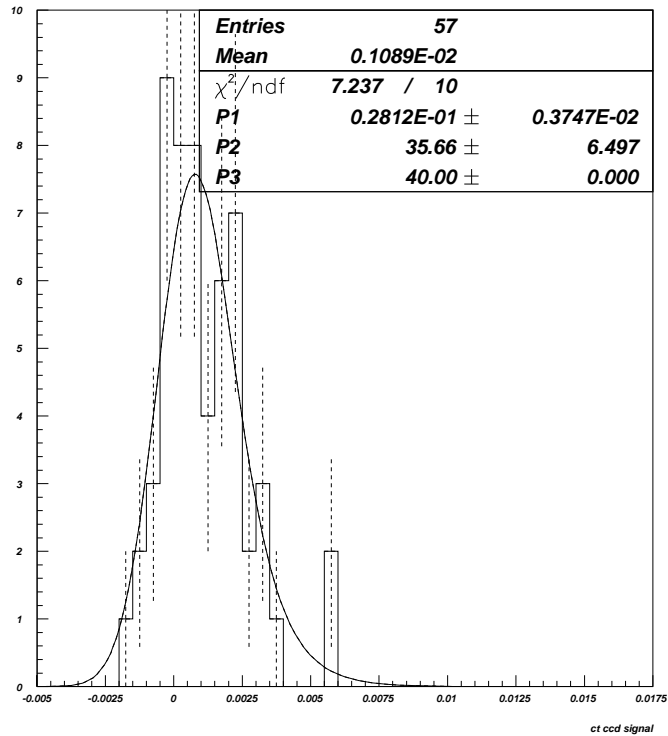


Figura 5.2: Distribución del tiempo de vida de Ξ_{cc} usando los datos de la primera publicación

contienen toda la información de cada evento seleccionado tal y como surge de los detectores.

Los strips usados en este análisis son los que contienen la selección de todos los bariones con Charm, corresponden a la etapa de la 2a producción y se enlistan a continuación:

- **Strip con haz negativo, refit prendido**
recon.ftup2.pb1-1-refit-neg.out
- **Strip con haz negativo, refit apagado**
recon.ftup2.pb1-1-norefit-neg.out
- **Strip con haz positivo, refit prendido**
recon.ftup2.pb1-1-refit-pos.out
- **Strip con haz positivo, refit apagado**
recon.ftup2.pb1-1-norefit-pos.out

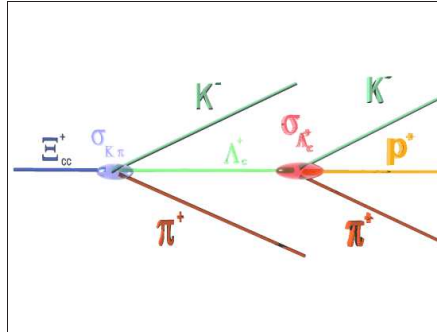


Figura 5.3: Esquema de la topología de un decaimiento $\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$.

El *refit*, que consiste en que las trayectorias ya ajustadas se vuelven a ajustar al vértice primario, pero incluyendo la trayectoria virtual de la Λ_c , este nuevo ajuste se hace ya sobre la hipótesis de la partícula. Este procedimiento generalmente mejora la calidad del vértice y reduce el valor de su χ^2 por lo que la medición de distancias muy pequeñas de L mejora sensiblemente.

5.2.2. Distribución de masa $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$

A continuación describiremos la lista de cortes usados para obtener la distribución de masa $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$ usando los Strips descritos antes.

Descripción de los cortes aplicados

Para nuestro análisis era muy importante mantener los cortes simples, porque generalmente es más fácil simular y entender los efectos de cortes sencillos que de unos complicados. Los siguientes cortes se especifican en el archivo de comandos que lee el programa de reconstrucción (SOAP). Este archivo provee las especificaciones para cada reconstrucción y subreconstrucción, las aplica a todos los eventos de los “Strips” y el resultado se escribe en “ftuples”, con la información que necesitamos para el análisis.

Corte en la separación del vértice L/σ_L

L es la separación entre los vértices donde se origina la partícula (prim) y donde decae (sec). Como todos los ángulos son muy pequeños (~ 10 mrad) entonces $L = z_{sec} - z_{prim}$ es una excelente aproximación. La posición del vértice del decaimiento está definida por el ajuste de las trayectorias del segundo vértice a un vértice común. El vértice primario está definido por el ajuste de las trayectorias del vértice primario z_{vtc} , Pero también sabemos que las interacciones primarias deben ocurrir en el blanco cuya posición z_{tgt} es conocida. Para incorporar esta información adicional, calculamos el vértice primario z_{prim} Como el promedio pesado de la posición del vértice z_{vtc} y la posición del blanco z_{tgt} :

$$z_{prim} = \frac{w_{vtc}z_{vtc} + w_{tgt}z_{tgt}}{w_{vtc} + w_{tgt}} \quad (5.1)$$

Donde $w_{vtc} = 1/\sigma_{vtc}^2$ es el peso del ajuste del vértice primario y $w_{tgt} = 12/H_{tgt}^2$, donde H_{tgt} es el ancho del blanco.

El cálculo de σ_L es muy directo:

$$\sigma_L = \sqrt{\sigma_{prim}^2 + \sigma_{sec}^2} \quad (5.2)$$

Se debe tener en cuenta que σ_{sec} depende del tiempo propio t del decaimiento: cuanto más largo es t , mas cerca estamos del detector de silicio y σ_{sec} es más pequeña. Se cortó en L/σ_L en -5.0 (esto implica tomar todos los eventos incluso los de momento negativo respecto al blanco de producción) para la obtención del tiempo de vida y también se cortó en 0.0, 0.5, 1.0 y 2.0. para realizar los diversos estudios previos con datos simulados y compararlos con los eventos reales.

Puntos de trayectorias Charm al vértice primario $P_{vtc} < 12$

Una trayectoria Charm es construida como la suma vectorial de sus trayectorias secundarias. Esta trayectoria se extrapola hacia atrás, al vértice primario z_{prim} y se calcula la distancia (*Miss-distance*) con respecto del vértice primario. Definimos el valor “*pointback*” P_{vtc} como esta distancia (*Miss-distance*) dividida por su error.

No fuga dentro del silicio $z_{sec} < 2,3$ cm

Algunos eventos Charm podrían vivir lo suficiente como para entrar en la región del detector de silicio. El aparato aún tiene la capacidad de reconstruir eventos charm en esta área, pero la eficiencia se degrada lentamente en esta región. Esta degradación no es fácil de simular adecuadamente, entonces decidimos usar solo eventos con $z_{sec} < 2,3$ cm, donde la eficiencia es más fácil de simular. Este corte se aplicó sin pérdida alguna de la señal.

K, p de Λ_c^+ deben ser identificados por el RICH

Es importante identificar el protón en los decaimientos $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$. Para cada trayectoria, el código del RICH calculó el *likelihood* de que esta pudiera ser un protón, un kaón o un pión. Asumimos que un kaón está positivamente identificado si el *likelihood* de esta trayectoria para ser un kaón es mayor que para ser un pión. Asumimos que un protón es positivamente identificado si el *likelihood* de su trayectoria es mayor para ser un protón que para ser un pión. Adicionalmente a la separación p/π y K/π en el análisis de Λ_c^+ se tiene que hacer la separación p/K^+ para suprimir la reflexión en masa del $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$. Para una trayectoria que asumimos que es un protón requerimos que su *likelihood* de ser un protón sea mayor que 0.1, y que su *likelihood* de ser un Kaón sea menor que 0.9 (este es un corte muy suave). Este corte conserva el 97.5% de la señal, pero suprime significativamente la masa de la reflexión

Rechace lento de $\pi, p_\pi > 8GeV$

Piones de baja energía son comunes en la muestra, y debido a la difracción múltiple, los errores en el ajuste de sus trayectorias son grandes. Dados estos errores grandes estas trayectorias pueden ser asignadas al vértice primario o al secundario. Lo que deriva en que tirar estas trayectorias cuesta en realidad muy poco de la señal y en cambio reduce notablemente el ruido.

Cortes en la reconstrucción de Λ_c^+

La calidad en la reconstrucción de la Λ_c^+ es de hecho el primer paso en la reconstrucción de la partícula de nuestro interés. Para asegurar que esta se dé se impusieron cortes muy duros como se lista a continuación:

- Corte en la distancia de vuelo

$$L/\sigma_{\Lambda_c^+} = 8$$

- Corte en la sigma de la reconstrucción

$$\sigma_{\Lambda_c^+} = 1,2cm$$

- Corte en masa (diferencia con respecto de la masa reportada en el PDG)

$$massindow = 0,020GeV$$

Usando los cortes, extremadamente suaves que se explicaron se encontró la siguiente distribución': fig 5.4

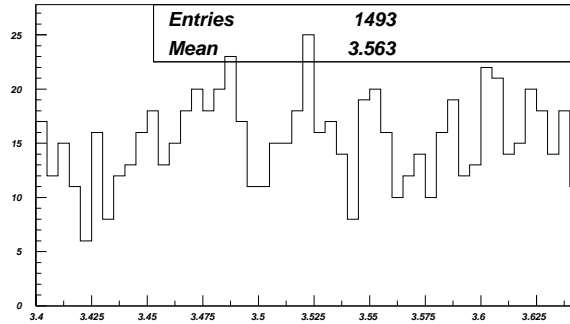


Figura 5.4: Distribución de masa de $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$

5.2.3. Análisis del tiempo de vida del barión Ξ_{cc}^+

Los siguientes cortes un poco mas fuertes se aplicaron directamente en el programa de análisis (anal.F) a los ftuples para hacer el estudio del tiempo de vida de barión Ξ_{cc}^+ con los datos completos de SELEX:

Corte en la sigma de la reconstrucción del vértice K^- , π^+

$$\sigma_{k\pi} < 0,1cm$$

Corte en la sigma de la reconstrucción del primer vértice del decaimiento del

Ξ_{cc}^+

$$\sigma_{dcb} < 0,09cm$$

Corte en el momento de Ξ_{cc}^+ con respecto del momento del haz p_t :

$$pt^2 = pt_{DCB}^2 - \frac{[(px_{haz})(px_{DCB}) + (py_{haz})(py_{DCB}) + (pz_{haz})(pz_{DCB})]^2}{px_{haz}^2 + py_{haz}^2 + pz_{haz}^2} \quad (5.3)$$

$$\text{Con } 0,04 < pt^2 > 4,0GeV$$

\mathbf{L}/σ_L

Este corte que se explicó con detalle anteriormente, y que fue fundamental en la simulación, durante el análisis con datos completos para obtener una distribución de masa invariante se dejó en el análisis de tiempo de vida en su valor mas relajado posible, admitiendo incluso partículas que dentro de nuestra resolución parecen volar en la dirección de z negativa.

Otra mejora que se aplicó durante este tiempo fue la mejora del paquete de datos. Se quitaron los datos de las corridas donde se sospecho que los imanes M1 y M2 podían no estar perfectamente calibrados, esto mejoro mucho la señal que se analizó.

Con todo lo anterior y tomando en cuenta unicamente los datos dentro de la distribución de masa correspondiente en un rango de $20 \text{ MeV}/c^2$ (3σ) alrededor del valor central de $3518.9 \pm 0.9 \text{ MeV}$, es decir $40 \text{ MeV}/c^2$ en total, encontramos la siguiente distribución de tiempo (fig 5.5) a la cual se le ajusto la función descrita en la sección 4.3.

Esta distribución arroja en el ajuste un tiempo de vida de $23.04 \pm 2.46 \text{ fs}$ esto es debido los eventos de la derecha que mueven la tendencia del ajuste en esa dirección.

La topología de todos los eventos que se encontraban mas allá de tres sigmas a partir del centro de la distribución de tiempo fue revisada manualmente para identificar su naturaleza y lo que se encontró es que cabe la posibilidad de que lo que el software de análisis reconstruye como vértice secundario sea en realidad una interacción de una partícula proveniente del

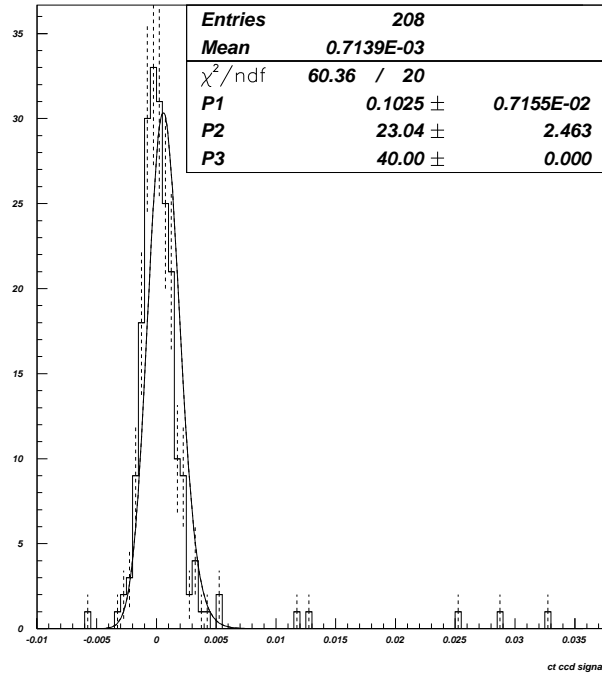


Figura 5.5: Ajuste de la función a eventos dentro de la señal

vértice primario con un blanco posterior, por lo que el siguiente corte se incluyó para eliminar todos los eventos cuyo segundo vértice se encuentre dentro de algún blanco posterior.

Interacciones secundarias dentro de los blancos

La mayoría de los eventos en el experimento ciertamente no son Charm, pero en cambio existen interacciones secundarias en los blancos, donde las trayectorias accidentalmente pueden formar una masa cercana a la masa de Charm. Removiendo los eventos que tienen un vértice secundario z_{sec} dentro de uno de los blancos o cerca de ellos (donde cerca se define por el error en el ajuste del vértice) se reduce significativamente el ruido. La distancia de vuelo de Ξ_{cc}^+ es menor a la distancia que separa los blancos, de modo que haciendo un corte en las posiciones de los blancos (tabla 5.1) nos aseguramos de eliminar todos aquellos eventos que no son concluyentemente parte de la muestra, sin afectar a los eventos que forman nuestra señal. Este corte se aplicó solo al final

Después de aplicar el corte anterior obtuvimos la siguiente distribución de $c\tau$ (fig 5.6). El ajuste nos da un tiempo de vida para el Ξ_{cc}^+ de 18.6 ± 2.4 fs

Nombre	Material	Ancho L [cm]	Posición [cm]	A	Densidad ρ [g/cm]	λ_{int} [%]
S4	Centellador	0.158	-7.27	–	1.03	0.20
6	Cobre	0.159	-6.13	63.5	8.96	1.06
7	Cobre	0.119	-4.62	63.5	8.96	0.76
8	Diamante	0.220	-3.10	12	3.25	0.82
9	Diamante	0.220	-1.61	12	3.25	0.82
10	Diamante	0.220	-0.11	12	3.25	0.82
IC1	Centellador	0.200	2.46	–	1.03	0.25
IC2	Centellador	0.200	2.97	–	1.03	0.25

Cuadro 5.1: Propiedades de los blancos de producción

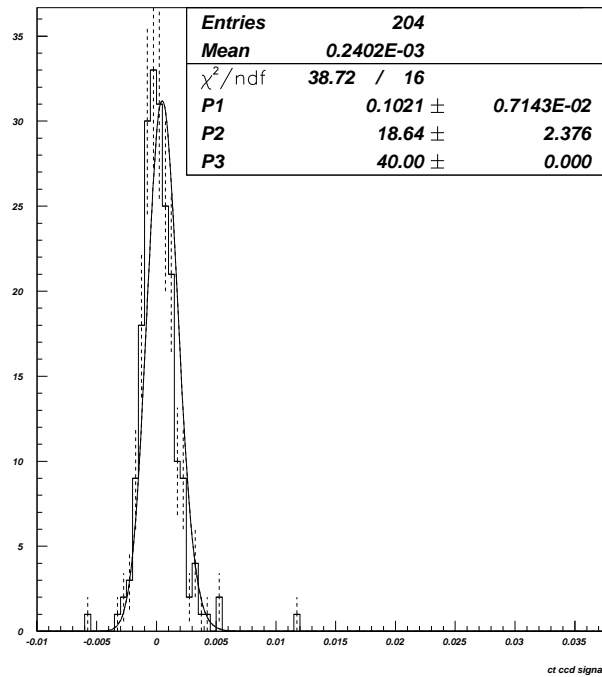


Figura 5.6: Ajuste de la función a eventos dentro de la señal después del corte de no segunda interacción dentro de un blanco posterior

A esta distribución que conserva la forma de la anterior solo con una forma menos larga a la derecha se le comparó directamente con su equivalente pero solo con datos del ruido y obtuvimos lo siguiente.

A continuación se separaron eventos que corresponden claramente a la región de ruido en el histograma de la distribución de masa, es decir, eventos que se encuentran a los lados del valor central de 3518.9 ± 0.9 MeV a una distancia de $30 \text{ MeV}/c^2$ y cada banda con un ancho de $20 \text{ MeV}/c^2$ de modo que no fuera necesario hacer una normalización extra, y a estos eventos se les aplicó el mismo tratamiento que a los datos de la señal para determinar su tiempo de vida. Se puede ver claramente que la distribución de tiempo de vida en los datos que son únicamente ruido tienen la misma forma de distribución larga a la derecha (fig 5.7).

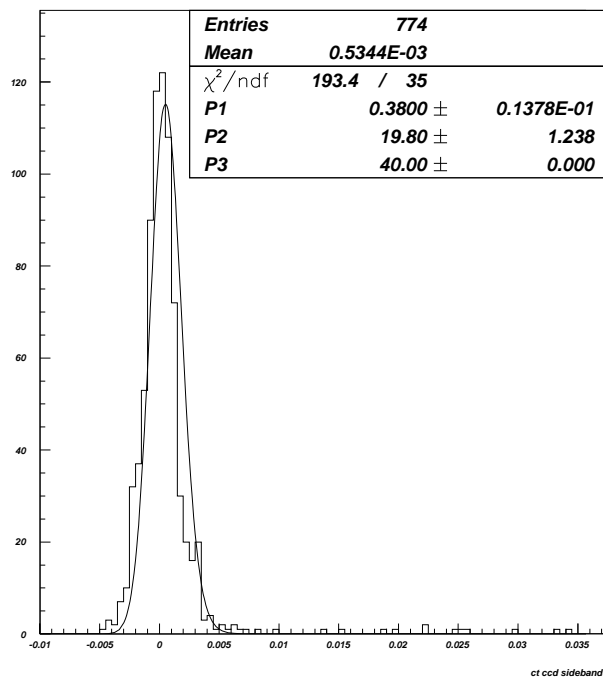


Figura 5.7: Ajuste de la función a eventos correspondientes a bandas a los lados de la región de señal o ruido

Se contó la distribución de eventos bin a bin a lo largo de ambos histogramas y se encontró que en la región dentro de 3 sigmas alrededor de la media de la distribución existe la proporción 4:1 más algo que corresponde al factor de normalización más los eventos de la

señal, y a partir de los tres sigmas la proporción es únicamente 4:1 (tabla 5.2).

Debido a esto determinamos que no es concluyente que los eventos que determinan un tiempo de vida para Ξ_{cc}^+ de $18.6 \pm 2.4 fs$ sean parte legítima de la señal, puesto que a los eventos usados para el cálculo de $c\tau$ no se les aplican los criterios de eliminación de ruido que se suelen aplicar en la distribución de masa invariante y pueden ser una contribución de ruido, decidimos por esto hacer un análisis mas conservador y limitar el ajuste de la función al intervalo $-0.01:0.0048 cm$, lo que nos produce el siguiente resultado (fig 5.8).

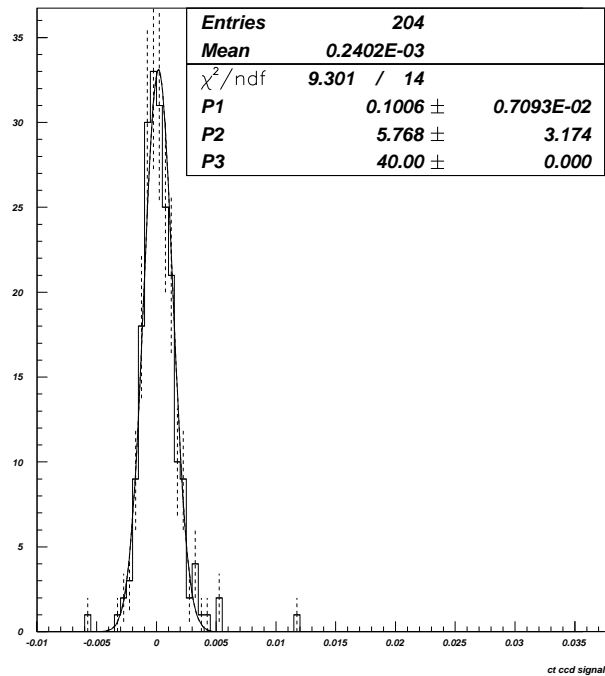


Figura 5.8: Ajuste de la función a eventos dentro de la señal, con limites para el ajuste en $-0.01c\tau$ a la izquierda y $0.0048c\tau$ a la derecha

Esto como se puede ver de los parámetros del ajuste arroja un tiempo de vida de $5.8 \pm 3.2 fs$, que es el resultado técnico de este trabajo. Este resultado es compatible con cero y es útil para establecer un nuevo límite máximo al tiempo de vida de Ξ_{cc}^+ de $11.05 fs$ con un 95% de confianza.

Bin Value	Events Signal	Events Sidebands	Rate (sidebands/signal)
0.0070	0	0	0
0.0065	0	0	0
0.0060	1	0	0
0.0055	0	0	0
0.0050	0	1	0
0.0045	0	3	0
0.0040	0	2	0
0.0035	1	7	7.0 (4/1 + 3)
0.0030	2	10	5.0 (4/1 + 2)
0.0025	3	32	10.66 (4/1 + 20)
0.0020	9	37	4.1 (4/1 + 1)
0.0015	18	53	2.9 (4/1 - 19)
0.0010	30	90	3.0 (4/1 - 30)
0.0005	33	118	3.57 (4/1 - 14)
0.0000	31	122	3.93 (4/1 - 2)
0.0005	25	108	4.32 (4/1 + 8)
0.0010	21	72	3.43 (4/1 - 12)
0.0015	10	30	3.0 (4/1 - 10)
0.0020	9	20	2.22 (4/1 - 7)
0.0025	2	16	8.0 (4/1 + 8)
0.0030	4	20	5.0 (4/1 + 4)
0.0035	1	3	3.0 (4/1 - 1)
0.0040	1	4	4.0 (4/1 + 0)
0.0045	0	1	0
0.0050	2	2	1 (4/1 - 2)
0.0055	0	1	0
0.0060	0	2	0
0.0065	0	1	0
0.0070	0	1	0
0.0075	0	0	0
0.0080	0	1	0
0.0085	0	0	0
0.0090	0	0	0
0.0095	0	0	0
0.0100	0	0	0
0.0105	0	0	0
0.0110	0	0	0
0.0115	1	0	0
0.0120	0	0	0
0.0125	0	0	0
0.0130	0	0	0
0.0135	0	0	0
0.0140	0	0	0
0.0145	0	0	0
0.0150	0	1	0

Cuadro 5.2: Contenido de los bins en las distribuciones de $c\tau$ para histogramas de señal y ruido y la razón entre ambas

Capítulo 6

Conclusiones

En el presente trabajo se tomaron datos tomados por el experimento SELEX realizado en Fermilab y se analizaron, primero para reconstruir los resultados reportados en la primera observación del $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ publicada por la colaboración en el 2002 [5] y finalmente y como objetivo principal para medir el tiempo de vida de la partícula Ξ_{cc}^+ .

Para alcanzar dicho objetivo primero se determinó la resolución del experimento para este análisis en particular para lo cual se simularon 10 000 eventos con partículas Ξ_{cc}^+ utilizando el método de simulación desarrollado por la misma colaboración “Embedding”, y se sometieron a toda la cadena de análisis, encontrándose que la resolución natural del experimento para el tiempo de vida del Ξ_{cc}^+ es de $40fs$.

Para la presente tesis se escribieron programas para todas las etapas de análisis. Se extendió por ejemplo el código de sideband-substraction para poder estudiar las propiedades estadísticas del ruido que se encuentra en la región de señal estudiando las características de los eventos que se encuentran en las regiones laterales para el caso de estadísticas muy escasas. Se escribió también el programa de análisis para seleccionar los eventos en la parte final del proceso y calcular el tiempo de vida para cada uno. Se escribieron también los códigos para las funciones de ajuste.

El resultado final de nuestro trabajo es el establecimiento de un nuevo limite para el tiempo de vida de Ξ_{cc}^+ de $t_{\Xi_{cc}^+} < 11,05fs$ con un 95 % de confianza.

Esta medición contradice todas las predicciones teóricas como se puede ver en la secciones 1.5.2 y 1.6

Apéndice A

Apéndice

A.1. Codigos empleados en el análisis

A.1.1. recdf.ocs

```
#recdf      0      0 fill anal v04.12 Jan 19 1998 14:31 psc ! pass11 mode recon list
! pass11 production - change from _11: add vx_vees to charm recons
  id name      from pr q pid      ls_min ls_max mass_min mass_max      out
!
! D+
! 200 d+_k2pi   v2 3 +1 k-i+i+      8.  800.  1.769 1.969 $100082
! 201 d-        v2 3 -1 k+i-i-      8.  800.  1.769 1.969 $100082
400 lc+        v2 3 +1 p+k-i+      3.  800.   2.185 2.385 $000202
800 g_lc+      v2 3 +1 p+k-i+      6.  800.   2.235 2.335 $000202
801 kpi        c  2 0 k1-i1+      0.  0.    0.5   1.7   $000200
802 ccd        rr 5 +1 kpig_lc+    -5. 800.   3.3   3.8   $000202
805 wkpi       c  2 0 k1+i1-      0.  0.    0.5   1.7   $000200
806 ccdw       rr 5 +1 wkpig_lc+   -5. 800.   3.3   3.8   $000202
424 c_ccd      ztt 5 +1 800k6-i+   -0.2 800.   3.3 3.8 $000202 !103 ??
! 810 dd       rr  6 -2 d-d- 0. 0.   0. 10. $000202
```

```

! 811 all rr 11 -1 ddccd 0. 0. 0. 20. $000202
! 812 dl rr 6 0 g_lc+dd 0. 0. 0. 20. $000202
!
*end
!
#recpid 0 0 fill anal v04.2 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 elect
i rich i<0.1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! not non-pi if
i1 none none 6. 600. 0. 0. 0. 0. any none ! not non-pi i
k rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default Kaon
p rich p/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default proto
e1 etrd e>0.5 0. 0. 0.0020 0.0500 0.300 2.000 vxm2 none ! non-pvtx elec
k1 none none 6. 600. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
k2 rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! any track not
k6 rich k<0.1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! not non-k if
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 daught
p3 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
s none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink
x none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink
o none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink

```

A.1.2. anal.F

Program anal

Implicit none

Character*256 ftupfile

```

Integer entries,PawSize,HMEMOR

#define EXTENDED_NTUPLE
#include 'recon_ntuple.inc'

Logical ftup_open,nopen
Integer iargc,narg, binen
Integer idi,oldrun,ic,irun,ievent,oldevent
Real mass_lc_nom
Real mass_dcb,ls_dcb,ls_ki,mass_pion,mass_kaon,svx_chi2_dcb,
& svx_chi2_kpi,mass_kpi,ls_kpi,mass_proton,mass400
Real l_dcb,sigma_dcb,l_kpi,sigma_kpi
Double Precision ptot2_dcb,ptot2_kpi,pt2
Real ppa(4,10),pout(4),efms,ams(10),c,dc,rki,efmsl
Integer s_imp(3),ipmtrk(6),kpid
Real tk_imp(3),s1,s2,s3,scut,momtrk,ptot,ct,ct_kpi,mass_ki
Real pvxz_dcb,pvxz_ki,svxz_dcb,svxz_ki,ptot_dcb, svxz_dcb_err

Data mass_lc_nom/2.287/
Data mass_proton/0.93827/
Data mass_pion/0.13957/
Data mass_kaon/0.493646/
External ftup_open,scut

Parameter (PawSize=800000)
COMMON/PAWC/HMEMOR(PawSize)

Real cspos1,cspos2,cls,cpvtx,cschi2,csigma,cscut2,cmompi
Real masswindow,nnevent(30)

```

```
Data nnevent/30*0./

binen = 45

If (iargc().lt.1) Then
  Write(*,*) 'Usage: anal ftup_file(s)'
  Call Exit(1)
EndIf

Call HLIMIT(PawSize)
nopen = .True.

c   Do ic = 1,ltuple
c     Call HBOOK1(ic,tags_tuple(ic),100,0.,0.,0.)
c   EndDo

Call HBOOK1(99,'recons',100,799.5,899.5,0.)

Call HBOOK1(400,'Original Lambdac',40,2.185,2.385,0.)
Call HBOOK2(401,'pvtx lambdac vs mass',50,2.185,2.385,
& 100,0.,40.,0.)
Call HBOOK2(402,'sec z lambdac vs mass',50,2.185,2.385,
& 700,-7.,4.,0.)
Call HBOOK2(403,'sec isol lambdac vs mass',50,2.185,2.385,
& 100,0.,10.,0.)
Call HBOOK2(404,'second impact parameter',50,2.185,2.385,
& 100,0.,0.010,0.)
Call HBOOK2(405,'scut(2.)',50,2.185,2.385,
& 100,0.,30.,0.)
```

```
Call HBOOK2(406,'Lambda_c momentum',50,2.185,2.385,
& 100,0.,600.,0.)
```

c histo de momento de ccd contra masa de ccd

```
Call HBOOK2(407,'ccd momentum',100,3.300,3.800,
& 100,0.,600.,0.)
```

```
Call HBOOK1(424,'Mass lc ki',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(425,'Original Lambdac',40,2.185,2.385,0.)
Call HBOOK1(426,'Original Lambdac',40,2.185,2.385,0.)
Call HBOOK1(427,'Mass lc ki',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(428,'Mass lc ki',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(802,'Mass lc ki',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(806,'Mass lc ki ws',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(1802,'Mass lc ki constr',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(18021,'Mass pico raro 1',100,3.301,3.801,0.)
Call HBOOK1(18022,'Mass pico raro 2',100,3.302,3.802,0.)
Call HBOOK1(18023,'ct pico raro 1',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(18024,'ct pico raro 2',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(18025,'Mass lc ki constr',100,3.305,3.805,0.)
Call HBOOK1(18026,'Mass lc ki constr',200,3.305,3.805,0.)
Call HBOOK1(1806,'Mass lc ki constr ws',100,3.300,3.800,0.)
Call HBOOK1(1803,'Mass diff constr-no',40,-0.020,+0.020,0.)
Call HBOOK1(1807,'Mass diff constr-no ws',40,-0.020,+0.020,0.)
Call HBOOK1(2802,'ct signal',95,-0.01,0.0375,0.)
Call HBOOK1(3802,'ct sidebands',95,-0.01,0.0375,0.)
Call HBOOK1(2806,'ct signal',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(3806,'ct sidebands',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK2(4802,'sigma vs momento',100,0.,600.,50,0.,0.1,0.)
```



```
Call HBOOK2(4806,'sigma vs momento',100,0.,600.,50,0.,0.1,0.)
Call HBOOK2(5802,'dcb secvert chi2',100,3.3,3.8,100,0.,20.,0.)
Call HBOOK1(81,'Sigma K Pi',100,0.,0.2,0.)
Call HBOOK1(82,'Sigma DCB',100,0.,0.2,0.)
Call HBOOK1(801,'Mass K Pi',100,0.500,1.700,0.)
Call HBOOK1(2801,'ct K Pi signal',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(3801,'ct K Pi sidebands',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(2805,'ct K Pi signal',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK1(3805,'ct K Pi sidebands',binen,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK2(312801,'ct K-Pi Vs ccd Mass',100,
& 3.300,3.800,30,-0.005,0.0175,0.)
* Call HBOOK2(312802,'ct ccd Vs ccd Mass',100,3.300,
* & 3.800,30,-0.005,0.0175,0.)
Call HBOOK2(312802,'ct ccd Vs ccd Mass',100,3.400,
& 3.6500,binen,-0.005,0.0175,0.)

Call HBOOK1(83,'pt2',100,0.0,10.0,0.)

entries = 0
oldrun = 0
oldevent = 0

Do narg = 1,iargc()

Call getarg(narg,ftupfile)
If (.not.Ftup_Open(10,ftupfile)) Goto 999

Do While (.True.)
    read(10,end=12,err=11) tuple
```

```

If (run.le.0) Goto 12
entries = entries + 1
idi = id
irun = run
ievent = event

call ucopy(pmtrk1,ipmtrk,6)

Call HFILL(99,id,0.,1.)
if (idi.eq.400) Then  !Todas las Lambdas

Call HFILL(401,mass,pvtx,1.)
Call HFILL(402,mass,svx_z,1.)

mass400 = mass

tk_imp(1) = sqrt(
&      ((svx_z-pvx_z)*tk1_px/tk1_pz + pvx_x - svx_x)**2 +
&      ((svx_z-pvx_z)*tk1_py/tk1_pz + pvx_y - svx_y)**2)
tk_imp(2) = sqrt(
&      ((svx_z-pvx_z)*tk2_px/tk2_pz + pvx_x - svx_x)**2 +
&      ((svx_z-pvx_z)*tk2_py/tk2_pz + pvx_y - svx_y)**2)
tk_imp(3) = sqrt(
&      ((svx_z-pvx_z)*tk3_px/tk3_pz + pvx_x - svx_x)**2 +
&      ((svx_z-pvx_z)*tk3_py/tk3_pz + pvx_y - svx_y)**2)
s1 = sqrt((tk1_x0+tk1_px/tk1_pz*(svx_z-L)-pvx_x)**2+
&      (tk1_y0+tk1_py/tk1_pz*(svx_z-L)-pvx_y)**2)
s2 = sqrt((tk2_x0+tk2_px/tk2_pz*(svx_z-L)-pvx_x)**2+
&      (tk2_y0+tk2_py/tk2_pz*(svx_z-L)-pvx_y)**2)

```

```

s3 = sqrt((tk3_x0+tk3_px/tk3_pz*(svx_z-L)-pvx_x)**2+
&         (tk3_y0+tk3_py/tk3_pz*(svx_z-L)-pvx_y)**2)

```

```

Call SORTZV(tk_imp,s_imp,3,1,1,0)

```

```

s1 = scut(tuple,1.)

```

```

s2 = scut(tuple,2.)

```

```

s3 = scut(tuple,3.)

```

```

Call HFILL(404,mass,tk_imp(s_imp(2)),1.)

```

```

Call HFILL(405,mass,s2,1.)

```

```

cls = 8.

```

```

cspos1 = -7.

```

```

cspos2 = 12.3

```

```

cpvtx = 200.

```

```

cschi2 = 9.

```

```

csigma = 1.2

```

```

cscut2 = 0.1

```

```

cmompi = 4.

```

```

masswindow = 0.020

```

```

If (1/sigma.gt.cls

```

```

&         .and. svx_z.gt.cspos1
&         .and. svx_z.lt.cspos2
&         .and. s2.gt.cscut2
&         .and. pvtx.lt.cpvtx
&         .and. sigma.lt.csigma
&         .and. tk3_pz.gt.cmompi
&         .and. svx_chi2.lt.cschi2
&         ) Then

```

```
    ptot = sqrt(px**2+py**2+pz**2)
    Call HFILL(403,mass,svx_isol,1.)
    Call HFILL(400,mass,0.,1.)
    Call HFILL(406,mass,ptot,1.)
  EndIf
EndIf

If (idi.eq.802 .or. idi.eq.806) Then  ! DCB

  mass_dcb = mass
  ls_dcb = 1/sigma
  l_dcb = 1
  sigma_dcb = sigma
  svx_chi2_dcb = svx_chi2
  pvxz_dcb = pvx_z
  svxz_dcb = svx_z
  svxz_dcb_err = svx_sz
  ptot2_dcb = dble(px)**2 + dble(py)**2 + dble(pz)**2
  ptot_dcb = sqrt(ptot2_dcb)

  pt2= ptot2_dcb -
&      (dble(btk_px)*dble(px) + dble(btk_py)*dble(py) +
&      dble(btk_pz)*dble(pz))**2/
&      (dble(btk_px)**2 + dble(btk_py)**2 + dble(btk_pz)**2)

  call HFILL(83,real(pt2),0.,1.)
EndIf
```

```
If (idi.eq.802801 .or. idi.eq.806805) Then ! ki
  ls_ki = 1/sigma
  mass_ki = mass
  pvxz_ki = pvx_z
  svxz_ki = svx_z
  Call HFILL(801,mass_ki,0.,1.)
  ams(1) = mass_kaon
  ppa(1,1) = tk1_px
  ppa(2,1) = tk1_py
  ppa(3,1) = tk1_pz
  ams(2) = mass_pion
  ppa(1,2) = tk2_px
  ppa(2,2) = tk2_py
  ppa(3,2) = tk2_pz
  momtrk = min(tk1_pz,tk2_pz)
  kpid = tk1_pid

  ptot2_kpi = dble(px)**2 + dble(py)**2 + dble(pz)**2
  l_kpi = 1
  sigma_kpi = sigma
  svx_chi2_kpi = svx_chi2

  rki = 0.
  If (kpid.gt.99) Then
    rki = float(mod(kpid/100,10))/float(mod(kpid/1000,10))
  EndIf
EndIf
If (idi.eq.802800) Then          ! Lambda_c
```

```

If (1/sigma.lt.cls) Goto 10
If (svx_z.lt.cspos1) Goto 10
If (svx_z.gt.cspos2) Goto 10
If (pvtx.gt.cpvtx) Goto 10
If (svx_chi2.gt.cschi2) Goto 10
If (sigma.gt.csigma) Goto 10
s2 = scut(tuple,2.)
If (s2.lt.cscut2) Goto 10
If (tk3_pz.lt.cmompi) Goto 10
If (svx_z.lt.svxz_ki) Goto 10      ! lambdac decays after ki vertex
If (abs(mass-mass_lc_nom).gt.masswindow) Goto 10

```

```
ams(3) = mass_lc_nom
```

```
ppa(1,3) = px
```

```
ppa(2,3) = py
```

```
ppa(3,3) = pz
```

```
Call efmass(3,ams,ppa,efms,pout)
```

c dcb vertex cuts

```
Call HFILL(5802,efms,svx_chi2_dcb,1.)
```

```
If (svx_chi2_dcb.gt.3.) Goto 10
```

```
If (svx_chi2_kpi.gt.9) Goto 10
```

```
If (momtrk.lt.15.) Goto 10
```

```
If (sigma_kpi.gt.0.1) Goto 10
```

```
If (sigma_dcb.gt.0.09) Goto 10
```

& I7,1X,F4.2)

c Corte en los blancos

```

      If ((svxz_dcb-pvxz_dcb).GT.0.7) Then
        If (svxz_dcb.gt.(-6.2081-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt
&          .(-6.0489+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.(-4.6741-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt
&          .(-4.5725+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.(-3.2102-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt
&          .(-2.9902+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.(-1.7161-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt
&          .(-1.4961+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.(-0.2188-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt
&          .(-0.0012+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.(2.36-(2*svxz_dcb_err)).and.svxz_dcb.lt.(2
&          .56+svxz_dcb_err)) Goto 10
        If (svxz_dcb.gt.2.87.and.svxz_dcb.lt.3.07) Goto 10
      EndIf

```

c = -5.0 ! Corte 1/sigma

```

      If (ls_dcb.gt.c) Then
        Call HFILL(idi/1000,mass_dcb,0.,1.)
        If (efms.gt.3.4 .and. efms.lt.3.75) Then

          Call HFILL(1000+idi/1000,efms,0.,1.)

          Call HFILL(18026,efms,0.,1.)
        EndIf
        Call HFILL(1001+idi/1000,efms-mass_dcb,0.,1.)

```

```

ct = (L_dcb)/sqrt(1.+ptot2_dcb/efms**2)
ct_kpi = (L_kpi)/sqrt(1.+ptot2_dcb/efms**2)
Call HFILL(312801,mass_dcb,ct_kpi,1.)
Call HFILL(312802,efms,ct,1.)
If (abs(efms-3.520).lt.0.020) Then
  if(ct. gt.0.01)Then
    Write(*,*) irun,ievent, pvxz_dcb, svxz_dcb
  EndIf
  Call HFILL(2000+idi/1000,ct,0.,1.)
  Call HFILL(2801+(idi/1000-802),ct_kpi,0.,1.)

ElseIf (efms.gt.3.4 .and. efms.lt.3.6) Then
  Call HFILL(3000+idi/1000,ct,0.,1.)
  Call HFILL(3801+(idi/1000-802),ct_kpi,0.,1.)
  Call HFILL(4000+idi/1000,sqrt(sngl(ptot2_dcb)),
&      sigma_dcb,1.)
EndIf
Call HFILL(407,efms,ptot_dcb,1.)

If (abs(efms-3.495).lt.0.020) Then
  Call HFILL(18021,efms,0.,1.)
  Call HFILL(18023,ct,0.,1.)
EndIf
If (abs(efms-3.551).lt.0.020) Then
  Call HFILL(18022,efms,0.,1.)
  Call HFILL(18024,ct,0.,1.)
EndIf

Call HFILL(81,sigma_kpi,0.,1.)

```



```
        Call HFILL(82,sigma_dcb,0.,1.)
    EndIf
1001    Format(I5,1X,I9,1X,F7.5,1X,F7.5,
    &        6(1X,F4.2),1X,F7.2,1X,F7.2)
102    Continue

        oldrun = irun
        oldevent = ievent

    EndIf
10    Continue
    EndDo

11    Continue
    Write(*,*) 'Error reading file, continuing'
12    Continue
    Close(10)

    EndDo

999    Continue
    Close(10)
    Write(*,*) 'Read',entries,' Entries'

    Call HRPUT(0,'anal.hbk','NT')    ! write all histograms to file

End
```

A.1.3. Código de la Función de Ajuste

```
Real Function lifesa(x)
  Implicit none

  common/pawpar/p(3)
  vector xlfpar(3)
  vector plot(1),bin(2)
  Real p,x
  Integer np,i
  parameter (np=1000)
  Double Precision tau,sig,u,y,AA,B,F(0:np),simps,dp1

  Double Precision ds,eu,pi,lf

  pi = 4.D0*atan(1.D0)

  If (plot(1).eq.1) Then
    dp1 = dble(xlfpar(1))
    tau = dble(xlfpar(2))*1.D-15*3.D10
    sig = dble(xlfpar(3))*1.D-15*3.D10
  Else
    dp1 = dble(p(1))
    tau = dble(p(2))*1.D-15*3.D10
    sig = dble(p(3))*1.D-15*3.D10
  EndIf

  u = dble(x) + bin(2)*sig
```

```

AA = -0.01
B = u
Do i = 0,np
  y = i*(u-AA)/float(np) + AA
  eu = -(u-y)/tau - (y/sig)**2/2.D0
  F(i) = exp(eu)
EndDo

ds = SIMPS(F,AA,B,NP)
lf = dp1/(sig*tau*sqrt(2.D0*pi))*ds

lifesa = sngl(lf)

Return
End

```

```

Double Precision FUNCTION SIMPS(F,A,B,N2)
Double Precision F(0:*),A,B
Integer N2
Double Precision S1,S2,H
Integer N

IF(N2 .LE. 0 .OR. 2*(N2/2) .NE. N2) THEN
  Write(*,*) 'something wrong'
ELSE
*   S1=0
  S1=F(N2-1)

```

```
S2=0
* DO 1 N = 1,N2-1,2
* 1 S1=S1+F(N)
* DO 2 N = 2,N2-2,2
* 2 S2=S2+F(N)

DO 1 N = 1,N2-3,2
    S1=S1+F(N)
    S2=S2+F(N+1)
1 CONTINUE
* S1=S1+F(N2-1)

S1=S1+S1+S2
H=(F(0)+F(N2)+S1+S1)*(B-A)/(3*N2)
ENDIF
SIMPS=H
RETURN
END
```

A.2. Resultados de la verificación del método de ajuste

	Events		Lifetime			Events		Lifetime	
l/σ	Reconstructed	Simulated	Reconstructed		l/σ	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	
0.0	58.7	20,00	18,68 ± 9,59		0.0	58.2	25,00	38,09 ± 12,72	
0.0	67.3	30,00	33,23 ± 12,95		0.0	69.3	35,00	33,95 ± 12,15	
0.0	81.0	40,00	39,91 ± 9,04		0.0	74.5	45,00	13,64 ± 10,53	
0.0	103.5	50,00	57,22 ± 10,24		0.0	86.5	55,00	57,05 ± 16,73	
0.0	90.0	60,00	71,37 ± 17,01		0.0	88.0	65,00	70,15 ± 15,22	
0.0	110.3	70,00	51,22 ± 8,22		0.0	86.7	75,00	107,39 ± 27,00	
0.0	89.2	80,00	92,07 ± 23,78		0.0	110.3	85,00	75,86 ± 14,84	
0.0	98.5	90,00	112,76 ± 21,43		0.0	84.2	95,00	62,50 ± 12,29	
1.0	39.7	20,00	8,34 ± 142,47		1.0	36.8	25,00	36,80 ± 15,58	
1.0	47.0	30,00	2,11 ± 26,29		1.0	43.2	35,00	35,98 ± 14,15	
1.0	61.5	40,00	33,79 ± 12,46		1.0	51.8	45,00	1,00 ± 13,97	
1.0	74.7	50,00	41,36 ± 8,93		1.0	69.7	55,00	5,26 ± 5,78	
1.0	72.8	60,00	72,56 ± 21,61		1.0	76.2	65,00	46,73 ± 13,64	
1.0	85.0	70,00	45,34 ± 8,17		1.0	72.5	75,00	95,06 ± 30,64	
1.0	73.0	80,00	91,80 ± 32,16		1.0	92.3	85,00	59,81 ± 18,84	
1.0	87.8	90,00	84,24 ± 16,82		1.0	74.5	95,00	42,97 ± 10,87	
2.0	17.0	20,00	46,40 ± 44,23		2.0	28.3	25,00	39,00 ± 13,49	
2.0	30.7	30,00	28,96 ± 23,03		2.0	24.3	35,00	66,77 ± 30,82	
2.0	35.7	40,00	39,21 ± 12,32		2.0	31.5	45,00	17,70 ± 13,14	
2.0	58.2	50,00	52,77 ± 10,93		2.0	49.0	55,00	65,61 ± 25,77	
2.0	54.8	60,00	78,06 ± 21,81		2.0	55.0	65,00	62,13 ± 16,26	
2.0	61.5	70,00	52,62 ± 8,83		2.0	56.0	75,00	112,28 ± 33,94	
2.0	59.8	80,00	87,49 ± 28,16		2.0	67.8	85,00	71,13 ± 18,06	
2.0	71.5	90,00	98,61 ± 20,33		2.0	54.7	95,00	52,79 ± 12,97	
-5.0	89.2	20,00	20,24 ± 7,90		-5.0	76.8	25,00	41,05 ± 11,54	
-5.0	98.2	30,00	30,21 ± 9,98		-5.0	91.8	35,00	32,64 ± 10,60	
-5.0	101.3	40,00	43,02 ± 8,29		-5.0	97.5	45,00	20,03 ± 6,78	
-5.0	125.5	50,00	59,87 ± 10,09		-5.0	119.5	55,00	49,91 ± 12,90	
-5.0	103.0	60,00	73,40 ± 15,94		-5.0	93.0	65,00	80,12 ± 17,16	
-5.0	114.8	70,00	56,92 ± 8,27		-5.0	105.0	75,00	105,00 ± 24,85	
-5.0	104.0	80,00	94,43 ± 21,90		-5.0	126.5	85,00	76,75 ± 13,94	
-5.0	113.3	90,00	120,06 ± 21,18		-5.0	98.7	95,00	65,00 ± 12,42	

Cuadro A.1: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 1000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated		Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated
0.0	125.0	20,00	20,84 ± 6,49		0.0	118.3	25,00	36,77 ± 9,74	
0.0	128.5	30,00	27,93 ± 5,66		0.0	148.5	35,00	32,28 ± 5,14	
0.0	154.7	40,00	40,67 ± 5,27		0.0	160.5	45,00	43,67 ± 6,44	
0.0	174.5	50,00	52,85 ± 6,44		0.0	179.8	55,00	55,88 ± 6,46	
0.0	140.0	60,00	60,89 ± 11,77		0.0	177.8	65,00	64,35 ± 8,74	
0.0	208.8	70,00	61,06 ± 7,07		0.0	175.8	75,00	89,11 ± 13,40	
0.0	198.3	80,00	94,14 ± 12,15		0.0	202.2	85,00	107,06 ± 14,03	
0.0	197.5	90,00	66,74 ± 6,78		0.0	171.2	95,00	65,03 ± 7,72	
1.0	83.3	20,00	12,56 ± 91,96		1.0	67.7	25,00	34,73 ± 12,11	
1.0	91.3	30,00	0,48 ± 1,21		1.0	99.0	35,00	28,12 ± 5,33	
1.0	121.5	40,00	34,75 ± 5,90		1.0	121.8	45,00	37,49 ± 8,62	
1.0	129.7	50,00	39,50 ± 6,64		1.0	141.3	55,00	44,87 ± 7,60	
1.0	107.0	60,00	60,94 ± 16,43		1.0	145.8	65,00	46,59 ± 8,59	
1.0	166.7	70,00	51,20 ± 7,31		1.0	146.2	75,00	76,45 ± 13,91	
1.0	176.0	80,00	76,06 ± 11,35		1.0	177.7	85,00	87,57 ± 13,58	
1.0	172.8	90,00	52,59 ± 5,74		1.0	149.8	95,00	52,46 ± 7,30	
2.0	38.8	20,00	34,37 ± 10,86		2.0	49.8	25,00	36,82 ± 10,82	
2.0	56.8	30,00	26,86 ± 7,32		2.0	63.0	35,00	35,08 ± 5,92	
2.0	75.0	40,00	38,81 ± 6,26		2.0	76.5	45,00	44,72 ± 7,54	
2.0	91.5	50,00	52,12 ± 7,30		2.0	102.8	55,00	53,49 ± 7,56	
2.0	79.2	60,00	68,29 ± 15,56		2.0	106.0	65,00	58,56 ± 9,53	
2.0	117.0	70,00	59,75 ± 7,90		2.0	116.0	75,00	82,21 ± 13,80	
2.0	146.3	80,00	78,66 ± 11,01		2.0	142.5	85,00	95,08 ± 14,69	
2.0	138.3	90,00	59,06 ± 6,54		2.0	110.2	95,00	60,14 ± 8,29	
-5.0	178.0	20,00	22,92 ± 5,27		-5.0	171.2	25,00	31,73 ± 8,69	
-5.0	187.2	30,00	27,53 ± 5,14		-5.0	200.5	35,00	32,21 ± 4,68	
-5.0	204.7	40,00	40,96 ± 4,93		-5.0	207.3	45,00	44,63 ± 5,91	
-5.0	216.7	50,00	53,97 ± 6,16		-5.0	229.0	55,00	56,18 ± 6,12	
-5.0	193.5	60,00	53,35 ± 10,76		-5.0	192.5	65,00	70,43 ± 8,92	
-5.0	231.3	70,00	65,80 ± 6,86		-5.0	216.0	75,00	88,30 ± 12,64	
-5.0	234.7	80,00	90,54 ± 10,28		-5.0	229.3	85,00	107,17 ± 12,80	
-5.0	221.3	90,00	71,06 ± 6,89		-5.0	196.5	95,00	66,89 ± 7,51	

Cuadro A.2: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 2000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated		Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated
0.0	208.5	20,00	22,67 ± 4,76		0.0	179.7	25,00	30,51 ± 6,49	
0.0	184.2	30,00	31,59 ± 5,94		0.0	214.8	35,00	33,69 ± 4,12	
0.0	244.2	40,00	41,70 ± 4,17		0.0	230.0	45,00	46,47 ± 4,88	
0.0	259.2	50,00	53,45 ± 4,90		0.0	267.3	55,00	66,22 ± 7,42	
0.0	219.3	60,00	56,52 ± 7,32		0.0	276.2	65,00	69,12 ± 7,76	
0.0	294.3	70,00	68,94 ± 7,16		0.0	252.5	75,00	90,30 ± 11,28	
0.0	288.5	80,00	88,47 ± 9,34		0.0	289.8	85,00	91,43 ± 9,27	
0.0	293.0	90,00	83,62 ± 7,98		0.0	263.5	95,00	92,94 ± 10,56	
1.0	126.5	20,00	12,77 ± 30,58		1.0	107.2	25,00	28,18 ± 8,24	
1.0	132.0	30,00	20,56 ± 80,93		1.0	153.2	35,00	24,62 ± 4,96	
1.0	186.3	40,00	33,47 ± 4,78		1.0	175.0	45,00	39,70 ± 5,81	
1.0	193.8	50,00	42,06 ± 4,90		1.0	211.0	55,00	51,15 ± 8,72	
1.0	171.3	60,00	48,53 ± 9,39		1.0	218.3	65,00	56,09 ± 8,04	
1.0	237.0	70,00	60,29 ± 8,04		1.0	207.8	75,00	71,58 ± 10,83	
1.0	245.7	80,00	73,89 ± 9,30		1.0	252.2	85,00	74,99 ± 9,49	
1.0	258.8	90,00	63,95 ± 6,58		1.0	229.0	95,00	78,80 ± 11,11	
2.0	64.2	20,00	34,71 ± 7,81		2.0	74.0	25,00	29,72 ± 7,20	
2.0	83.2	30,00	32,05 ± 7,62		2.0	96.0	35,00	33,12 ± 4,86	
2.0	119.5	40,00	36,47 ± 4,55		2.0	115.8	45,00	45,87 ± 5,48	
2.0	138.3	50,00	52,23 ± 5,45		2.0	150.7	55,00	65,24 ± 9,38	
2.0	129.2	60,00	54,95 ± 8,87		2.0	158.0	65,00	67,06 ± 9,19	
2.0	163.2	70,00	70,58 ± 8,76		2.0	169.5	75,00	79,19 ± 11,07	
2.0	200.8	80,00	77,37 ± 9,21		2.0	198.0	85,00	81,94 ± 9,98	
2.0	203.2	90,00	74,68 ± 7,88		2.0	171.8	95,00	90,00 ± 12,16	
-5.0	293.7	20,00	24,39 ± 4,05		-5.0	264.7	25,00	27,54 ± 5,71	
-5.0	259.5	30,00	30,79 ± 5,24		-5.0	287.5	35,00	33,96 ± 3,79	
-5.0	307.5	40,00	42,87 ± 3,91		-5.0	307.0	45,00	45,71 ± 4,60	
-5.0	311.7	50,00	54,77 ± 4,68		-5.0	350.5	55,00	63,88 ± 6,70	
-5.0	293.7	60,00	53,98 ± 6,71		-5.0	316.0	65,00	72,08 ± 7,22	
-5.0	331.3	70,00	71,82 ± 6,54		-5.0	306.5	75,00	89,34 ± 10,02	
-5.0	344.3	80,00	88,11 ± 8,60		-5.0	344.5	85,00	90,24 ± 8,27	
-5.0	330.3	90,00	86,09 ± 7,68		-5.0	312.3	95,00	90,77 ± 9,37	

Cuadro A.3: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 3000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated		Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated
0.0	284.8	20,00	25,82 ± 4,24		0.0	246.8	25,00	30,05 ± 4,89	
0.0	267.8	30,00	30,92 ± 4,32		0.0	279.3	35,00	34,45 ± 3,79	
0.0	313.8	40,00	44,98 ± 4,00		0.0	296.2	45,00	45,46 ± 3,94	
0.0	333.5	50,00	53,12 ± 4,09		0.0	355.7	55,00	69,69 ± 6,13	
0.0	337.3	60,00	57,84 ± 5,13		0.0	354.2	65,00	70,66 ± 6,89	
0.0	418.7	70,00	72,17 ± 5,96		0.0	356.3	75,00	86,25 ± 9,10	
0.0	381.3	80,00	95,53 ± 8,73		0.0	380.5	85,00	93,98 ± 9,03	
0.0	380.2	90,00	98,13 ± 9,18		0.0	343.2	95,00	89,09 ± 8,99	
1.0	185.2	20,00	25,59 ± 2,10		1.0	152.7	25,00	30,26 ± 2,46	
1.0	188.5	30,00	26,38 ± 3,79		1.0	199.5	35,00	31,58 ± 7,38	
1.0	236.0	40,00	40,55 ± 81,09		1.0	227.5	45,00	40,21 ± 7,55	
1.0	250.7	50,00	47,21 ± 3,79		1.0	281.8	55,00	56,98 ± 7,87	
1.0	269.8	60,00	55,68 ± 5,53		1.0	280.3	65,00	61,41 ± 5,57	
1.0	339.5	70,00	64,18 ± 6,01		1.0	295.8	75,00	72,11 ± 9,16	
1.0	321.5	80,00	82,04 ± 7,16		1.0	321.7	85,00	82,53 ± 9,24	
1.0	336.7	90,00	77,09 ± 7,30		1.0	293.8	95,00	75,11 ± 58,24	
2.0	94.2	20,00	31,42 ± 6,61		2.0	103.2	25,00	35,27 ± 6,74	
2.0	117.8	30,00	35,84 ± 4,93		2.0	128.7	35,00	33,52 ± 4,42	
2.0	161.8	40,00	41,50 ± 5,03		2.0	151.0	45,00	49,15 ± 4,27	
2.0	177.2	50,00	51,06 ± 4,49		2.0	203.8	55,00	75,63 ± 25,92	
2.0	198.8	60,00	68,69 ± 6,65		2.0	203.0	65,00	75,85 ± 9,13	
2.0	239.3	70,00	73,32 ± 7,33		2.0	230.7	75,00	83,88 ± 9,62	
2.0	269.5	80,00	83,64 ± 5,50		2.0	247.8	85,00	93,22 ± 10,04	
2.0	268.7	90,00	87,01 ± 8,94		2.0	218.8	95,00	92,76 ± 13,19	
-5.0	401.3	20,00	27,00 ± 3,66		-5.0	351.3	25,00	29,22 ± 4,26	
-5.0	356.3	30,00	32,21 ± 3,86		-5.0	367.0	35,00	35,15 ± 3,47	
-5.0	399.0	40,00	45,62 ± 3,75		-5.0	395.0	45,00	44,95 ± 3,71	
-5.0	405.0	50,00	54,11 ± 3,89		-5.0	457.3	55,00	67,76 ± 5,57	
-5.0	432.7	60,00	57,02 ± 4,73		-5.0	413.2	65,00	71,49 ± 6,13	
-5.0	469.0	70,00	75,26 ± 5,60		-5.0	420.2	75,00	88,11 ± 8,44	
-5.0	450.8	80,00	95,06 ± 7,99		-5.0	452.5	85,00	90,52 ± 7,61	
-5.0	433.3	90,00	95,64 ± 7,79		-5.0	403.5	95,00	89,92 ± 8,46	

Cuadro A.4: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 4000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed			Reconstructed	Simulated	Reconstructed	
0.0	347.8	20,00	23,55 ± 3,86		0.0	310.7	25,00	28,82 ± 4,44	
0.0	356.5	30,00	31,57 ± 3,76		0.0	347.0	35,00	32,56 ± 3,38	
0.0	380.8	40,00	49,02 ± 4,12		0.0	363.0	45,00	44,25 ± 3,37	
0.0	428.0	50,00	52,76 ± 3,44		0.0	428.0	55,00	71,97 ± 5,57	
0.0	423.5	60,00	58,33 ± 4,31		0.0	448.5	65,00	73,80 ± 6,10	
0.0	485.5	70,00	75,36 ± 5,64		0.0	447.0	75,00	82,76 ± 7,54	
0.0	477.0	80,00	94,10 ± 7,87		0.0	477.7	85,00	92,30 ± 7,42	
0.0	464.5	90,00	93,98 ± 7,18		0.0	432.3	95,00	90,15 ± 7,76	
1.0	219.5	20,00	24,87 ± 4,32		1.0	197.5	25,00	28,68 ± 88,39	
1.0	253.2	30,00	30,76 ± 4,50		1.0	243.5	35,00	31,10 ± 3,87	
1.0	300.7	40,00	40,42 ± 3,34		1.0	275.8	45,00	39,78 ± 5,57	
1.0	331.3	50,00	47,07 ± 3,19		1.0	346.0	55,00	59,12 ± 6,48	
1.0	336.2	60,00	54,49 ± 4,95		1.0	359.0	65,00	63,20 ± 4,70	
1.0	394.5	70,00	67,09 ± 8,44		1.0	365.5	75,00	68,59 ± 7,27	
1.0	403.3	80,00	80,02 ± 7,55		1.0	411.2	85,00	77,90 ± 7,22	
1.0	406.0	90,00	76,84 ± 6,35		1.0	370.2	95,00	75,82 ± 7,55	
2.0	115.5	20,00	32,28 ± 8,90		2.0	127.3	25,00	35,52 ± 4,13	
2.0	164.0	30,00	34,67 ± 3,76		2.0	154.3	35,00	40,71 ± 3,64	
2.0	200.0	40,00	44,37 ± 4,00		2.0	185.8	45,00	46,82 ± 3,36	
2.0	229.3	50,00	51,15 ± 3,82		2.0	259.5	55,00	77,32 ± 6,31	
2.0	253.3	60,00	64,53 ± 5,68		2.0	265.2	65,00	71,04 ± 7,59	
2.0	284.3	70,00	75,73 ± 6,70		2.0	286.8	75,00	82,20 ± 8,16	
2.0	333.0	80,00	87,57 ± 8,49		2.0	316.3	85,00	92,39 ± 8,59	
2.0	325.0	90,00	84,48 ± 7,22		2.0	282.3	95,00	92,73 ± 8,88	
-5.0	505.7	20,00	24,13 ± 3,24		-5.0	441.5	25,00	28,45 ± 3,83	
-5.0	463.7	30,00	33,38 ± 3,30		-5.0	470.7	35,00	32,83 ± 3,08	
-5.0	488.0	40,00	49,09 ± 3,85		-5.0	480.8	45,00	44,20 ± 3,17	
-5.0	506.3	50,00	54,11 ± 3,27		-5.0	553.3	55,00	69,44 ± 4,99	
-5.0	543.8	60,00	57,30 ± 3,97		-5.0	511.5	65,00	73,81 ± 5,24	
-5.0	552.8	70,00	76,55 ± 5,17		-5.0	540.0	75,00	82,50 ± 6,75	
-5.0	566.0	80,00	92,83 ± 7,04		-5.0	568.2	85,00	90,25 ± 6,51	
-5.0	526.2	90,00	93,94 ± 6,53		-5.0	500.8	95,00	92,26 ± 7,50	

Cuadro A.5: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 5000 eventos simulados

	Events		Lifetime			Events		Lifetime	
l/σ	Reconstructed	Simulated	Reconstructed		l/σ	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	
0.0	411.5	20,00	23,51 ± 3,68		0.0	380.8	25,00	25,12 ± 3,27	
0.0	424.0	30,00	30,39 ± 3,46		0.0	423.7	35,00	38,83 ± 3,53	
0.0	466.5	40,00	47,58 ± 3,64		0.0	459.3	45,00	46,06 ± 3,14	
0.0	512.7	50,00	51,51 ± 3,05		0.0	511.3	55,00	70,27 ± 4,87	
0.0	513.2	60,00	59,67 ± 3,77		0.0	538.3	65,00	72,57 ± 5,26	
0.0	551.5	70,00	79,69 ± 5,86		0.0	562.3	75,00	87,73 ± 7,20	
0.0	576.8	80,00	92,16 ± 6,85		0.0	569.8	85,00	94,26 ± 6,97	
0.0	575.3	90,00	92,24 ± 6,30		0.0	513.3	95,00	96,62 ± 7,91	
1.0	263.0	20,00	24,22 ± 5,25		1.0	245.5	25,00	28,68 ± 3,91	
1.0	289.5	30,00	26,34 ± 3,22		1.0	303.3	35,00	35,20 ± 6,93	
1.0	360.3	40,00	40,00 ± 3,09		1.0	347.8	45,00	41,70 ± 21,88	
1.0	399.0	50,00	46,42 ± 3,06		1.0	410.5	55,00	58,19 ± 8,52	
1.0	405.3	60,00	54,32 ± 4,27		1.0	430.5	65,00	62,29 ± 7,61	
1.0	446.5	70,00	70,82 ± 6,01		1.0	463.5	75,00	71,81 ± 6,94	
1.0	484.3	80,00	79,63 ± 5,46		1.0	497.8	85,00	77,66 ± 6,50	
1.0	495.2	90,00	76,44 ± 5,79		1.0	435.2	95,00	81,61 ± 45,47	
2.0	134.2	20,00	36,22 ± 8,53		2.0	151.0	25,00	23,15 ± 3,74	
2.0	188.7	30,00	34,51 ± 3,40		2.0	196.5	35,00	37,99 ± 4,32	
2.0	240.0	40,00	43,16 ± 4,42		2.0	236.0	45,00	50,14 ± 3,51	
2.0	276.7	50,00	49,59 ± 3,34		2.0	308.2	55,00	76,37 ± 7,19	
2.0	302.5	60,00	64,81 ± 4,90		2.0	324.7	65,00	68,09 ± 5,86	
2.0	330.2	70,00	79,70 ± 6,92		2.0	359.3	75,00	88,89 ± 9,80	
2.0	398.0	80,00	86,11 ± 7,68		2.0	378.3	85,00	92,62 ± 7,52	
2.0	398.0	90,00	82,46 ± 6,38		2.0	342.7	95,00	99,41 ± 9,07	
-5.0	599.3	20,00	24,01 ± 3,03		-5.0	534.2	25,00	25,84 ± 2,79	
-5.0	554.8	30,00	32,20 ± 2,97		-5.0	574.3	35,00	38,48 ± 3,19	
-5.0	603.8	40,00	47,33 ± 3,37		-5.0	594.3	45,00	46,26 ± 2,93	
-5.0	630.3	50,00	52,33 ± 2,91		-5.0	655.3	55,00	68,00 ± 4,35	
-5.0	639.7	60,00	59,32 ± 3,47		-5.0	615.5	65,00	71,97 ± 4,46	
-5.0	640.8	70,00	78,74 ± 5,13		-5.0	670.8	75,00	88,38 ± 6,63	
-5.0	679.5	80,00	91,01 ± 6,12		-5.0	678.3	85,00	92,22 ± 6,12	
-5.0	644.7	90,00	92,07 ± 5,68		-5.0	600.3	95,00	97,93 ± 7,54	

Cuadro A.6: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 6000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed			Reconstructed	Simulated	Reconstructed	
0.0	491.5	20,00	21,94 ± 3,19		0.0	450.5	25,00	24,23 ± 3,11	
0.0	481.5	30,00	31,69 ± 3,31		0.0	495.2	35,00	37,30 ± 3,06	
0.0	556.3	40,00	46,88 ± 3,28		0.0	533.0	45,00	45,12 ± 2,87	
0.0	622.3	50,00	50,73 ± 2,64		0.0	585.8	55,00	67,67 ± 4,34	
0.0	610.3	60,00	65,74 ± 4,42		0.0	616.5	65,00	69,78 ± 4,53	
0.0	641.2	70,00	80,96 ± 5,43		0.0	636.2	75,00	90,07 ± 6,92	
0.0	678.3	80,00	92,13 ± 6,34		0.0	675.3	85,00	96,62 ± 6,76	
0.0	668.8	90,00	91,69 ± 5,74		0.0	617.2	95,00	98,63 ± 7,66	
1.0	306.7	20,00	23,30 ± 5,31		1.0	286.2	25,00	23,17 ± 85,36	
1.0	334.7	30,00	26,86 ± 5,95		1.0	355.8	35,00	33,64 ± 5,97	
1.0	425.0	40,00	39,73 ± 2,88		1.0	400.5	45,00	41,00 ± 5,93	
1.0	487.5	50,00	42,11 ± 2,79		1.0	469.5	55,00	55,84 ± 102,69	
1.0	485.3	60,00	54,89 ± 101,76		1.0	498.7	65,00	58,96 ± 45,70	
1.0	518.7	70,00	72,35 ± 5,62		1.0	525.3	75,00	73,61 ± 7,47	
1.0	568.7	80,00	79,63 ± 6,51		1.0	601.0	85,00	78,62 ± 6,32	
1.0	578.7	90,00	75,77 ± 5,09		1.0	508.2	95,00	86,19 ± 50,92	
2.0	160.8	20,00	30,31 ± 6,19		2.0	172.3	25,00	23,43 ± 3,76	
2.0	210.5	30,00	36,20 ± 3,26		2.0	225.7	35,00	36,45 ± 3,57	
2.0	288.8	40,00	42,22 ± 3,90		2.0	270.2	45,00	50,17 ± 3,26	
2.0	344.3	50,00	48,21 ± 2,82		2.0	345.7	55,00	74,66 ± 6,74	
2.0	357.7	60,00	70,10 ± 5,15		2.0	378.7	65,00	63,55 ± 4,86	
2.0	385.5	70,00	80,93 ± 6,45		2.0	409.0	75,00	91,15 ± 7,86	
2.0	464.5	80,00	86,83 ± 7,37		2.0	445.2	85,00	90,00 ± 8,01	
2.0	465.8	90,00	81,91 ± 5,79		2.0	401.0	95,00	102,08 ± 10,76	
-5.0	707.2	20,00	23,23 ± 2,60		-5.0	640.0	25,00	24,89 ± 2,62	
-5.0	633.3	30,00	32,96 ± 2,89		-5.0	676.2	35,00	37,14 ± 2,79	
-5.0	739.5	40,00	45,85 ± 3,01		-5.0	685.3	45,00	45,58 ± 2,69	
-5.0	767.5	50,00	51,62 ± 2,53		-5.0	750.5	55,00	65,71 ± 3,89	
-5.0	763.0	60,00	63,53 ± 3,75		-5.0	704.8	65,00	69,46 ± 3,89	
-5.0	747.5	70,00	80,70 ± 4,88		-5.0	752.3	75,00	91,16 ± 6,46	
-5.0	803.2	80,00	90,91 ± 5,66		-5.0	809.8	85,00	92,64 ± 5,70	
-5.0	755.7	90,00	91,78 ± 5,23		-5.0	715.2	95,00	100,09 ± 7,25	

Cuadro A.7: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 7000 eventos simulados

l/σ	Events		Lifetime		l/σ	Events		Lifetime	
	Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated		Reconstructed	Simulated	Reconstructed	Simulated
0.0	547.8	20,00	21,87 ± 3,20		0.0	508.2	25,00	26,65 ± 3,16	
0.0	538.7	30,00	32,98 ± 3,17		0.0	586.8	35,00	38,46 ± 2,76	
0.0	641.5	40,00	45,81 ± 2,99		0.0	621.0	45,00	44,00 ± 2,53	
0.0	711.2	50,00	50,23 ± 2,46		0.0	678.2	55,00	65,80 ± 3,81	
0.0	698.7	60,00	65,94 ± 4,17		0.0	695.7	65,00	68,84 ± 4,17	
0.0	733.2	70,00	78,80 ± 5,02		0.0	738.5	75,00	90,40 ± 6,28	
0.0	782.5	80,00	92,76 ± 5,99		0.0	780.8	85,00	101,37 ± 6,61	
0.0	777.7	90,00	91,13 ± 5,16		0.0	725.5	95,00	102,37 ± 7,55	
1.0	340.3	20,00	0,50 ± 0,14		1.0	321.3	25,00	20,28 ± 5,47	
1.0	375.7	30,00	22,30 ± 23,34		1.0	419.8	35,00	29,93 ± 3,63	
1.0	480.0	40,00	34,76 ± 3,41		1.0	474.3	45,00	36,39 ± 3,16	
1.0	554.5	50,00	42,31 ± 2,57		1.0	545.7	55,00	53,12 ± 4,29	
1.0	553.0	60,00	54,72 ± 4,73		1.0	566.2	65,00	54,12 ± 4,08	
1.0	598.0	70,00	66,41 ± 5,40		1.0	616.2	75,00	71,16 ± 6,10	
1.0	650.3	80,00	78,32 ± 5,97		1.0	692.8	85,00	83,10 ± 6,27	
1.0	668.8	90,00	74,27 ± 4,77		1.0	598.2	95,00	87,59 ± 7,51	
2.0	174.3	20,00	26,76 ± 5,05		2.0	198.3	25,00	26,37 ± 3,60	
2.0	235.3	30,00	31,27 ± 4,19		2.0	269.7	35,00	37,30 ± 3,21	
2.0	320.7	40,00	42,55 ± 3,42		2.0	309.5	45,00	42,63 ± 2,85	
2.0	387.7	50,00	48,12 ± 2,64		2.0	397.5	55,00	68,47 ± 5,61	
2.0	402.0	60,00	64,06 ± 4,89		2.0	433.0	65,00	61,19 ± 4,30	
2.0	446.7	70,00	76,76 ± 5,88		2.0	481.5	75,00	84,13 ± 6,89	
2.0	533.3	80,00	83,92 ± 6,08		2.0	519.3	85,00	95,99 ± 7,25	
2.0	537.0	90,00	83,34 ± 5,23		2.0	477.5	95,00	101,04 ± 8,66	
-5.0	789.5	20,00	23,14 ± 2,57		-5.0	722.2	25,00	26,77 ± 2,71	
-5.0	703.5	30,00	34,34 ± 2,78		-5.0	779.7	35,00	38,57 ± 2,47	
-5.0	845.0	40,00	45,19 ± 2,76		-5.0	792.8	45,00	44,77 ± 2,37	
-5.0	875.7	50,00	51,20 ± 2,35		-5.0	847.5	55,00	65,54 ± 3,55	
-5.0	872.5	60,00	63,51 ± 3,48		-5.0	819.8	65,00	69,37 ± 3,77	
-5.0	846.8	70,00	79,97 ± 4,62		-5.0	866.2	75,00	91,53 ± 5,84	
-5.0	912.5	80,00	92,57 ± 5,43		-5.0	925.8	85,00	98,53 ± 5,74	
-5.0	869.7	90,00	91,12 ± 4,72		-5.0	837.0	95,00	103,70 ± 7,08	

Cuadro A.8: tabla de tiempo simulado y tiempo reconstruido en un análisis de 8000 eventos simulados

Bibliografía

- [1] **LIGO** Scientific Collaboration and **Virgo** Collaoration, B. Abbot *el al.*, “Oservation of Gravitational Waves from a Binary Black ole Merger”, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6): 061102, arXiv:1602.03837 (2016)
- [2] G.L. Kane, “The dawn of physics beyond the standard model”. *Scientific American*, **June: 56-63**.
- [3] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, “Weak Interactions with LeptonHadron Symmetry”, *Physical Review* **D2 (7)** 1285 (1970)
- [4] R. Michael, “The Hunting of the Quark”, *Touchstone Books* New York (1987).
- [5] **SELEX** Collaboration, M. Mattson, *el al.*, “First Oservation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+ ”, *Phys. Rev. Lett.* **89** 112002, hep-ex/0208014. (2002)
- [6] **SELEX** Collaboration, A. Ochherashvili, M. A. Moinester, . Russ, J. Engelfried, I. Torres, *el al.*, “Confirmation of the Double Charm Baryon Ξ_{cc}^+ via its Decay to pD^+K^- ”, *Phys. Lett.* **B 628** 18-24, hep-ex/0406033 (2002)
- [7] N. Cabbibo, L. Maiani, “The Lifetime of Charmed Particles”. *Phys. Lett.* **B79** 109 (1978).
- [8] W. J. Marciano, A. Sirlin, “Electroweak Radiative Corrections To τ Decay”. *Phys. Rev. Lett.* **B61** 1815-1818 (1988).
- [9] N. Cabibbo, L. Mainani. “Two Body Decays Of Charmed Mesons”. *Phys. Lett.* **B73** 418 (1978).

- [10] D. E. Groom *et al.*, “Review of Particle Physics”. *Eur. Phys. J.* **C15** 1 (2000).
- [11] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Chin Phys. C* **40**, 100001 (2016)
- [12] L. B. Okun, “Leptons and Quarks”. Amsterdam, Netherlands: North-holland 361p (1982).
- [13] B. Guberina, S. Nussinov, R. D. Peccei, R. Ruckl, “D-meson lifetimes and decays”. *Phys. Lett.* **B89** 111 (1979).
- [14] G. Bellini, I. Bigi, P. J. Dornan, “Lifetimes of Charm and Beauty hadrons”. *Phys. Rept.* **289** 1 (1979).
- [15] I. Bifi, M. Shifman, N. Uraltsev, “Aspects of heavy quark theory”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** 591-661 (1997), hep-ph/9703290.
- [16] N. Uraltsev, “Heavy quark expansion in beauty and its decays”. hep-ph/9804275.
- [17] M. Blok, M. Shifman, “Lifetimes of Charm hadrons revisited. Facts and fancy”. hep-ph/9311331. Platica para el “3rd Workshop on the Tau-Charm Factory” en Marbella, España, 1-6 Junio 1993.
- [18] I. I. Bigi, N. G. Uraltsev, A. I. Vainshtein, “Nonperturbative corrections to inclusive beauty and charm decays: QCD versus phenomenological models”. *Phys. Lett.* **B252** 430-436 (1992). hep-ph/9207214.
- [19] E. C. Poggio. H. R. Quinn, S. Weinberg, “Smearing the quark model”. *Phys. Rev.* **D13** 1958 (1976)
- [20] Savage MJ, Wise MB, *Phys. Lett.* **B248** 117 (1990).
- [21] Savage MJ, Springer RP, *Int. J. Mod. Phys.* **A6** 1701 (1996).
- [22] Fleck S, Richard JM, *Part. World* **1** 760 (1989), *Prog. Theor. Phys.* **82** 760 (1989).
- [23] Lichtenberg DB, Roncaglia R, Predazzi E, *Phys. Rev* **D53** 6678 (1996).

- [24] STONG ML, *hep-ph/9505217* (1995).
- [25] Richard JM, *Phys. Rept* **212** (1992).
- [26] V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, “Baryons With Two Heavy Quarks”. ArXiv: hep-ph/0103169 (2001)
- [27] Gershtein SS. *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* **63** 274 (2000), *Phys. Rev* **D63** 054021 (2000), *Mod. Phys. Lett.* **A14** 135 (1999)
- [28] Ebert D, Faustov RN, Galkin VO, Martynenko AP, Saleev VA. *Z. Phys.* **C76** 111 (1997)
- [29] Roncaglia R, Lichtenberg DB, Predazzi E. *Phys. Rev.* **D 52** 1722 (1995)
- [30] Körner JG, Krämer M, Pirjol D. *Prog Part. Phys* 33 787 (1994)
- [31] Bagan E, Chabab M, Narison S. *Phys. Lett.* **B306** 350 (1993); Bagan E. et al. *Z. Phys.* **C64** 57 (1994)
- [32] Voloshin MB, Shifman MA. *Yad. Fiz.* **41** 187 (1985); Voloshin MB, Shifman MA. *ZH. Ekz. Teor. Fiz* **64** 689 (1986)
- [33] Bigi I. *et al.* “B Decays”, Second edition, ed. Stone S: World Scientific, Singapore (1994)
- [34] Gershtein SS *et al.* *Phys. Rev* **D51** 3613 (1995)
- [35] C. Albertus, E. Hernández, J. Nieves, “Exclusive $c \rightarrow s$ semileptonic decays of ground-state-spin-1/2 double charmed baryons”. ArXiv:1108.129v1 hep-ph/0103169 (2011)
- [36] Murray A. Moinester. “How to Search for Doubly Charmed Baryons and Tetraquarks”. *Z.Phys.* A355 349-362 (1996).
- [37] M. A. Moinester *et al.* “First Observation of Doubly Charmed Baryons”. ArXiv:hep-ph/0212029v1 (2002).
- [38] Andrei I. Onishchenko. “Doubly heavy systems: decays and OPE”. ArXiv:hep-ph/9912424v1 (1999).

- [39] B. Guberina, B. Melić, H. Štefančić. “Inclusive decays and lifetimes of doubly charmed baryons”. ArXiv:hep-ph/9901323v1 (1999).
- [40] V. V. Kiselev, A. K. Likhoded. “Comment on ”First Observation of doubly charmed baryon Ξ_{cc}^+ ”. ArXiv:hep-ph/0208231v1 (2002).
- [41] Jean-Marc Richard “Double Charm Physics”. ArXiv:hep-ph/0212224v1 (2002)
- [42] V.V. Kiselev, A.K. Likhoded and A.I. Onishchenko. “Lifetimes of doubly charmed baryons: Ξ_{cc}^+ and Ξ_{cc}^{++} ”. *Phys. Rev.* **D60** (1999) 014007, hep-ph/9807354.
- [43] V.V. Kiselev, A.K. Likhoded and A.I. Onishchenko. “Lifetimes of doubly charmed baryons: Ξ_{cc}^+ and Ξ_{cc}^{++} ”. *Phys. Atom. Nucl.* 62 (1999) 1940
- [44] Chaqo-Hsi Chang, Tong Li, Xue-Quian Li, Yu-Ming Wang. “Lifetime of doubly charmed baryons”. ArXiv:hep-ph/0704.0016v1 (2007)
- [45] **SELEX** Collaboration, J. Russ *et al.*, “Recent Results From SELEX”, hep-es/0010011. “Talk given at 30th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2000), Osaka, Japan”, 27 Jul - 2 Aug 2000.
- [46] F. Garcia, *Hadroproducao do Barion Charmoso Λ_c no Experimento SELEX-E781*. PhD thesis, University of Sao Paulo, Sao Paulo, Brazil, 2000.
- [47] **SELEX** Collaboration, A. Blanco-Covarrubias, J. Engelfried *et al.*, “Nuclear Dependence Of Charm Production” *European Physical Journal C*, Vol 64/4, pages 637-644, (2009)
- [48] **SELEX** Collaboration, S. Y. Jun *et al.*, “Observation of the Cabibbo Suppressed Decay $\Xi_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ” *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 1857 -1861, hep-ex/990762.
- [49] **SELEX** Collaboration, E. Vazquez-Juregui, E. Engelfried *et al.*, “First Observation of the Cabibbo Suppressed Decays $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+\pi^-\pi^+$ and $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^-\pi^+\pi^+$ and Measurements of their Branching Ratios” *Phys. Lett.* **B vol 666, Issue 4** (2008) 299-304.

- [50] E. Vázquez-Juregui, “PD Thesis: Measurement of Branching Ratios for Non-leptonic Cabibbo-suppressed Decays of the Charmed-Strange Baryon Ξ_c^+ ” (2008).
- [51] **FOCUS** Collaboration, J. M. Link *et al.*, “Measurements of the Σ_c^0 and Σ_c^{++} Mass Splittings”, *Phys. Lett.* **B488** (2000) 218-224 [hep-ex/0005011](#)
- [52] **FOCUS** Collaboration, F. Fabri, “Results on charmed meson spectroscopy from FOCUS”, Talk given at 30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000), Osaka, Japan, 27 JUL - 2 Aug 2000.
- [53] **CLEO** Collaboration, C. Jessop *et al.*, “Observation of Two Narrow States Decaying into $\Xi_c^* \gamma \Xi_c^{*'} \gamma$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **82** (30:492-496) (1999)
- [54] **SELEX** Collaboration, U. Dersch *et al.*, “Total Cross Section Measurements with π^- , Σ^- and Protons on Nuclei and Nucleons around $600 \text{ GeV}/c$ ”, *Nucl. Phys* **B579** 277-312 (2000)
- [55] S. F. Biagi *et al.*, “Measurements of the total cross section of Σ^- and Ξ^- on protons and deuterons between $74 \text{ GeV}/c$ and $137 \text{ GeV}/c$ ”, *Nucl Phys* **B186** (1981) 1.
- [56] K. Vorwalter, “Determination of the Pion Charge Radius with a Silicon Microstrip Detector System”, PhD Thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, 1998.
- [57] I. Eschrich, “Measurement of the Σ^- Charge radius at the Fermilab hyperon beam”. PhD Thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, 1998.
- [58] **SELEX** Collaboration, I. Eschrich, “Measurement of the Σ^- Charge radius by Σ^- Electron Elastic Scattering”, *Phys. Lett.* **B521** 171-180, (2001)
- [59] H. Krueger, “Untersuchung der elastischen Hadron-Elektron-Streuung bei $540 \text{ GeV}/c$ zur Messung des elektromagnetischen Ladungsradius des Protons”, PhD Thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, 1999.
- [60] G. Bunce *et al.*, “ Λ^0 hyperon polarization in inclusive production by 300 GeV Protons on beryllium”, *Phys. Rev. Lett.* **36**(1976)1113 - 1116.

- [61] J. Soffer, “Is the riddle of the hyperon polarization solved?”, hep-ph/9911373. Invited talk at Hyperon 99: Hyperon Physics Symposium, Batavia, Illinois, 27-29 Sep 1999.
- [62] P. Pogodin. “Polarization of Σ^+ hyperons produced by 800 GeV/c protons on copper and beryllium”. PhD thesis, University of Iowa, 1999.
- [63] K. Nelson. “Polarization of Λ^0 inclusively produced by a 800 GeV/c Σ^- beam”. PhD thesis, University of Iowa, 1999.
- [64] U. Dersch et al., *Total cross section measurements with π^- , Σ^- and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c*, Nucl. Phys. B **579** (2000), 277-312, hep-ex/9910052.
- [65] Kushnirenko Alexander, *Precision Measurements of the λ_c^+ and D^0 Lifetimes*, SELEX Thesis Carnegie Mellon University (2000).
- [66] K. Nelson and C. Newsom, “E781 beam silicon detector alignment procedure and database”. Research Note H-771, SELEX Collaboration, 1996.
- [67] U. Dersch, “Messung totaler Wirkungsquerschnitte mit π^- , Σ^- und p bei 600 GeV/c Laborimpuls”. PhD Thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, 1998.
- [68] K. Königsmann, S. Masciocchi, K. Vorwalker. “The Large Angle Silicon Detector (LASD) for E781” H661 (Internal document for SELEX Collaboration). (1994)
- [69] D. Meier. “Aufbau des Wechselwirkungszählers für den Trigger im E781/SELEX-Experiment”. PhD Thesis, Fakultät für Physik und Astronomie Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (1995).
- [70] J. Engelfried *et al.*, “The SELEX phototube RICH detector”, **Nucl. Instrum. and Meth A** **431** (1999), 53-59, hep-ex/9811001.
- [71] J. Engelfried *et al.*, “SELEX RICH Performance and Physics Results”, **Nucl. Instrum. and Meth A** **502** 62-65 (2003)
- [72] T. Lungov, L. G. Emediato. “Vector Drift Chambers Database”. Research note H-779, (1997)

- [73] A. Kulyatsev et al. “E781 hardware trigger preliminary design”. Research note H-676 Internal document for SELEX Collaboration, (1994)
- [74] J. Engelfried, P.S. Cooper, and D. Mao, *E781 trigger and data acquisition system* Research Note H-643, SELEX Collaboration, 1995.
- [75] G. Oleynik et al. “DART - Data Acquisition for the Next Generation of Fermilab Fixed Target Experiments”. IEEE Trans. Nucl. Sci 41 (1994) 45.
- [76] M.E. Mattson, “Search for baryons with two charm quarks”. PhD. thesis, Carnegie Mellon University, 2002.
- [77] P.S. Cooper et al., “SELEX charged particles tracking”, Research Note, Internal document for SELEX Collaboration, 1996.
- [78] J. Russ. “VERTEX code package”. Research Note, Internal document for SELEX Collaboration, 1997.
- [79] P. Matthew and J. Russ, “E781 reconstruction for $\Lambda_c \rightarrow pK^- \pi^+$ at $x_F \geq 0,20$ ”, Research Note H-678, Internal document for SELEX Collaboration, 1994.
- [80] F. James and M. Roos, “MINUIT a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations”, *Comput. Phys. Commun.* **10** (1975) 343.
- [81] I. Torres, J. Engelfried and P. Cooper, *SELEX Internal Note H-864*