



UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI
FACULTAD DE CIENCIAS



DECAIMIENTO DE HIPERONES Y
FACTIBILIDAD DE UN ESTUDIO
DEL DECAIMIENTO $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$

TESIS PROFESIONAL

para obtener el título de

Licenciado en Física

PRESENTA:

José Luis Sánchez López

SAN LUIS POTOSI, S. L. P. FEBRERO DE 2004



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
FACULTAD DE CIENCIAS



DECAIMIENTO DE HIPERONES Y
FACTIBILIDAD DE UN ESTUDIO
DEL DECAIMIENTO $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$

TESIS PROFESIONAL
para obtener el título de

Licenciado en Física

PRESENTA:

José Luis Sánchez López

ASESOR DE TESIS:

Dr. Antonio Morelos Pineda

SAN LUIS POTOSÍ, S. L. P. FEBRERO DE 2004

Al único maestro

A mis padres y hermanos

Agradecimientos

A todos aquellos que han estado a mi alrededor como compañeros, como maestros y como amigos, quiero agradecerles por su apoyo y por su paciencia.

Durante el tiempo que duró este trabajo y su preparación siempre hubo, sin excepción, una respuesta a cada una de mis preguntas. De manera especial quiero agradecer a mi asesor el Dr. Antonio Morelos Pineda, por la confianza que ha tenido en mí y por que realmente he aprendido mucho trabajando con él. Por su increíble capacidad para detectar mis errores y por su capacidad para ayudarme a corregirlos que es más grande aún. Al Dr. Jurgen Ingelfried que siempre se mostró muy complacido de poder compartir sus conocimientos.

Desde luego estoy igualmente agradecido con mis compañeros del Posgrado. A ellos también les agradezco su amistad y sus buenas intenciones..

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, Fondo de Recursos Concurrentes UASLP, Consejo Potosino de Ciencia y Tecnología, Instituto de Física y Facultad de Ciencias UASLP por su apoyo económico y de infraestructura para el desarrollo de esta tesis.

GRACIAS!

Resumen

En el presente trabajo se reportan los resultados de la simulación del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$ que determina la factibilidad del estudio del mismo mediante análisis de los datos reales obtenidos en el experimento SELEX.

La simulación se hizo utilizando el simulador EXP 761. La idea original fue concentrarnos en la región comprendida entre los imanes $M1$ y $M2$ llamada región $M1$ y tratar de identificar aquellos decaimientos triples mediante la identificación de las tres trayectorias respectivas. En esta región es posible hacer una reconstrucción completa de las trayectorias del Σ^- y del Σ^+ . No se pretende la identificación de los electrones y tampoco la medición de su momento, sólo la reconstrucción de los segmentos que éstos producen en esta región.

Con esta idea en mente se hizo primero la simulación de algunos de los decaimientos más comunes con el fin de aprender a usar el simulador y para hacer un seguimiento y ver que es lo que sucede con el haz incidente y las partículas producidas en todos y cada uno de los planos detectores, situados en diferentes partes del experimento, así como una simulación del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$.

También nos preguntamos por el ángulo que forma el Σ^+ con respecto de la trayectoria original del Σ^- como una función de la razón del momento del Σ^+ entre el momento del Σ^- .

A partir de la última simulación, también generamos una gálica de la dispersión del momento entre los electrones (figura 3.15) "c1" y "c2". El momento de los electrones va de cero a $7 \text{ GeV}/c$. También se han hecho cálculos de la dispersión que sufren electrones reales en SELEX en este rango de energía.

Índice General

Lista de figuras	iv
Lista de Tablas	v
1 Introducción	1
1.1 Modelo Estandar de las partículas	1
1.2 Ley de decaimiento	3
1.2.1 Ley de decaimiento y tiempo de vida promedio	3
1.3 Decaimiento Doble Beta, DBD	5
1.4 Decaimiento a dos cuerpos de hiperones	6
1.5 Experimentos de altas energías	8
1.6 Detectores de partículas	10
1.6.1 Cámaras de alambres	10
1.6.2 Detectores de radiación de transición	10
2 SELEX	13
2.1 El experimento E781	13
2.1.1 El haz de SELEX y el espectrómetro M1	15
3 Simulación	19
3.1 FXP	19
3.2 Características del hiperón Σ^- y el mesón π^-	19
3.3 Configuración del "aparato" para la simulación	23
3.4 Simulación de decaimientos del Σ^-	23
3.4.1 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	25
3.4.2 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^- \gamma$	25
3.4.3 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$	26
3.4.4 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	29

3.5	Dispersión de los electrones en el espectrómetro $M1$	31
3.5.1	Dispersión coulombiana múltiple	32
3.5.2	El espectrómetro $M1$	36
3.6	Conclusiones	37
A	SIMULADOR EXP	39
B	CINEMATICA DE LOS DECAIMIENTOS A DOS Y TRES CUERPOS	41
C	SOAP	45

Índice de Figuras

1.1	Decaimiento radiactivo	4
1.2	Decaimiento a dos cuerpos del hiperón cargado	6
1.3	θ v/s r del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	8
1.4	θ v/s r del decaimiento a dos cuerpos	9
1.5	Separación de partículas con el BTRD, SELEX corrida 10461	12
2.1	Vista esquemática de SELEX	11
2.2	Perfil del haz de SELEX en <i>LASD1</i> , corrida número 10461	16
2.3	Haz de SELEX, corrida número 10461, <i>TX</i> , <i>TY</i> y <i>p</i>	17
2.4	Espetrómetro <i>M1</i>	18
3.1	Estructura de EXP	20
3.2	Decaimiento de Σ^- y π^-	21
3.3	Detectores de la simulación	24
3.4	Perfil del haz de EXP	26
3.5	<i>TX</i> , <i>TY</i> y <i>p</i> del haz en EXP	27
3.6	Decaimiento del Σ^-	27
3.7	Primer modo de decaimiento del Σ^- , $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	28
3.8	θ v/s r , primer modo, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	28
3.9	Segundo modo de decaimiento del Σ^- , $\Sigma^- \rightarrow n\pi^- \gamma$	29
3.10	Distribución de momento para el tercer modo, $\Sigma^- \rightarrow n e^- \nu_e$	30
3.11	Perfiles <i>X-Y</i> del electrón en el tercer modo, $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$	30
3.12	θ v/s r , tercer modo, $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$	31
3.13	Momento de la Σ^+ , modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	32
3.14	Perfil <i>X-Y</i> de la Σ^+ , modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	32
3.15	Momentos de e1 y e2, modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	33
3.16	Perfil <i>X-Y</i> de e1 en <i>WC</i> y <i>SD3</i> , modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	33
3.17	θ v/s r , modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$	34
3.18	Dispersión de Coulomb	34

B.1 Decaimiento a dos y tres cuerpos	13
--	----

Índice de Tablas

1.1	Partículas que transmiten fuerzas [9]	2
1.2	Los 6 leptones del Modelo Estandard [9]	2
1.3	Los 6 quarks del Modelo Estandard [9]	3
2.1	Espectrómetros de SELEX	15
3.1	Propiedades del Σ^- y del π^-	22
3.2	Decaimiento del Σ^-	22
3.3	Decaimiento del π^-	22
3.4	Parámetros de entrada en la simulación	23
3.5	Planos e imanes de SELEX y de EXP	24
3.6	Material dispersor de M1	37

Motivación

De acuerdo con el modelo Estandar¹, los neutrinos no poseen masa. Sin embargo, existen actualmente evidencias de que los neutrinos son en realidad partículas masivas. Los resultados de los experimentos con neutrinos solares revelaron la existencia de un “problema con los neutrinos solares”. El problema fue descubierto en 1967 por Ray Davis y sus colaboradores en Brookhaven National Laboratory [1]. Dentro del marco teórico de la teoría solar, el sol emite solo neutrinos de electrón ν_e . El primer detector de estos neutrinos provenientes del sol, construido por Davis y su equipo, reveló un déficit en la cantidad de estos neutrinos sobre la superficie terrestre, respecto a la cantidad que los cálculos predecían.

Se sabe que los neutrinos atmosféricos son el resultado de la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera terrestre. Los rayos cósmicos primarios producen una lluvia de partículas secundarias que viajan más o menos en la misma dirección a velocidades cercanas a la de la luz. Algunas de estas partículas secundarias, mayormente piones y kaones, y muones terciarios decaen produciendo neutrinos. A partir del conocimiento de la producción de los neutrinos se sabe que debe haber el mismo número de ν_μ que de ν_e . Sin embargo, los experimentos han mostrado que esta relación es casi 0.6 [2].

La explicación a ambos problemas es considerar que los neutrinos no son totalmente diferentes entre sí y que además pueden cambiar de un tipo a otro, lo que se conoce como oscilación de los neutrinos. La teoría de la oscilación ha sido confirmada por los experimentos Super-Kamiokande en 1998 en Japón [3] y SNO en 2002 en Canadá [4].

Como consecuencia de la oscilación, los neutrinos son partículas masivas puesto que la oscilación solo es posible si éste es el caso.

Por otro lado, el Modelo Estandar también establece que los neutrinos y sus antipartículas son diferentes, de lo cual no existe prueba experimental. En general, todas las partículas poseen una antipartícula y si ambas son diferentes entonces se dice que son partículas de DIRAC. En particular, aquellas partículas que son idénticas a sus antipartículas reciben el nombre de partículas de Majorana.

En la actualidad existe un gran interés por determinar la escala correcta de

¹Ver la breve descripción que aparece en el capítulo 1

la masa de los neutrinos así como su naturaleza (Dirac/Majorana). El doble decaimiento beta sin neutrinos ($\beta\beta(0\nu)$) es un proceso que solo puede ocurrir si los neutrinos son partículas masivas que son el conjugado de si mismas [5, 6, 7], de modo que los experimentos de Doble Decaimiento Beta están a la sazón [5]. Estos experimentos pueden proveer información de la escala absoluta de la masa de los neutrinos.

A la fecha, los experimentos en Doble Decaimiento Beta (DBD) han alcanzado una sensibilidad en $\langle m_\nu \rangle$ de 0.1 - 1 eV [5].

En enero de 2002, algunos miembros de la colaboración HM (Heidelberg Moscow experiment)² anunciaron tener evidencia de $\beta\beta(0\nu)$. Sus datos corresponden a una masa $\langle m_\nu \rangle$ en el rango de 0.11 - 0.56 eV con el mejor valor en 0.39 eV [6]. Este es hasta ahora el mejor límite en $\beta\beta(0\nu)$. No obstante, la evidencia experimental del evento $\beta\beta(0\nu)$ que alegan Klapdor y sus colaboradores es muy débil y tiene que ser verificada por otros experimentos. El estatus actual de la búsqueda del DBD está mejor descrito en [5].

Recientemente, tres investigadores mexicanos escribieron un artículo donde calculan el *branching ratio* de dos modos de DBD que pueden ocurrir en el hiperón Σ^- [7], fuera de lo cual, no existen reportes experimentales ni teóricos que fijen límites a estos procesos. Los límites fueron calculados para los dos DBD: $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$ ($\beta\beta(0\nu), \Delta L = 2$) y $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^- \nu\nu$ ($\beta\beta(2\nu)$) en el cual no se viola el número leptónico. El isotriplete de hiperones Σ ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) es un sistema único de hadrones que podría presentar un DBD con conservación de extrañesa. De hecho, la Σ^- y la Σ^+ no son antipartículas una de otra sino que existe una diferencia en sus masas $m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} = 8.08 \text{ MeV}$, lo que permite el DBD. Los resultados que ellos obtienen son $B(\beta\beta(2\nu)) = 1.38 \times 10^{-30}$ y $B(\beta\beta(0\nu)) = 1.49 \times 10^{-35}$. Esta posibilidad de obtener eventos de DBD en un haz de hiperones libres Σ^- nos ha motivado a hacer la presente simulación. Aunado a esto, existe la posibilidad de buscar dentro de la gran cantidad de decaimientos registrados y almacenados por SELEX, un límite al decaimiento raro en cuestión. No se pretende verificar los límites teóricos antes mencionados por razones de estadística. La colaboración SELEX cuenta con una cantidad de decaimientos del Σ^- en cinta magnética del orden de 10^7 eventos. La posibilidad de buscar eventos cuya topología tenga similitud con el decaimiento DBD para su depuración y análisis, podría eventualmente llevarnos a establecer un

²El experimento Heidelberg-Moscow es una colaboración germano-rusa del Max-Planck-Institut für Kernphysik y el Russian Science Center Kurchatov Institute Moscow que investiga el DBD del ^{76}Ge en el Gran Sasso Underground Laboratory en Italia.

límite experimental que, aunque de baja precisión, válido por el hecho de ser el primer reporte al respecto.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Modelo Estandar de las partículas

El Modelo Estandar se refiere a la teoría actual que los físicos han construido acerca de la estructura del universo, basados en los resultados experimentales. Según esta teoría, todo cuanto nos rodea está formado por únicamente dos tipos de partículas. Estos dos tipos de partículas son llamados *leptones* y *quarks*. Cada uno de estos dos tipos consta de tres familias, donde cada familia está formada por dos partículas. De este modo hay un total de 6 leptones y 6 quarks. Si además consideramos que por cada una de estas partículas existe una antipartícula, esto da un total de 12 *leptones* y 12 *quarks*.

El Modelo explica la manera como interactúan las partículas entre sí para construir toda la gama de partículas que se conocen en la naturaleza. Muchas de las reglas de interacción están regidas por el comportamiento de los bosones de norma. Los bosones de norma son las partículas responsables de las fuerzas fundamentales que conocemos.

Aunque son cuatro las fuerzas fundamentales que se conocen: la fuerza fuerte, la fuerza débil, la fuerza electromagnética y la fuerza gravitacional, el modelo no incluye a ésta última debido a que: si a la interacción fuerte se le asigna arbitrariamente una intensidad de 1, entonces a las interacciones electromagnética, débil y gravitacional les corresponden las intensidades 1×10^{-2} , 1×10^{-13} y 1×10^{-38} , respectivamente.

Los bosones de norma que son los mediadores de cada una de las interacciones mencionadas son: el gluón, los bosones Z y los W^\pm , y el fotón, respectivamente. El término “mediadores de las interacciones” o “portadores de las

fuerzas” viene de la teoría cuántica de la materia, la cual explica la fuerza entre dos partículas como producto del intercambio de una tercera.

Las tablas 1.1, 1.2 y 1.3 muestran las partículas elementales del Modelo Estandar: los bosones de norma que transmiten las cuatro fuerzas de la naturaleza; los leptones; y los quarks, todos ellos constituyentes de la materia y sus interacciones.

nombre	espín	carga eléctrica	masa (GeV)	¿observado?
gravitón	2	0	0	no
fotón	1	0	0	si
gluón	1	0	0	indirectamente
W^+	1	+1	80	si
W^-	1	-1	80	si
Z^0	1	0	91	si

Tabla 1.1: Partículas que transmiten fuerzas [9]

nombre	espín	carga eléctrica	masa (GeV)	¿observado?
electrón	1/2	-1	0.0005	si
muón	1/2	-1	0.10	si
tau	1/2	-1	1.8	si
electron-neutrino	1/2	0	≈ 0.0	si
muón-neutrino	1/2	0	< 0.00019	si
tau-neutrino	1/2	0	< 0.018	si

Tabla 1.2: Los 6 leptones del Modelo Estandar [9]

nombre	espín	carga eléctrica	masa (GeV)	¿observado?
up	1/2	2/3	0.005	indirectamente
charm	1/2	2/3	1.4	indirectamente
top	1/2	2/3	174	indirectamente
down	1/2	-1/3	0.009	indirectamente
strange	1/2	-1/3	0.155	indirectamente
bottom	1/2	-1/3	4.5	indirectamente

Tabla 1.3: Los 6 quarks del Modelo Estandar [9]

1.2 Ley de decaimiento

1.2.1 Ley de decaimiento y tiempo de vida promedio

La desintegración radiactiva es tal que dada una muestra que emite radiación de algún tipo, ésta se desintegrará de acuerdo a lo siguiente:

La probabilidad de decaimiento [8] de la muestra por unidad de tiempo es constante ó

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \text{constante} \quad .$$

definida como la constante de desintegración. De aquí se deriva la ley de decaimiento que se muestra gráficamente en la figura 1.1

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.1)$$

Al tiempo que debe transcurrir para que la cantidad de átomos radiactivos de la muestra se reduzca a la mitad, es decir $N = N_0/2$, se le conoce como vida media y se denota por $T_{1/2}$.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

El tiempo que le tomaría a la misma muestra en decaer hasta $1/e$ de su actividad¹ inicial, se conoce como tiempo de vida promedio, denotado por τ , el cual tiene el valor

¹La actividad se define como el número de desintegraciones por unidad de tiempo

Figura 1.1: Ley de decaimiento radiactivo

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

La ley de desintegración expresada en estos términos es:

$$N = N_0 e^{-t/\tau} ,$$

donde τ está medido comúnmente en el sistema en reposo de la muestra radiactiva, lo mismo que t .

En el caso de un haz de partículas inestables libres, el decaimiento de las mismas está regido por la misma ley de decaimiento 1.1. El tiempo promedio de vida de estas partículas inestables antes de su decaimiento a partículas más estables es el mismo que se definió anteriormente. Sin embargo, hay que considerar que, cuando el tiempo t se mide en el sistema de referencia del laboratorio, τ debe multiplicarse por γ (el factor de Lorentz) debido a los efectos relativistas.

$$N = N_0 e^{-t/\gamma\tau}$$

Mas aún, la cantidad de partículas en movimiento existentes en un punto x a lo largo del experimento es menor conforme nos alejamos del punto $x = 0$ donde éstas fueron producidas

$$N/N_0 = e^{-x/\gamma\tau c} \quad , \quad (1.2)$$

donde x tiene unidades de distancia y está medida en el sistema del laboratorio.

Una muy buena aproximación, en partículas relativistas, para el valor de τ es $\tau \approx \frac{P}{m}$, donde la masa tiene unidades de energía de acuerdo a $E = mc^2$ lo mismo que el momento P . En el caso que nos ocupa $P = 600 \text{ GeV}/c$ y las masas de la Σ^- y del π^- que aparecen en la tabla 3.1 nos dan valores de τ para Σ^- y π^- de 501 y 4299, respectivamente.

1.3 Decaimiento Doble Beta, DBD

El Decaimiento Doble Beta ($\beta\beta$) es un proceso nuclear en el cual un núcleo (Z, A) incrementa su carga en dos unidades mediante la emisión de dos electrones más “algo”. Existen varios modos de decaimiento doble beta [5]. El más común es el modo $\beta\beta(2\nu)$

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + 2\nu \quad ,$$

en el cual se conserva el número leptónico y además está permitido por el Modelo Estandar de las interacciones electrodébiles. Otro modo conocido como modo $\beta\beta(0\nu)$

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- \quad .$$

en el cual se viola el número leptónico. Un tercer modo ($\beta\beta(0\nu, \chi)$) en el cual uno o más bosones neutros N_χ , conocidos como Majorones (cuya existencia es postulada por varias extensiones del Modelo Estandar), son también emitidos:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + N_\chi \quad .$$

Todos estos modos son transiciones semileptónicas débiles de segundo orden con tiempos de vida muy grandes. El tiempo de vida del modo $\beta\beta(0\nu)$ está relacionado con la masa de los neutrinos y es expresado usualmente como

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\nu\nu} \rangle^2 \quad ,$$

donde $G^{0\nu}$ es la integral del espacio fase (calculable de manera exacta). $|M^{0\nu}|^2$ es el elemento nuclear de matriz y $\langle m_{\nu\nu} \rangle$ es la masa efectiva del neutrino.

1.4 Decaimiento a dos cuerpos de hiperones

Las longitudes de decaimiento ($\gamma c\tau$) típicas de los hiperones ² con energías del orden de cientos de GeV se encuentran en el intervalo de 10 a 20 metros. Un Σ^- por ejemplo, de $600 GeV$ la longitud de decaimiento es de $18.6 m$. En la figura 1.2 se muestra la topología del decaimiento a dos cuerpos. El haz de partículas del hiperón decae en una partícula cargada y una neutra.

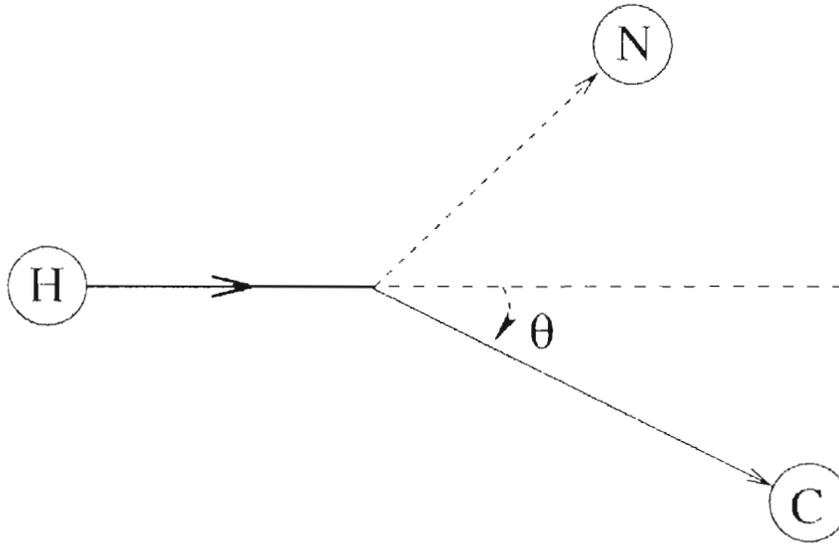


Figura 1.2: Topología del decaimiento a dos cuerpos del hiperón cargado, H es el hiperón, N es la partícula neutra y C es la partícula cargada.

²Las partículas subatómicas que están compuestas por tres quarks se conocen como bariones y las que se componen de dos son llamadas mesones. Los hiperones son bariones que contienen uno o más quarks del tipo s , a diferencia del protón y del neutrón, que están formados solo por quarks del tipo u y d . El quark tipo s es inestable, lo que provoca que los hiperones decaigan en bariones más ligeros después de un tiempo de vida de una fracción de μs .

De acuerdo al principio de conservación del cuádrimomento

$$P_H^\nu = P_C^\nu + P_N^\nu \quad , \quad (1.3)$$

donde,

$$\begin{aligned} P^\nu &= (E/c, \vec{p}) \quad , \\ P_\nu &= (E/c, -\vec{p}) \quad . \end{aligned}$$

$$P^2 = P^\nu P_\nu = \left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2 \quad (1.4)$$

P_H^ν , P_C^ν y P_N^ν son los cuádrimomentos del hiperón, la partícula cargada y la partícula neutra, respectivamente.

Usando la ecuación de la energía total de una partícula relativista

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad .$$

y la ecuación 1.4 encontramos

$$P^2 = m^2 c^2 \quad .$$

Hagamos la identificación $P^2 \equiv m^2 (c = 1)$ y elevemos al cuadrado ambos miembros de la ecuación 1.3

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

en términos de las masas y momentos,

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

Finalmente

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{m_N^2 - m_H - m_C + 2\sqrt{(m_H^2 + p_H^2)(m_C^2 + p_H^2 r^2)}}{2p_H^2 r} \right) \quad , \quad (1.5)$$

donde r se ha definido como la razón p_C/p_H . La figura 1.3 muestra la gráfica θ v/s r para $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ para una energía del haz de 600 GeV . En la figura 1.4 aparece la misma curva correspondiente a diferentes haces de hiperones y mesones también con una energía de 600 GeV . Más adelante se hará referencia a estas curvas cuando veamos las correspondientes obtenidas de la simulación.

En el apéndice B se muestra un cálculo del momento de las partículas hijas de los decaimientos a 2 y 3 cuerpos.

-

Figura 1.3: Gráfica de θ v/s r para $\Sigma^- \rightarrow n\pi$

1.5 Experimentos de altas energías

En física de altas energías se emplean haces de partículas altamente energéticas que se hacen colisionar contra un blanco fijo. Estas partículas pueden ser protones, antiprotones, electrones o positrones, los cuales son producidas en un acelerador de partículas que eleva su energía hasta valores del orden de GeV , lo que es equivalente a alcanzar velocidades muy cercanas a la de la luz ($c=299792458 \text{ m/s}$). Como resultado de la colisión, se inducen interacciones que producen una gran variedad de partículas más inestables que las primeras

Figura 1.4: Gráfica de θ v/s r para los decaimientos de 8 diferentes hiperones y mesones

y son emitidas en todas direcciones, aunque en el sistema de referencia del laboratorio la mayoría sigue en la misma dirección que el haz incidente.

1.6 Detectores de partículas

1.6.1 Cámaras de alambres

Una cámara de alambre o *PWC* es un detector de partículas cargadas ³. El detector consiste en una cámara llena de gas con una diferencia de potencial entre la pared del mismo (cátodo) y un arreglo de alambres paralelos que forman planos en su interior (ánodos). El gas es ionizado cuando partículas cargadas pasan a través de él. Debido a la ionización, las partículas ionizantes pierden energía, la cual es mínima comparada con la energía en el rango de *GeV* de las mismas partículas. Cuando la diferencia de potencial entre ánodo y cátodo es lo suficientemente grande, los electrones generados por la ionización son arrastrados por el campo eléctrico hacia el ánodo y en el trayecto ganan energía suficiente para producir más pares ion-electrón. Eventualmente estos últimos electrones hacen lo mismo, lo que se conoce como efecto de avalancha. Las cámaras de alambre emplean este efecto para su operación. La señal producida es proporcional a la pérdida de energía dE/dx de las partículas que atraviesan la cámara. La señal analógica producida en el ánodo es amplificada y digitalizada para su análisis y/o almacenamiento. Su principal utilidad es la medición de posiciones, para partículas de energías superiores a 1 *GeV*, o pérdidas de energía y su identificación para partículas con energía menor a 1 *GeV*. Una señal puede ser producida en el rango de decenas de nanosegundo a partir de que ocurrió la ionización. Mediante el empleo de cámaras de alambre, separadas de decenas a centenas de *cm* y dispuestas de manera tal que las orientaciones de los alambres en los planos formen ángulos entre sí, es posible reconstruir las trayectorias tridimensionales de las partículas.

1.6.2 Detectores de radiación de transición

Radiación de transición

Cuando una partícula que viaja a una velocidad relativista pasa de un medio a otro que tiene diferente constante dieléctrica, emite fotones en el rango de unos cuantos keV.

³Las cámaras de alambre son conocidas como *PWCs*, siglas en inglés de “Proportional Wire Chamber”. La primera de estas cámaras fue construida en 1968 por Georges Charpak quien en 1992 recibió el premio nobel de Física por el desarrollo de estos detectores además de muchas otras contribuciones a la instrumentación de experimentos de altas energías.

Los detectores que registran este tipo de radiación (conocidos como TRD, de su nombre en inglés “Transition Radiation Detectors”) están hechos de hojas radiadoras hechas por lo general de polipropileno CH_2 , acompañadas de un detector de fotones (cámaras de alambres con gas Xenón principalmente, debido a su alto número atómico y a su alta sección transversal para la absorción de fotones) alineadas a lo largo de la dirección del haz incidente.

La intensidad de la radiación [13] viene dada por

$$W = \frac{\alpha h(\omega_1 - \omega_2)^2 \gamma}{3(\omega_1 + \omega_2)} \quad (1.6)$$

donde ω_1 y ω_2 son las frecuencias de plasma del medio 1 y del medio 2, respectivamente y α es la constante de estructura fina ($e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$) cuyo valor es 7.297352×10^{-3} . El medio 1 está referido a las hojas de CH_2 y el medio 2 al gas entre las mismas; si éstas se encuentran al vacío entonces $\omega_2 \approx 0$ y W depende linealmente de ω_1 .

La radiación de transición ha sido usada para discriminar entre partículas con energías relativistas por el hecho de que la intensidad de la radiación es proporcional al factor de Lorentz, γ . En particular, un π^- producirá más señales en los TDR's que un Σ^- de la misma energía. En la figura 1.5 se muestra la distribución de planos encendidos que sirve para separar al Σ^- del π^- . La figura 1.5 ha sido construída con datos reales del experimento SELEX (ver capítulo 2) y analizados con SOAP (ver apéndice C). El mesón π^- produce mayor radiación de transición que el hiperón Σ^- con la misma energía. En la gráfica no se aprecian otras partículas negativas debido a que un haz de protones de 800 GeV en un blanco de berilio a una energía de 600 GeV produce 50% de Σ^- y 50% de π^- respectivamente.

Figura 1.5: Separación de partículas con el BTRD, SELEX corrida 10461. Se usa el criterio del número de planos encendidos en el BTRD.

Capítulo 2

SELEX

2.1 El experimento E781

De manera muy general, SELEX, es un experimento de física de altas energías de blanco fijo que fue propuesto en 1987 y cuya toma de datos ocurrió en el periodo 96-97 [14]. El propósito del mismo fue la producción de decaimientos de bariones encantados [10], usando haces de $\Sigma^- . \pi^-$ de 600 GeV y protones de 540 GeV incidentes sobre blancos de cobre y carbono. También se han estudiado algunas propiedades de las partículas extrañas y sus antipartículas, así como estados excitados de las mismas [14].

Los datos del experimento se encuentran almacenados en cinta magnética y pueden ser accedidos por los investigadores para su estudio mediante un paquete llamado SOAP (Selex Offline Analysis Program), ver apéndice C. Una de las más recientes publicaciones [17], derivada del análisis de los datos de SELEX, refiere la primera observación del barión doblemente encantado Ξ_{cc}^+ , en el decaimiento cargado $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$.

Una vista esquemática del experimento SELEX se muestra en la figura 2.1. El experimento está compuesto por ocho secciones llamadas espectrómetros ¹ distribuidos en toda su longitud. Cada uno de los espectrómetros consta de un imán situado al inicio (son los elementos que están marcados como $M1$, $M2$ y $M3$) junto con algunos elementos detectores como pueden ser cámaras de alambre, $MWPC$, cámaras de arrastre, DC , o detectores de silicio, VA y

¹Un espectrómetro es un conjunto de detectores de posición de partículas cargadas, a través del cual, las partículas cargadas siguen trayectorias rectas cuando el efecto de la dispersión coulombiana es insignificante

LASD. La tabla 2.1 nos ofrece una descripción general de los espectrómetros que componen el experimento.

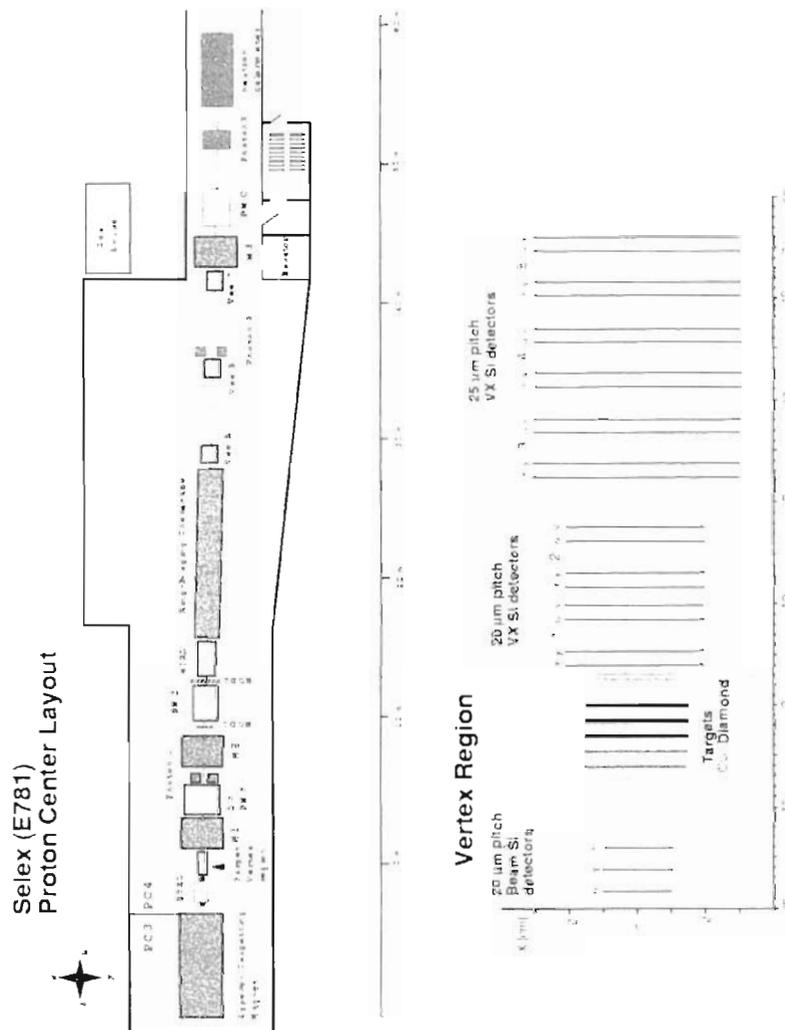


Figura 2.1: Vista esquemática de SELEX

Nombre	imán	descripción
<i>BM</i>	HYP	Espectrómetro del haz de hiperones
<i>VX</i>		Espectrómetro de silicio
<i>M1</i>	<i>M1</i>	Espectrómetro de bajo momento ($P < 15GeV$)
<i>M2</i>	<i>M2</i>	Espectrómetro de alto momento ($P > 15GeV$)
<i>A2</i>	<i>M2</i>	1er. espectrómetro, cámaras de arrastre vectoriales
<i>B2</i>	<i>M2</i>	2o. espectrómetro, cámaras de arrastre vectoriales
<i>C2</i>	<i>M2</i>	3er. espectrómetro, cámaras de arrastre vectoriales
<i>M3</i>	<i>M3</i>	Espectrómetro para los últimos decaimientos

Tabla 2.1: Espectrómetros que forman el aparato

2.1.1 El haz de SELEX y el espectrómetro *M1*

La figura 2.2 muestra el perfil del haz de partículas mientras que la figura 2.3 muestra la distribución del ángulo de la proyección de la trayectoria en el plano xz respecto del eje z " *TX* " y distribución del ángulo de la proyección de la trayectoria en el plano yz respecto del eje z " *TY* ", así como la distribución del momento, todas ellas en la posición del detector *LASD1*.

El momento del haz es ligeramente mayor a los $600 GeV$. El haz tiene una sección transversal rectangular definida por la salida del imán *Hyperon Targetting Magnet*. La dirección de los protones del acelerador que inciden sobre el blanco de berilio ocasiona que el haz de partículas tenga la distribución asimétrica mostrada en la figura 2.2.a .

De manera muy especial vamos a fijar nuestra atención en el espectrómetro *M1* y los elementos que lo forman. La figura 2.4 nos muestra una vista detallada de *M1*.

En el presente estudio se ha elegido la region *M1* como la zona donde se desea estudiar el decaimiento de la $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$. Se propone reconstruir el momento vectorial de la partícula Σ^- con ayuda de los espectrómetros *BM* y *VX*. Y se propone reconstruir el momento vectorial de la Σ^+ con los espectrómetros *M1* y *M2*, haciendo uso del imán *M2*. Para los electrones solo se propone reconstruir su trayectoria en la región *M1*.

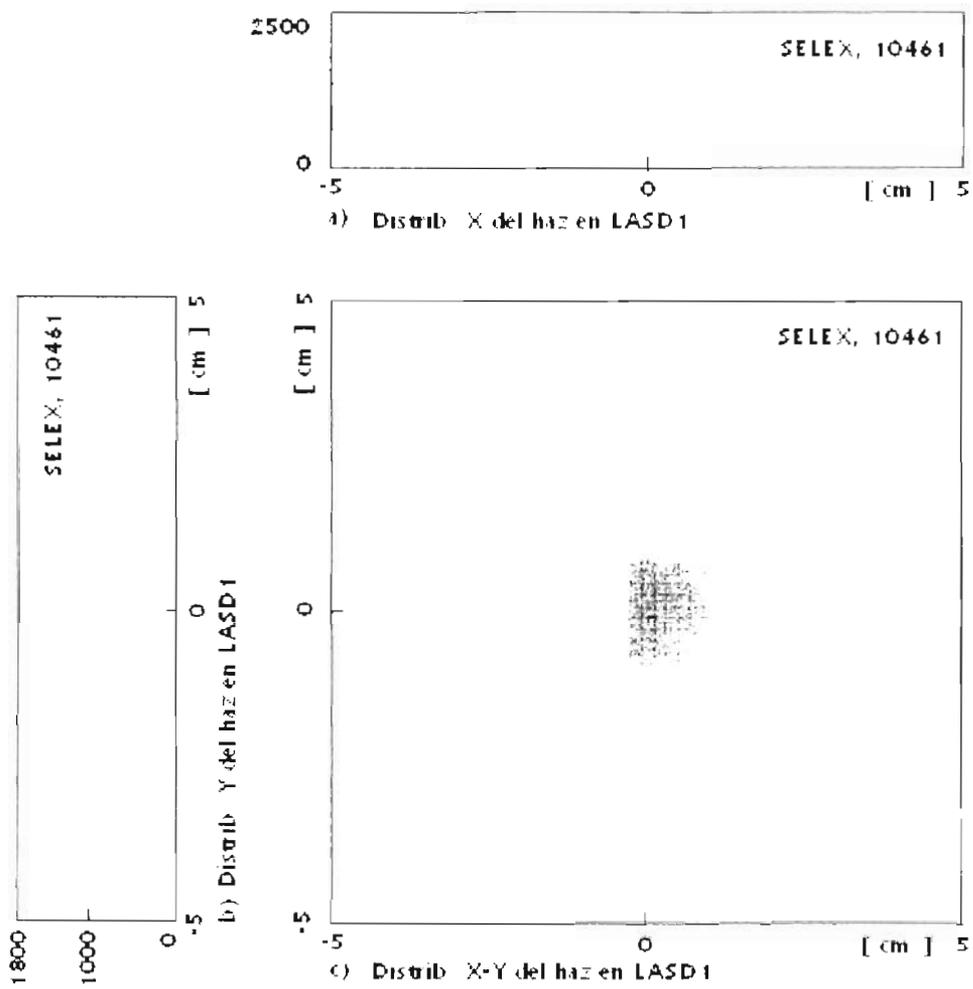


Figura 2.2: Perfil del haz de SELEX en *LASD1*, corrida número 10461



Figura 2.3: Haz de SELEX, corrida número 10461: a) Distribución angular en $x \sim TX$; b) Distribución angular en $y \sim TY$; c) Momento.

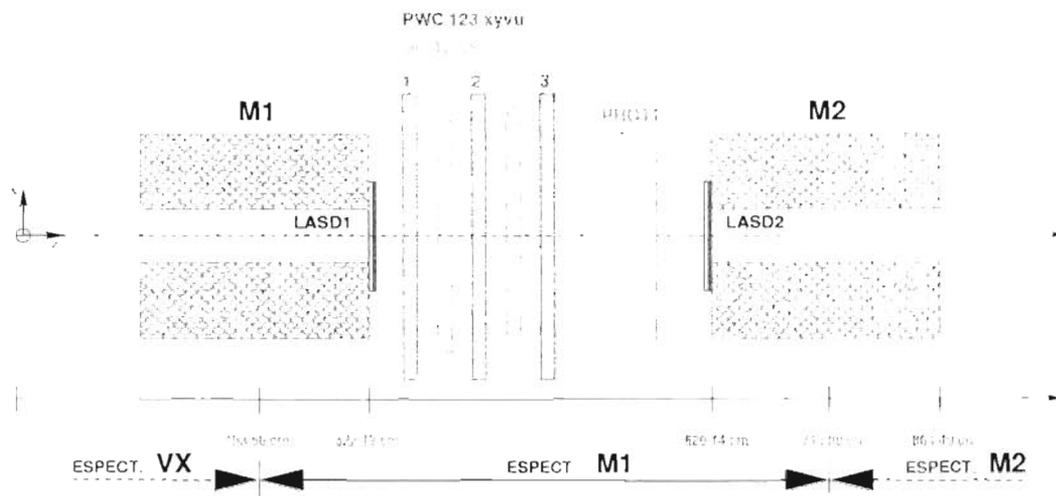


Figura 2.4: El espectrómetro $M1$ y los elementos que lo forman

Capítulo 3

Simulación

3.1 EXP

EXP es un programa que usa el método de Monte Carlo para simular decaimientos cuya estructura se muestra en la figura 3.1. Originalmente [2], fue escrito previo al diseño de experimentos en FERMILAB (Fermi National Laboratory) y BNL (Brookheaven National Laboratory). El aparato experimental, los modos de decaimiento, las gráficas y los histogramas son especificados con tarjetas de datos. La simulación de modos de decaimiento arbitrarios son posibles. Esta es una de las razones por las que nos hemos interesado en este simulador. Más adelante se verán algunos de los resultados de algunas simulaciones hechas con EXP, incluyendo el modo de decaimiento raro del Σ^- , $\Sigma^- \rightarrow e^- e^- \Sigma^+$. El programa ha sido escrito en código FORTRAN y permite producir histogramas y gráficas de dispersión. El apéndice A describe unas generalidades del programa de simulación EXP.

3.2 Características del hiperón Σ^- y el mesón

π^-

La figura 3.2 muestra la ley de decaimiento que teóricamente, el Σ^- y el π^- deben seguir. En el recuadro 3.2.a se muestra el decaimiento de un haz de π^- de 600 GeV como función de la distancia. A este momento, el número de π^- en el haz se reduce a una fracción $1/e$ (37%) de su valor inicial después de haber viajado 33,575 m. El recuadro 3.2.b muestra que un haz de Σ^- .

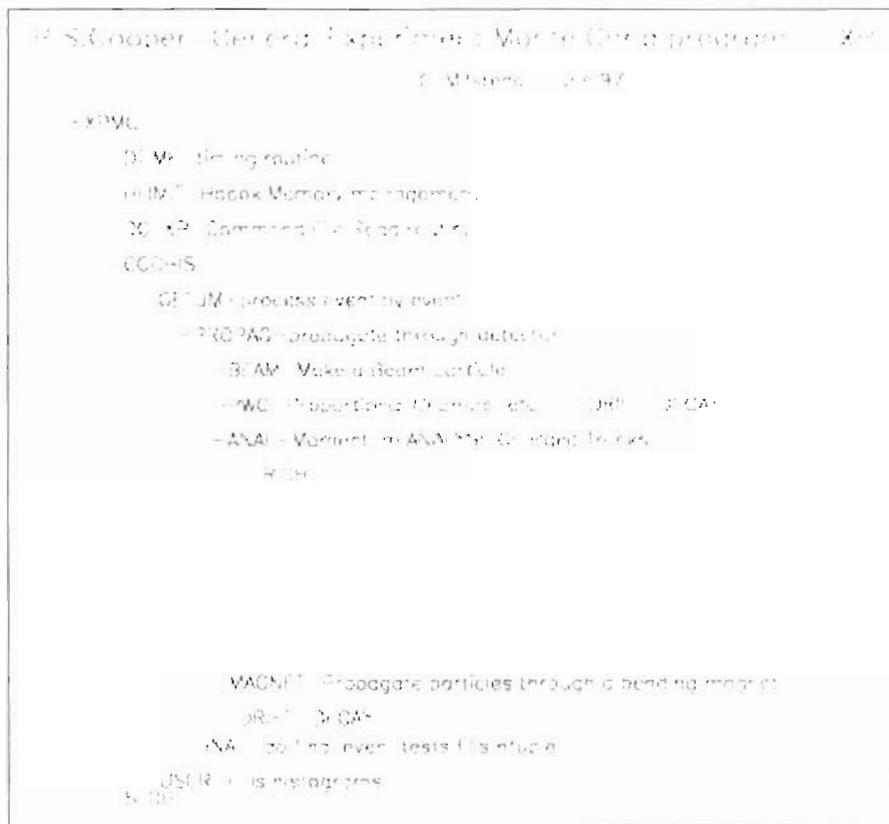


Figura 3.1: Estructura de EXP.

con el mismo momento, solo es capaz de viajar 22 m para que el número de partículas se reduzca a una fracción $1/e$ de su valor inicial. En el recuadro 3.2.c se muestra una ampliación de la curva de la parte 3.2.a mostrando que el número de partículas del tipo π^- es prácticamente la misma cantidad después de un recorrido de 3 m mientras que el recuadro 3.2. muestra que para el caso del hiperón Σ^- este número representa un 87 % de su valor inicial. Los 3 metros son característicos de la región $M1$, región donde proponemos estudiar el decaimiento de interés.

A partir de los datos de la tabla 3.2, podemos calcular el número mínimo

FMMT817



Figura 3.2: Ley de decaimiento del Σ^- y del π^-

de eventos (entendiéndose por eventos: decaimientos) del Σ^- requeridos para producir el evento que tiene menor probabilidad de ocurrir, $\Lambda e^- \bar{\nu}_e$ [9].

La fracción $\Gamma_i/\Gamma = 5.73 \times 10^{-5}$ significa que debo detectar al menos

$$N = \frac{1}{5.73 \times 10^{-5}} \approx 17453 \text{ decaimientos del } \Sigma^- \text{ para aspirar a ver un evento del tipo } \Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}_e.$$

	Σ	π
masa (MeV)	1197.449 ± 0.030	139.56995 ± 0.00035
τ (s)	$1.479 \pm 0.011 \times 10^{-10}$	$2.6033 \pm 0.0005 \times 10^{-8}$
$c\tau$ (cm)	4.434	780.15

Tabla 3.1: Propiedades del Σ^- y del π^- según PDG [9].

modos	Γ_i/Γ	$p(\text{MeV}/c)$
$n\pi^-$	$(99.848 \pm 0.005)\%$	193
$n\pi^- \gamma$	$(4.6 \pm 0.6) \times 10^{-1}$	193
$ne^- \bar{\nu}_e$	$(1.017 \pm 0.034) \times 10^{-3}$	230
$n\mu^- \bar{\nu}_\mu$	$(4.5 \pm 0.4) \times 10^{-1}$	210
$\Lambda e^- \bar{\nu}_e$	$(5.73 \pm 0.27) \times 10^{-5}$	79

Tabla 3.2: Decaimientos del Σ^- registrados en PDG [9].

modos	Γ_i/Γ	n.c.	$p(\text{MeV}/c)$
$\mu^- \nu_\mu$	$(99.98770 \pm 0.00004)\%$		30
$\mu^- \nu_\mu \gamma$	$(1.24 \pm 0.25) \times 10^{-1}$		30
$e^- \nu_e$	$(1.230 \pm 0.004) \times 10^{-1}$		70
$e^- \nu_e \gamma$	$(1.61 \pm 0.23) \times 10^{-7}$		70
$e^- \nu_e \pi^0$	$(1.025 \pm 0.034) \times 10^{-8}$		1
$e^- \nu_e e^- e^+$	$(3.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$		70
$e^- \nu_e \nu \bar{\nu}$	$< 5 \times 10^{-6}$	90%	70
$\mu^- \bar{\nu}_e$ L	$< 1.5 \times 10^{-3}$	90%	30
$\mu^- \nu_e$ LF	$< 8.0 \times 10^{-3}$	90%	30
$\mu^+ e^- e^- \nu$ LF	$< 1.6 \times 10^{-6}$	90%	30

Tabla 3.3: Decaimientos del π^- registrados en PDG [9].

La región del experimento donde proponemos estudiar los decaimientos enumerados en la tabla 3.2 y, sobre todo, el decaimiento que tiene nuestro mayor interés, $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$, es la región situada entre los imanes $M1$ y $M2$, los cuales tienen sus centros en las coordenadas $(0.0, 0.0, 193.56)$ y $(0.0, 0.0, 745.00)$ cm, respectivamente, ver figuras del experimento SELEX 2.1 y 2.4.

3.3 Configuración del “aparato” para la simulación

Las simulaciones se hicieron bajo ciertas condiciones, las más significativas que corresponden a los parámetros de entrada para control del programa de simulación EXP se mencionan en la tabla 3.4, el esquema de la configuración geométrica es mostrada en la figura 3.3. El volumen ó la parte del experimento donde ocurren los decaimientos está comprendida a lo largo del eje entre $z=330$ cm y $z=620$ cm (*DECAYVOL*). El número de eventos de la simulación es 100000, estadística más que suficiente para mostrar distribuciones de variables cinemáticas en forma de histograma (*EVENT*).

	$\Sigma^- \rightarrow n\pi$	$\Sigma^- \rightarrow n\pi \gamma$
DECAYVOL	330.0 620.0	330.0 620.0
MODE	SIG- PI- + N	SIG- N + PI- + GAMMA
EVENT	100000	100000
HYPE	800.0 600.0	800.0 600.0

	$\Sigma^- \rightarrow n e^- \nu_e$	$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$
DECAYVOL	330.0 620.0	330.0 620.0
MODE	SIG- E- +NUE	SIG- E1 E2 SIG+
EVENT	100000	100000
HYPE	800.0 600.0	800.0 y 600.0

Tabla 3.4: Parámetros de entrada en la simulación.

3.4 Simulación de decaimientos del Σ^-

En esta sección se muestran histogramas hechos con el programa de simulación EXP, se simulan de manera independiente los decaimientos más comunes del Σ^- ($\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^- \gamma$ y $\Sigma^- \rightarrow n e^- \nu_e$ [9]) y el decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$.

En las cuatro simulaciones el comportamiento del haz de partículas Σ^- es el mismo, lo que cambia es su decaimiento.

La simulación en los cuatro casos se efectúa de tal manera que el decaimiento se realiza en la zona comprendida entre $z=330$ y $z=620$ cm, es la zona marcada como *DECAYVOL* en la figura 3.3.

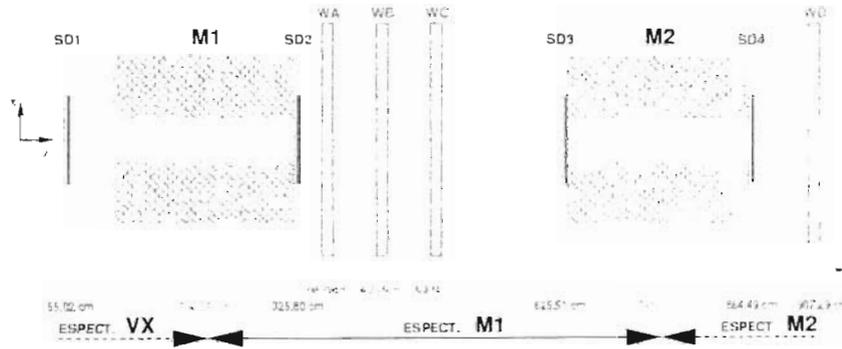


Figura 3.3: Ubicación de los elementos detectores para la simulación con EXP

EXP	$z^{(1)}$ cm	$\Delta x^{(2)}$ cm	$\Delta y^{(2)}$ cm	Δz cm	SELEX
SD1	55.02	± 0.96	± 2.5	± 0.0150	vx-dsd-2x
SD2	325.80	± 3.2	± 2.56	± 0.0075	m1-dsd-2x (LASD1)
M1	102.12	± 30.48	± 25.40	± 91.44	M1 (off)
WA	345.75	± 100	± 100	± 2.1	m1-pwc-1f
WB	413.75	± 100	± 100	± 2.1	m1-pwc-2f
WC	485.55	± 100	± 100	± 2.1	m1-pwc-3f
SD3	625.51	± 3.2	± 2.56	± 0.0075	m1-dsd-3x (LASD2)
M2	653.56	± 30.48	± 12.70	± 91.44	M2 (ptk=0.84 GeV/c)
SD4	864.49	± 3.2	± 2.56	± 0.0075	m2-dsd-6x (LASD3)
WD	907.29	± 31.30	± 31.30	± 1.05	m2-pwc-1f

Tabla 3.5: Planos e imanes de SELEX y de EXP

⁽¹⁾ La coordenada z en cada caso se refiere a la posición del centro de cada elemento, excepto en los casos de $M1$ y $M2$ para los cuales representa la posición del extremo izquierdo del imán.

⁽²⁾ En EXP se usan SD 's de 9 por 9 cm y todos los planos están centrados en $x = 0$ e $y = 0$.

De esta manera la partícula madre (Σ^-) es la única que existe antes del plano $SD2$, y la partícula hija cargada (γ y de mayor momento) es la que

puede activar los planos $SD3$ y posteriores. Los planos $W A$, $W B$ y $W C$ son activados dependiendo de la posición donde ocurrió el decaimiento.

La figura 3.4 muestra los histogramas que caracterizan la sección transversal (o perfil) del haz de Σ^- en el plano $SD2$, ver la tabla 3.5. Los ángulos TX y TY , a la altura del mismo plano $SD2$, se muestran en las figuras 3.5.a y 3.5.b. La figura 3.5.c muestra la distribución de momento del haz. El momento está centrado alrededor de $600 \text{ GeV}/c$, la distribución en x e y nos indica que el Σ^- está dentro de la zona de detectores del experimento SELEX. La distribución angular nos muestra que el haz tiene un comportamiento con ligera dispersión angular, similar con el experimento SELEX. Finalmente en la figura 3.6 podemos apreciar la distribución de decaimiento del Σ^- a lo largo del eje z y en la zona predeterminada para su decaimiento.

3.4.1 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$

Las gráficas 3.7.c y 3.7.d muestran la manera como se distribuye el momento total de la Σ^- entre el π^- y el n . El π^- se lleva un 20% del momento total, aproximadamente y el n se lleva el resto. La figura 3.7.a muestra el perfil $X - Y$ del π^- en el plano $SD3$ que junto con el perfil $X - Y$ en el plano WD de la figura 3.7.b garantiza la reconstrucción de la trayectoria incluyendo el momento del π^- experimentalmente.

La figura 3.8 muestra los eventos simulados en el plano θ v/s r , donde θ es el ángulo entre las trayectorias del Σ^- y el π^- y r es la razón entre sus momentos.

3.4.2 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-\gamma$

Los histogramas 3.9.a, 3.9.b y 3.9.c nos muestran la distribución del momento total del Σ^- entre las partículas hijas, en el plano $SD3$, después de que han ocurrido los 100000 decaimientos especificados en la tarjeta correspondiente del programa de simulación.

Aquí podemos notar que a pesar de que los fotones no poseen masa, el momento transferido a los mismos corresponde a un 5.5% del total, aproximadamente.

La figura 3.9.d muestra los eventos simulados en el plano θ v/s r , un decaimiento a tres cuerpos resulta en una región en este plano.

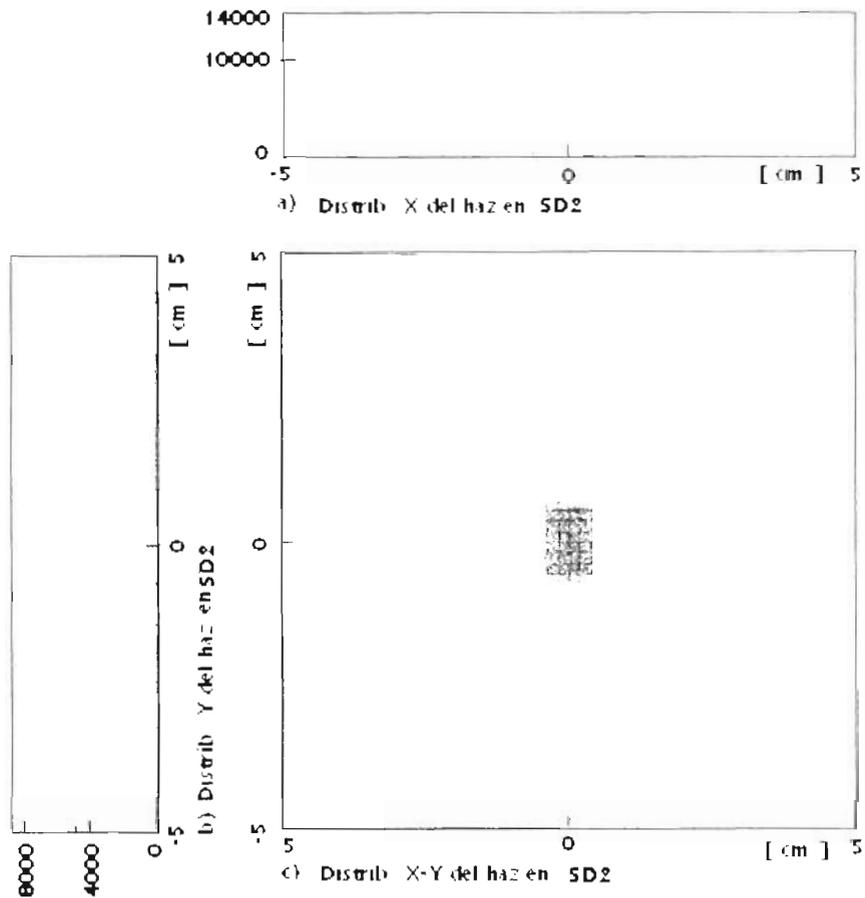


Figura 3.1: Perfil del haz de EXP en $SD2$

3.4.3 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$

Los histogramas 3.10.a, 3.10.b y 3.10.c nos muestran la distribución del momento total del Σ^- entre las partículas hijas, en el plano $SD3$, después de que han ocurrido los 100000 decaimientos especificados en la tarjeta correspondiente del programa de simulación.

La figura 3.11.a muestra el perfil X - Y en el plano $SD3$ que junto con el perfil X - Y en el plano WD de la figura 3.11.b garantiza la reconstrucción de la trayectoria incluyendo el momento del electrón de manera experimental.



Figura 3.5: a), b) Distribución angular en x e y y c) Momento del haz en EXP



Figura 3.6: Decaimiento del Σ^- en la región DECAYVOL.

Finalmente, la figura 3.12 muestra los eventos simulados en el plano θ v/s r , la partícula hija cargada es el electrón. Un decaimiento a tres cuerpos resulta en una región del plano.



Figura 3.7: Cuatro curvas que describen el primer modo de decaimiento del Σ^- , $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^-$.



Figura 3.8: Gráfica de θ v/s τ , primer modo, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$.

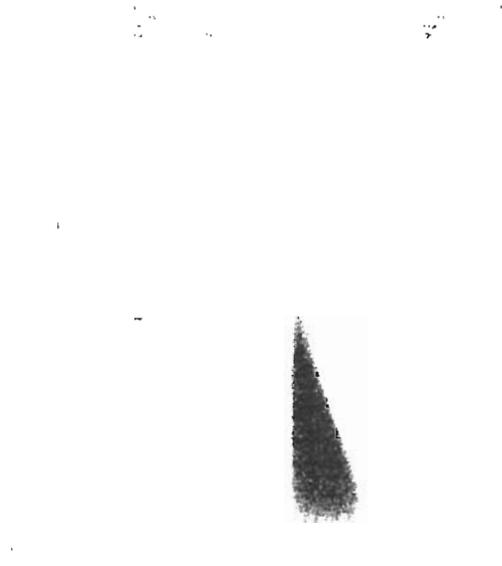


Figura 3.9: Gráficas que describen el segundo modo de decaimiento del Σ^- $\Sigma^- \rightarrow n \pi^- \gamma$.

3.4.4 Decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$

La figura 3.13 muestra el momento del Σ^+ , es de notarse que esta partícula se lleva todo el momento de la partícula madre. Esto es debido a que ambas son casi de la misma masa.

El perfil de la distribución X - Y en $SD3$ y WD del Σ^+ mostrados en las figuras 3.14.a y 3.14.b, respectivamente, nos indica que podemos reconstruir la trayectoria y momento del Σ^+ experimentalmente.

Las figuras 3.15.a y 3.15.b muestran el momento de uno de los electrones, y también la correlación del momento de uno contra el momento del otro. Se aprecia que sus momentos están restringidos entre 0 y 7 GeV/c . El momento máximo común simultáneo se encuentra en los 3 GeV/c .

Los perfiles de la distribución X - Y en WC y $SD3$ del electrón mostrados en la figura 3.16.a y 3.16.b, nos permiten proponer la reconstrucción de la trayectoria de los electrones en la región $M1$. Este efecto es de importancia para la siguiente sección de dispersión.



Figura 3.10: Distribución de momento para el tercer modo, $\Sigma \rightarrow n e^- \nu_e$.

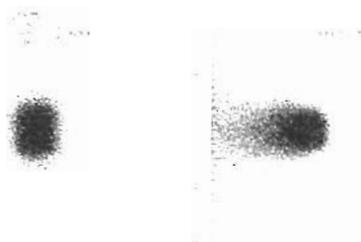


Figura 3.11: Perfiles X-Y del electrón en el tercer modo, $\Sigma \rightarrow n e^- \nu_e$.

La figura 3.17 muestra la distribución θ v/s τ del Σ con Σ^+ , todos los eventos coinciden en casi un punto alrededor de $\theta = 0$ y $\tau = 1$. Observando los casos de los decaimientos anteriores es factible el uso de esta herramienta



Figura 3.12: Gráfica de θ v/s r , tercer modo. $\Sigma^- \rightarrow n e^- \nu_x$

para la separación del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$, de otros decaimientos. Solo resta separar este decaimiento del mismo haz, un haz de partículas sin decaer tendrá el mismo comportamiento, se pueden usar trucos como el signo de la partícula que cruza $M2$ y también la existencia de tres trayectorias en la región $M1$ para seleccionar nuestros candidatos para el modo de decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$.

3.5 Dispersión de los electrones en el espectrómetro $M1$

Hasta este punto, la simulación nos ha permitido conocer el rango de momentos¹ que pueden tomar los electrones producidos por el decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$. Sin embargo, queremos saber qué tanto se dispersarían los electrones en la realidad al atravesar el espectrómetro $M1$ de SELEX. El conocimiento de esta dispersión nos revelará la factibilidad de reconstruir sus trayectorias mediante el programa de análisis SOAP² en esa región. Para este fin mencionaremos algunos resultados conocidos de la teoría de la dispersión coulombiana, posteriormente haremos una descripción de los materiales dispersores que los electrones encuentran a su paso por el espectrómetro $M1$.

¹Ver figura 3.15

²Ver el apéndice C que describe de manera general la estructura del programa

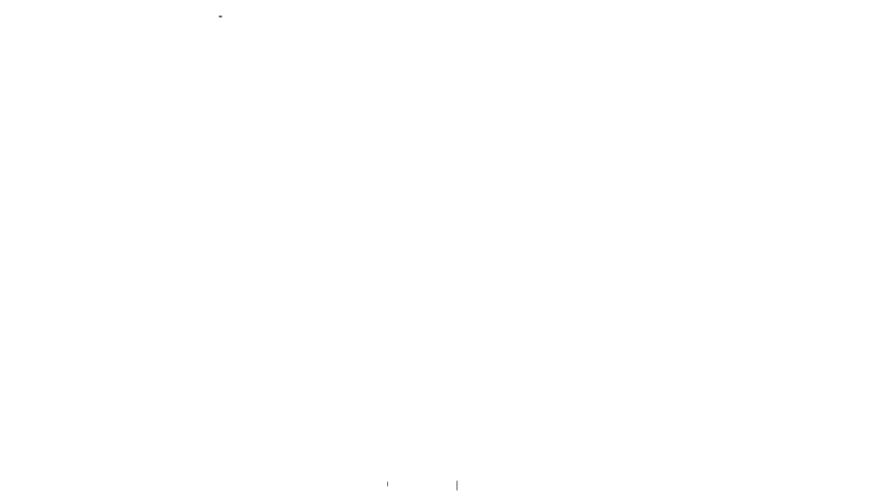


Figura 3.13: Momento de la Σ^1 , modo $\Sigma \rightarrow \Sigma^1 e^- e^+$



Figura 3.14: Perfil X-Y de la Σ^1 , modo $\Sigma \rightarrow \Sigma^1 e^- e^+$

3.5.1 Dispersión coulombiana múltiple

Las partículas cargadas que pasan a través de la materia sufren una dispersión elástica de tipo coulombiana. Este fenómeno fue explicado por Rutherford

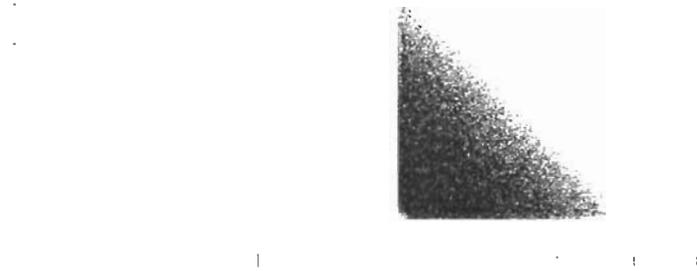


Figura 3.15: Momentos de e1 y e2, modo $\Sigma \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$

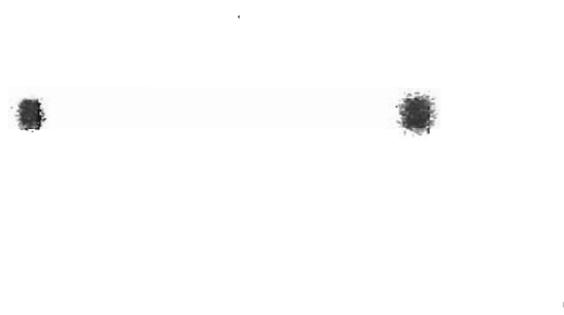


Figura 3.16: Perfil X-Y de e1 en WC y SD3, modo $\Sigma \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$.

para interacciones individuales, sin embargo cuando el material atravesado es muy grueso, el efecto acumulado de las dispersiones individuales da origen a una desviación angular neta de la trayectoria de la partícula respecto a la trayectoria original, como se muestra en la figura 3.18

Cuando el número de dispersiones individuales es $N > 20$ con poca pérdida de energía, el problema se trata estadísticamente para obtener la deflexión

Figura 3.17: Gráfica de θ v/s r de la Σ^- y la Σ^+ , modo $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$.



Figura 3.18: Ángulo de dispersión que sufren los electrones después de pasar a través de la materia

angular θ como función del grosor x del material atravesado [8]. Una buena aproximación empírica que relaciona la raíz cuadrática media de θ con x y su

longitud de radiación³ L_{rad} es

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = z \frac{20[\text{MeV}/c]}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{L_{rad}}} \left(1 + \frac{1}{9} \log \frac{x}{L_{rad}} \right) rad \quad , \quad (3.1)$$

donde z es la carga de la partícula en unidades de la carga elemental e , y p es el momento de la partícula [MeV/c].

Para un compuesto de diferentes elementos, se define una longitud de radiación efectiva

$$\frac{1}{L_{rad}} = \sum_i w_i \left(\frac{1}{L_{rad}} \right)_i \quad .$$

donde

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \quad ,$$

es la fracción de peso del elemento i -ésimo del compuesto, a_i es el número de átomos del elemento i en la molécula, A_i es el peso atómico del elemento i y $A_m = \sum_i a_i A_i$.

En el caso en que la partícula tiene que atravesar por diferentes materiales acomodados por capas, conviene definir el cociente

$$\frac{x}{L_{rad}} = \sum_i \left(\frac{x}{L_{rad}} \right)_i \quad . \quad (3.2)$$

donde $\left(\frac{x}{L_{rad}} \right)_i$ es la fracción de longitud de radiación representada por la capa i -ésima. De esta manera se tiene una fracción de longitud de radiación normalizada para el recorrido de la partícula.

La media del cuadrado del desplazamiento total r perpendicular a la dirección original es

$$\langle r^2 \rangle = \langle \theta^2 \rangle \frac{1}{3} \left(\frac{x}{L_{rad}} \right)^2 \quad . \quad (3.3)$$

³La longitud de radiación se define para cada material como la distancia a la cual una partícula cargada que viaja a través del mismo reduce su energía a una fracción $1/e$ de su valor original

3.5.2 El espectrómetro $M1$

El espectrómetro $M1$ consta de tres cámaras de alambres (PWC) como se muestra en la figura 2.4, dos cámaras de arrastre (DC) y dos estaciones detectoras de silicio ($LASD$) unidas a los imanes $M1$ y $M2$. Necesitamos conocer el grosor de los materiales que forman cada uno de estos elementos y su longitud de interacción. En realidad, para fines del cálculo de la dispersión no necesitamos conocer la posición global de los mismos.

LASD [15] Cada detector tiene un área activa de $63.5 \times 63.5 \text{ mm}^2$ y un grosor de $300 \mu\text{m}$. La estructura de panel sobre la cual está montado representa un 0.1% de la longitud de radiación⁴. Cada una de las estaciones $LASD1$ y $LASD2$ está formada por dos bloques. Una hoja de kapton de unos $50 \mu\text{m}$ cubre cada bloque. La hoja de kapton a su vez tiene una delgada capa de cobre. En total hay cuatro de estas hojas de kapton en cada estación. Hay también 4 placas de cerámica de $630 \mu\text{m}$ de grosor, cada una unidas a la estructura de panel. Cada estación cuenta con 4 detectores de silicio.

PWCs [16] Hay tres de estas cámaras en el espectrómetro, cada una con cuatro planos de alambres (ánodos) y cinco planos de mylar con laminado a ambas caras de grafito (cátodos) cada uno de los cuales tiene un grosor de $25 \mu\text{m}$. El grosor de los alambres es de $25 \mu\text{m}$ y el espaciamiento entre ellos de 3.0 mm . El gas que llena las cámaras es una mezcla de 75% Argón, 24.5% Isobutano y 0.5% Freón.

DC Los parámetros que nos interesan de las cámaras de arrastre son el espesor de sus ventanas de mylar que es de unos $100 \mu\text{m}$ y el gas de llenado que tiene una composición semejante al mencionado anteriormente.

Los datos de la tabla 3.6 nos dan una longitud de radiación efectiva que necesitamos para calcular $\langle \theta^2 \rangle$ y $\langle r^2 \rangle$

$$\left(\frac{x}{L_{rad}} \right) = 0.1112$$

Haciendo uso de la ecuación 3.1 y la fracción que acabamos de calcular encontramos que los electrones producidos en el primer extremo de la región $M1$ con momentos de $3.5 \text{ MeV}/c$ (que se encuentra a la mitad de la distribución) sufrirán una dispersión angular de 1.7 mrad o equivalentemente, un desplazamiento lateral de 2.85 mm después de atravesar toda esa región.

⁴Nuestros electrones, sin embargo, no pasan a través de esta estructura

Material	No. de capas	x	Lrad <i>cm</i>	$\left(\frac{x}{L_{rad}}\right)_t$
Kapton	8	50 μm	28.6	0.001399
Cobre	8	25 μm	1.43	0.013986
Cerámica	8	630 μm	≈ 10.7	0.017103
Silicio	8	300 μm	9.33	0.025723
Grafito	30	25 μm	18.8	0.003989
Mylar	19	100 μm	28.7	0.006620
Aire	1	290 <i>cm</i>	30,050	0.009651
Argón	1	30 <i>cm</i>	10,970	0.002735

Tabla 3.6: Material dispersor de *M1*

Como estamos usando *SD3* (EXP) o *LASD2* (SELEX) el cual tiene una resolución intrínseca de 50 μm (pitch) los 2.85 *mm* de dispersión no permiten hacer una reconstrucción de trayectoria usando una línea recta, modo actual de reconstrucción en SELEX para la región *M1*

3.6 Conclusiones

La simulación de los decaimientos $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-\gamma$ y $\Sigma^- \rightarrow n e^-\nu_e$ me dió la oportunidad de estudiar diferentes histogramas de momento, posición tanto de la partícula madre Σ^- y las partículas hijas en cada decaimiento. También obtuve la distribución de decaimientos en el plano θ v/s r , ver figuras 3.1 a 3.12.

De la simulación del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$ en la distribución θ v/s r del Σ^- con Σ^+ , figura 3.17, y observando los casos de los decaimientos anteriores es factible el uso de esta herramienta para la separación del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$, de otros decaimientos. Solo restaría separar este decaimiento del mismo haz, un haz de partículas sin decaer tendrá el mismo comportamiento. Se pueden usar trucos como el signo de la partícula que cruza *M2*, antes del imán *M1* existe el Σ^- y después del imán *M2* existe el Σ^+

Y también se puede hacer uso de la existencia de tres trayectorias en la región *M1* para seleccionar nuestros candidatos para el modo de decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$. La figura 3.16 nos muestra que la mitad de los electrones cruzan los planos *WC* y *SD3* pudiendose reconstruir sus trayectorias.

Con la descripción anterior pareciera ser posible estudiar la reconstrucción del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$ en el experimento real. Sin embargo dado el bajo momento de los electrones, ver figura 3.15, hay que tomar en consideración la dispersión coulombiana múltiple de los electrones al cruzar la región entre los imanes $M1$ y $M2$. Esta dispersión contabiliza un desplazamiento lateral de 2.85 mm después de atravesar toda la región. Como estamos usando el plano detector $SD3$ (EXP) o $LASD2$ (SELEX) el cual tiene una resolución intrínseca de $50 \mu\text{m}$ (pitch) los 2.85 mm de dispersión no permiten hacer una reconstrucción de trayectoria usando una línea recta, modo actual de reconstrucción en SELEX para la región $M1$.

El presente estudio concluye que debido a: el bajo momento de los electrones del decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$; a la dispersión coulombiana múltiple en la región $M1$; y al modo de reconstrucción por segmentos de líneas rectas en SOAP; el decaimiento $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^+ e^- e^-$ no es factible de ser reconstruido considerando solo la región de decaimiento en $M1$.

El presente estudio propone cambiar de región de decaimiento a la zona definida por el detector RICH de SELEX. Esta zona está llena de gas neón, $L_{rad} \approx 32000 \text{ cm}$, lo cual bajaría la dispersión coulombiana múltiple en un factor de 4 (desplazamiento lateral), para una zona de decaimiento similar a los 290 cm . Y por otro lado el RICH puede reconstruir la trayectoria de los electrones a través del conocimiento del radio y centro del anillo de luz Cherenkov. Esto requiere un estudio más detallado de las capacidades del RICH, como verificar si es posible identificar y reconstruir a los electrones de bajo momento, tema que está fuera del estudio de la presente tesis.

Apéndice A

SIMULADOR EXP

El programa principal cuya salida es el ejecutable *exp* se llama *expme*. Los archivos de entrada que de manera directa estuvimos manipulando fueron EXPAPP y EXPDATA. Las tarjetas de datos son arreglos monodimensionales o bidimensionales, cada uno de cuyos elementos representa el valor numérico de un parámetro tal como posición, masa, momento, ángulo, etc

El simulador EXP me permite simular cualquiera de los decaimientos que se muestran en la tabla 3.2, incluso podemos indicarle la cantidad de decaimientos que deseamos que sean producidos "EVENT". También es posible ser más realistas en nuestra simulación e indicar en el código del programa la probabilidad de que ocurra cada uno de ellos (" branching ratio ") [12]. De esta manera, el caso que tiene menor probabilidad aparecerá pocas veces si le especificamos el " branching ratio " correspondiente y además establecemos el número de eventos a simular " EVENT " algunas veces mayor que el inverso del " branching ratio " .

Todos los resultados intermedios de las partículas, posición, momento, etc, son guardados para cada partícula en cada elemento. A continuación mencionaremos algunas posibilidades que el simulador nos permite.

Generación de un haz (BEAM), el cual puede viajar a través de diferentes detectores (ELEMETos) y decaer de acuerdo a un modo especificado (MODE)

Imponer condiciones a las partículas (COND) como pasar a través de un determinado detector.

Los eventos buenos son almacenados en un "common block" mediante los parámetros VARIABLE, PARTICLE y ELEMENT.

Es posible hacer poner condiciones (CUTS) en los parámetros de los eventos y visualizar los resultados mediante histogramas o gráficas de dispersión.

En caso de producir diferentes eventos algunos de los cuales son muy raros, es recomendable escribir en archivo (WRITE) los datos que son de nuestro interés, los cuales pueden ser releídos por EXP ahorrandonos tiempo de cómputo.

Las unidades empleadas en el programa son GeV , GeV/c y GeV/c^2 , para la energía, el momento y la masa, respectivamente. Los ángulos están dados en radianes. La figura 3.3 muestra un esquema del "aparato".

De acuerdo al manual [12], DECAYVOL es la región espacial donde ocurrirán los decaimientos. EVENT indica al programa el número de eventos a producir. MODE es el tipo de decaimiento que se desea simular. El haz de protones tiene un momento de $800 GeV$ y el haz secundario tiene un momento de $600 GeV$. $SD1 - 4$ y $WA - D$ son planos de detección PWC 's o ventanas rectangulares. $M1$ y $M2$ son imanes rectangulares, la tabla 3.5 muestra dos de sus parámetros, posición a lo largo del experimento e impulso transversal donde se supone un campo magnético uniforme. También es posible "detectar" partículas neutras en ambas aperturas del imán.

Apéndice B

CINEMATICA DE LOS DECAIMIENTOS A DOS Y TRES CUERPOS

En la mecánica relativista se define el cuadrivector de energía y momento de una partícula como el vector de cuatro componentes

$$P^\nu = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) \quad ,$$

donde E y \vec{p} son la energía y el momento lineal de la partícula, respectivamente y c es la velocidad de la luz. También se define el cuadrivector

$$P_\nu = \left(\frac{E}{c}, -\vec{p} \right) \quad ,$$

tal que el producto o contracción de los cuadrivectores P^ν y P_ν

$$P^2 = P^\nu P_\nu = \left(\frac{E}{c} \right)^2 - p^2 \quad ,$$

es una cantidad invariante, independiente del marco de referencia en que se evalúe. La longitud del cuadrivector definida como $\sqrt{P^\nu P_\nu}$ representa la masa de la partícula. La suma de dos cuadrivectores (P_a^ν y P_b^ν) es también un cuadrivector,

$$P_a^\nu + P_b^\nu = P_c^\nu$$

Por otro lado, la energía total (E), la magnitud del momento lineal (p) y la masa de la partícula están relacionadas por

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}. \quad (\text{B.1})$$

De la contracción del cuadrimomento y la ecuación B.1 se concluye que

$$I^2 = m^2 c^2. \quad (\text{B.2})$$

Considerese un decaimiento a dos cuerpos: una partícula de masa M decae a dos partículas más ligeras de masas m_1 y m_2 cuya topología se muestra en la figura B.1.a .

Denotemos por P_a^ν al cuadrimomento total antes del decaimiento y por P_d^ν al cuadrimomento total después del decaimiento. Si elegimos como marco de referencia el centro de masa, entonces

$$P_a^\nu = \left(\frac{Mc^2}{c}, 0 \right)$$

y

$$P_d^\nu = \left(\frac{E_1 + E_2}{c}, \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \right) .$$

Si ahora contraemos cada uno de estos cuadrimomentos y los igualamos, además de considerar que en el centro de masa $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = 0$, encontramos

$$Mc^2 = E_1 + E_2. \quad (\text{B.3})$$

De acuerdo a la ecuación B.1 podemos escribir

$$E_2^2 = p_2^2 c^2 + m_2^2 c^4 \quad (\text{B.4})$$

y

$$p_1^2 = \frac{E_1^2}{c^2} - m_1^2 c^2 = p_2^2 \quad , \quad (\text{B.5})$$

tomando p_2^2 de B.5 e insertándolo en B.4 y usando el resultado B.3 nos da

$$E_1 = \frac{(M^2 - m_2^2 + m_1^2)c^2}{2M} . \quad (\text{B.6})$$

que es la energía de la partícula 1. Finalmente, la magnitud del momento de la partícula 1

$$|p_1| = |p_2| = \sqrt{\frac{E_1^2 - m_1^2 c^4}{c^2}} .$$

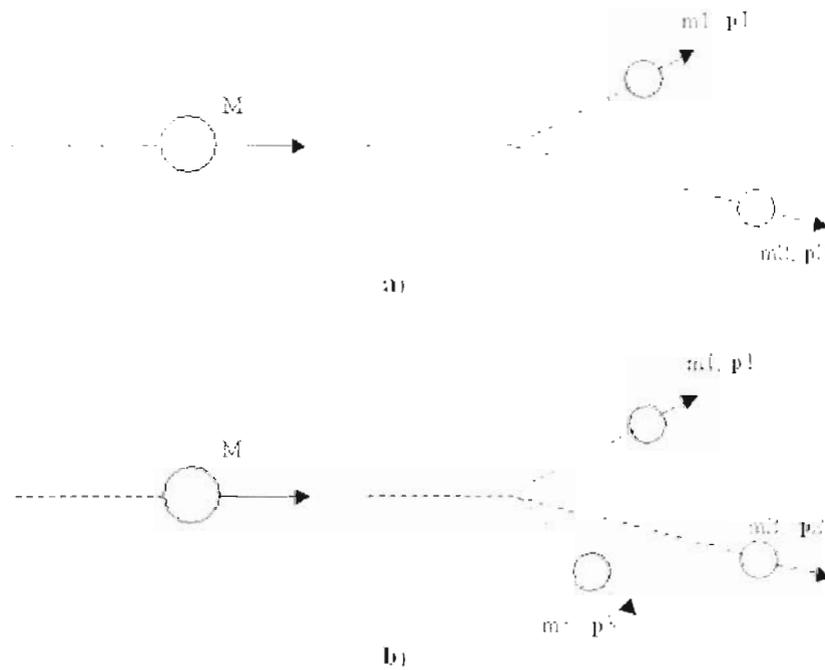


Figura B.1: Topología de los decaimientos a dos cuerpos (a) y tres cuerpos (b). Los momentos lineales que aparecen en esta figura como \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 y \mathbf{p}_3 son equivalentes a \vec{p}_1 , \vec{p}_2 y \vec{p}_3 que aparecen en las fórmulas de este apéndice

con E_1 dado por B.6 es

$$|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2| = \frac{c}{2M} \left[(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2) \right]^{1/2}. \quad (\text{B.7})$$

El decaimiento a tres cuerpos se puede reducir, para su estudio, a un decaimiento doble como el que se estudió previamente. Haciendo uso de la aditividad del cuadrimomento, definimos un cuadrimomento

$$P'_i + P'_j \equiv P'_{ij} \quad .$$

de esta manera, hemos reducido el problema de tres partículas hijas a uno de dos partículas hijas, una de las cuales tiene un cuádrimomento $P_{i,j}^\nu$ y a la otra le corresponde P_k^ν , donde i, j y k pueden tomar los valores 1, 2 ó 3 siempre y cuando $i \neq j \neq k$.

Ahora podemos hacer arbitrariamente $i = 1, j = 2$ y $k = 3$. De este modo, el momento de la partícula 3 está dado por

$$|p_3| = \frac{c}{2M} \left[(M^2 - (m_{1,2} + m_3)^2)(M^2 - (m_{1,2} - m_3)^2) \right]^{1/2}. \quad (\text{B.8})$$

$$m_{1,2}^2 = (P_{1,2}^\nu)^2$$

De la expresión B.8 podemos obtener el momento máximo disponible para la partícula 3 haciendo que las partículas 1 y 2 estén paradas o momentos lineales nulos, en este caso $m_{1,2} = m_1 + m_2$.

Nótese que si las masas se especifican en unidades de energía, de acuerdo a $E = mc^2$, entonces los factores c^2 , que aparece en B.6 y c , que aparece en B.7 y B.8, pueden ser definidos unitarios.

Apéndice C

SOAP

SOAP (SELEX Off-line Analysis Package) permite la lectura y escritura de eventos, ejecución de comandos, lectura de bases de datos, permite el uso de paquetes para el análisis de los mismos eventos. Está compuesto principalmente por los siguientes subprogramas o paquetes [18]:

Unpack A partir de las señales provenientes de los elementos detectores que están distribuidos a lo largo del experimento, este subprograma tiene como salida una lista ordenada de “ hits ” (puntos en el espacio de donde provinieron las señales).

Tracking El proposito es encontrar y medir los parámetros de todas las trayectorias cargadas a partir de los “ hits ”. Cada trayectoria es independiente y está completamente descrita por al menos 8 parámetros, las tres coordenadas del punto donde ésta fue observada por primera vez, la coordenada z donde fue detectada por última vez, el vector de momento y su identificador de partícula ID.

Photon Es una paquete de rutinas para medir la energía depositada por electrones y/o fotones en los calorímetros PHOTON 1, 2 y 3.

PartID Reune las rutinas para identificar las partículas en el experimento.

ETRD, BTRD La primera es una rutina que sirve para identificar electrones, el detector ETRD se encuentra en el espectrómetro *M2*. La segunda es utilizada para detectar y discriminar entre partículas que componen el haz. Esta identificación ocurre en el espectrómetro llamado *BM*, justo después de que el haz ha sido producido, ver figura 2.1. El detector

BTRD tiene un total de 30 planos (PWC). El hacer cortes en el número de planos encendidos es una manera de identificar las partículas del haz. La distribución de planos encendidos es una distribución binomial con un máximo en un número pequeño de planos encendidos para el Σ^- y un máximo en un número grande de planos encendidos para el π^- .

En este paquete también están las rutinas para lograr la identificación de partículas con el RICH.

Vertex En este punto, a cada trayectoria individual se le asocia un vértice de donde supuestamente provino. Esto lo hace una rutina llamada VERTEX.F. Con estos datos, las subrutinas prim_vert.F y sec_vert.F localizan los vértices primario y secundario de un evento. La información de salida se enlista en el "common block" vertex_bk_inc.

Este paquete es de mucha importancia para el estudio de partículas con encanto, y no es relevante para el estudio de haces de hiperones y sus decaimientos.

RECON Es un paquete de reconstrucción. Provee un código estándar para dicho fin. Una partícula hipotética reconstruída es un conjunto de trayectorias que han sido identificadas y supuestamente provenientes de un mismo vértice.

También este paquete es de mucha importancia para el estudio de partículas con encanto, y poca relevancia para el estudio de haces de hiperones y sus decaimientos.

Bibliografía

- [1] Beam Line, *Stanford Linear Accelerator*. Vol.31, No. 3 (2001)
- [2] La colaboración de Super-Kamiokande. *Phys. Lett. B* 433, 9-18 (1998)
- [3] La colaboración de Super-Kamiokande, *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562-1567 (1998).
- [4] La colaboración de Sudbury Neutrino Observatory (SNO). *Phys. Rev. Lett* 89, 011301-1 (2002).
- [5] Oliviero Cremonesi, *Invited talk at 20th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2002)*, Munich, Germany, 25-30 May 2002. hep-ex/0210007 .
- [6] Heidelberg-Moscow Collaboration and GENIUS Collaboration, *Talk given at Neutrinos and Implications for Physics Beyond the Standard Model*, Stony Brook, New York, 11-13 Oct 2002, hep-ph/0303217.
- [7] C. Barbero, G. Lopez Castro, A. Mariano. *Phys. Lett. B* 566, 98-107 (2003).
- [8] W.R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1987).
- [9] Review of Particle Physics (Particle Data Group, PDG), *Phys. Rev. D* , 66, 1, (2002).
- [10] A. Y. Kushnirenko, *Tesis*, Carnegie Mellon University (2000)
- [11] N.K. Terentyev: *Transition Radiation Detectors in Hyperon Experiments at Fermilab*, Symposium on Particle Identification at High Luminosity Hadron Colliders, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, April 5-7, (1989). Internal Note E761 H-390.

- [12] P. Cooper, *EXP Users Manual*. E781 Version 5.0 (1984).
- [13] D. Errede, M. Sheaff, *Use of a Transition Radiation Detector in a Beam of High Energy Hadrons*. FERMILAB-PUB-91/67-E (1991).
- [14] M. Prakash, *Thesis*, University of Carnegie Mellon (1997)
- [15] K. Vorwalter, *Thesis*, Heidelberg University (1998).
- [16] M. Kaya, *Thesis*, Iowa University (2000).
- [17] The SELEX Collaboration, M. Mattson, et al, : *Phys.Rev.Lett.*, 89, 112001 (2002).
- [18] <http://fn781a.fnal.gov/computing/soap/> .

EX LIBRIS

SISU
BIBLIOTHECA
U.A.S.L.P.

No. DE. REC.

FMMT 817