

# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



ANALISIS DE POLARIZACION EN PRODUCCION HADRONICA  
DE LA PARTICULA LAMBDA CERO EN REACCIONES  
EXCLUSIVAS

**T E S I S   P R O F E S I O N A L**  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:  
F I S I C A  
P R E S E N T A N  
ERIKA MARIA BENITEZ LIZAOLA  
RICARDO ONDARZA ROVIRA  
MEXICO, D. F. 1986



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INDICE

INTRODUCCION.....	1
-------------------	---

### CAPITULO I INTRODUCCION A LA FISICA DE PARTICULAS

1.1 Nociones Básicas.....	4
1.2 Reglas de Conservación.....	7
1.3 Principios de Invariancia y Leyes de Conservación.....	9
Referencias.....	20

### CAPITULO II DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

Introducción.....	21
2.1. Producción del Haz de Neutrones.....	22
2.2. Espectrómetro de Multipartículas.....	22
2.3. Selección de Información.....	27
2.4. Reconstrucción de Eventos.....	28
Referencias.....	31

### CAPITULO III POLARIZACION DE LA PARTICULA LAMBDA CERO

3.1 Polarización de la $\Lambda^0$ .....	32
3.2 Experimentos de Producción Inclusiva y Exclusiva.....	41
Referencias.....	46

## CAPITULO IV ANALISIS

Introducción .....	47
4.1 Programa de Distribución Angular .....	48
4.2 Programa Monte Carlo.....	51
4.3 Análisis .....	54
CONCLUSIONES.....	57
Tabla I.....	59
Figura 1.....	60
Figura 2.....	61
HISTOGRAMAS	
Figura 3 Masa Invariante de $\Lambda^0$ .....	62
Figura 4 Distribución de $\cos\theta$ para $\Lambda^0$ .....	63
Figura 5 A vs. Pt para $\Lambda^0$ y $K^0$ .....	64
Figura 6 Intersección $\Lambda^0$ con $K^0$ .....	65
Figura 7 Distribución de $\cos\theta$ para $K^0$ .....	66
Figura 8 Distribución de $\cos\theta$ para $\Lambda^0$ o $K^0$ .....	68
Figura 9 Distribución de $\cos\theta$ para $e^+e^-$ .....	69
Figura 10 Distribución de $\cos\theta$ para $K^0$ y $\Lambda^0 K^0$ .....	71
Figura 11 Distribución de $\cos\theta$ para $\Lambda^0$ y $\Lambda^0 K^0$ .....	73
Figura 12 Distribución de $\cos\theta$ para $\Lambda^0$ y $\Lambda^0 K^0$ con cortes .....	75
Figura 13 Distribución de $\cos\theta$ para $K^0$ y $\Lambda^0 K^0$ con cortes .....	76
Figura 14 Distribución de $\cos\theta$ para $\Lambda^0$ con cortes.....	77
Apéndice A .....	78

## INTRODUCCION

La Física de Partículas Experimental moderna se desarrolla a partir de la producción de partículas en los grandes aceleradores. Es de esta manera como se han podido analizar resultados muy interesantes acerca del comportamiento de las partículas elementales, algunos de ellos predichos por la teoría, y otros completamente inesperados.

En esta ocasión hemos tenido la oportunidad de trabajar directamente con datos experimentales obtenidos en el experimento E-766 de Brookhaven, el cual se realiza con el fin de producir partículas de manera tal que se conozca perfectamente el estado final producido.

El análisis hecho a los datos se efectuó mediante programas de computadora dada la gran cantidad de partículas producidas en el experimento. En un principio se quiso obtener una medida de la polarización que presenta el hiperón lambda cero, pero el análisis de este fenómeno condujo a un estudio más riguroso en cuanto a la selección de eventos a analizar.

El capítulo primero de esta tesis tiene como objetivo hacer una breve introducción a la física de partículas, en la cual se presentan los principios de conservación y las leyes de invariancia cuya conexión es básica dentro de esta teoría. El segundo capítulo explica brevemente el experimento que produce el banco de datos, detallando la producción del haz incidente, el blanco utilizado, el espectrómetro que detecta las partículas producidas, y la manera como se selecciona

la información utilizando procesadores con electrónica muy rápida. En el capítulo tercero se hace una presentación teórica de la polarización haciendo uso de la teoría de acoplamiento de momento angular, y se llega a una expresión para encontrar el valor de la polarización. También se presentan en este capítulo los resultados obtenidos en otros experimentos en cuanto a la polarización de la partícula lambda cero, y las características más importantes que presenta hasta la fecha, ya que hasta este momento, el fenómeno de polarización no ha sido explicado satisfactoriamente a pesar de los modelos que se han creado para ello.

En el capítulo cuarto se presenta el análisis hecho a los datos experimentales, apareciendo como primer punto el cálculo de la distribución angular necesario para conocer el valor de la polarización de la lambda cero. Debido a los resultados obtenidos para este cálculo fué necesario elaborar un programa Monte Carlo que simulara el decaimiento de una partícula a dos cuerpos. También se estudió el comportamiento de diferentes partículas neutras producidas en este experimento con el fin de analizar exhaustivamente el banco de datos y prepararlos para futuros cálculos.

Es un hecho que para obtener con bastante aproximación el valor de la polarización de la lambda cero se necesita conocer el valor de la aceptación del detector, el cual requiere la elaboración de un Monte Carlo que simule al detector empleado en el experimento. Sin embargo pensamos que aún más importante que obtener un valor para la polarización era encontrar la muestra de datos adecuada, de tal forma que cuando se analice no presente los problemas con los cuales nosotros nos enfrentamos a lo largo de la elaboración de esta tesis.

De esta forma es como presentamos en nuestro análisis los resultados del cálculo de la asimetría de la distribución angular para diferentes muestras, esperando poder utilizar esta información posteriormente.

Inmediatamente después se dan las conclusiones, los resultados y diagramas referidos en los capítulos de la tesis, y finalmente presentamos un apéndice que muestra un método alternativo de calcular la polarización mediante el uso de matrices de rotación.

# CAPITULO I

## INTRODUCCION A LA FISICA DE PARTICULAS

### 1.1 NOCIONES BASICAS

#### 1.1.1 Tipos de Interacción

En Mecánica Cuántica se encuentra que la probabilidad de transición por unidad de tiempo de un estado inicial  $|i\rangle$  a un estado final  $|f\rangle$  esta dada por la teoría de perturbaciones a primer orden, de la siguiente manera:

$$P_{fi} = 2\pi |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho_f(E)$$

donde  $H$  es Hamiltoniano de la interacción y el factor  $\rho_f(E)$  es la densidad de estados finales con energía total  $E$ , siendo la energía inicial del sistema. Un método general para calcular  $\rho_f(E)$  es el siguiente: Si  $P$  es el momento total del estado inicial y suponemos que hay  $n$  partículas en el estado final, siendo  $p_1', p_2', \dots, p_n'$  el momento de estas partículas y  $E_1', E_2', \dots, E_n'$  sus energías. Entonces

$\rho_f(E)$  estara dada por :

$$\rho_f(E) = \int \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2 \dots d^3 p'_n}{(2\pi)^{3n}} \delta(E - (E'_1 + \dots + E'_n)) \delta(p'_1 + \dots + p'_n - P)$$

El estado inicial  $|i\rangle$ , así como el estado final  $|f\rangle$  pueden ser ambos estados de muchas partículas. Generalmente, en física de partículas elementales  $|i\rangle$  es un estado de dos partículas y  $|f\rangle$  es un estado de muchas partículas debido a las energías que se emplearon para su producción.

Si el estado inicial es un estado de dos partículas, y si normalizamos dicho estado individualmente de tal manera que tengamos una partícula por unidad de volumen, entonces el flujo  $\Phi$  de estas partículas por unidad de área y tiempo es igual a su velocidad  $v$ . Así, la sección transversal para el proceso  $i \rightarrow f$  está dada por :

$$\sigma_{fi} = \frac{P_{fi}}{\Phi} = \frac{2\pi}{v} |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho_f(E).$$

La mayoría de las reacciones observadas con estados iniciales de dos partículas, tienen valores de  $\langle f | H | i \rangle$  del orden de  $10^{-4}$  MeV<sup>-2</sup>. Otras reacciones tienen estos elementos de matriz menores en un factor de diez, como por ejemplo aquellas con fotones en el estado inicial o final. Las reacciones inducidas por neutrinos tienen elementos de matriz del orden de  $10^{-11}$  Mev<sup>-2</sup>. En base a las observaciones anteriores, se tiene que existen tres clases de interacciones observadas en física de partículas las cuales se distinguen de acuerdo

a los ordenes de magnitud de sus elementos de matriz.

### 1) Interacciones Fuertes.-

Las interacciones fuertes o nucleares son de muy corto alcance, alrededor de  $10^{-13}$  cm. que corresponde semiclásicamente al diámetro de una partícula que interacciona fuertemente.

### 2) Interacciones Electromagnéticas.-

Siguen en intensidad a las interacciones fuertes ya que son una centésima parte de estas. Las fuerzas producidas por esta interacción decrecen con el cuadrado de la distancia entre las partículas que interaccionan. La fuerza electromagnética liga los electrones a los núcleos formando átomos a los cuales enlaza para formar moléculas. Las leyes que rigen el comportamiento de estas interacciones se encuentran expresadas por las ecuaciones de Maxwell.

### 3) Interacciones Débiles.-

Las interacciones débiles tienen un radio de acción menor a las dos anteriores, por lo que se dice que son incapaces de construir estados ligados. Sin embargo dichas interacciones son las responsables de la desintegración de muchas partículas que interaccionan fuertemente, además de la desintegración de algunos núcleos radioactivos.

Existe un cuarto tipo de interacción, la muy conocida interacción gravitacional. Sin embargo, debido a que su acción a escala nuclear es indetectable no juega papel alguno en la física de partículas experimental.

### 1.1.2 Clasificación de las Partículas

Una manera de clasificar a las partículas elementales es de acuerdo al tipo de interacción que presenten.

Se llaman hadrones a las partículas cuya interacción predominante es la interacción fuerte. Los hadrones tienen espín ya sea entero o semi-entero. A las partículas con espín semi-entero ( $1/2\hbar, 3/2\hbar$ , etc.) se les conoce como fermiones ya que obedecen la estadística de Fermi-Dirac. Aquellas con espín entero ( $0, \hbar, 2\hbar$ , etc.) son llamadas bosones y obedecen la estadística de Bose-Einstein.

Los hadrones fermiónicos son llamados bariones y los bosónicos mesones. Algunos hadrones pueden decaer en partículas llamadas leptones, los cuales se caracterizan por el hecho de no participar en interacciones fuertes. Todos los leptones tienen espín semi-entero  $1/2\hbar$ .

Los mesones, partículas de masa intermedia, incluyen a los piones y kaones por ejemplo, mientras que los bariones incluyen a los nucleones, y las partículas  $\Lambda, \Xi, \Sigma$  y  $\Omega$  entre otras.

Los fotones no pertenecen a las clases de partículas anteriores, ya que son estables sin masa y con espín 1, participando solamente en interacciones electromagnéticas. Recientemente se descubrieron los bosones pesados  $z$  y  $w$  que son los bosones intermediarios de la interacción débil.

## 1.2 REGLAS DE CONSERVACION

La ley de conservación de la carga se refiere al hecho de que la

suma de las cargas de las partículas que intervienen en una reacción, es igual a la suma de las cargas de las partículas del estado final productos de esa reacción.

### 1.2.1 Conservación del Número Bariónico

El número bariónico o carga protónica, como su nombre lo indica fue asignado al protón por tener éste una propiedad inherente que es conservada debido a su estabilidad. Más precisamente, existe una regla de selección que prohíbe ciertas reacciones en las cuales no pueden presentarse determinadas partículas como productos de las interacciones en las que interviene el protón. De este modo, se le asigna al protón una carga protónica de  $B=1$ , y se determinan las cargas protónicas para las demás partículas, a partir de la conservación de esta carga en el estado final determinado. Así, la ley de conservación de número bariónico experimentalmente muestra que : La suma de los números bariónicos de las partículas iniciales es igual a la suma para las partículas finales, en todas las reacciones y decaimientos que han sido observados.

### 1.2.2 Conservación del Número Leptónico

De la misma forma que al protón se le asignó una carga de conservación, al electrón se le atribuye una carga "electrónica" o número leptónico  $l=1$ . Debido a la conservación del número bariónico, es posible asignar arbitrariamente al protón un número leptónico, que se toma por conveniencia igual a cero. Por la conservación de la carga eléctrica, se escoge para el neutrón también arbitrariamente una car-

ga "electrónica" de cero. A partir de las reacciones observadas se encuentran los números leptónicos del resto de las partículas, ya que el número total leptónico se conserva en todas las reacciones y procesos de decaimiento.

### 1.2.3 Conservación de la Extrañeza

La ausencia de ciertas reacciones puede llevar al descubrimiento de leyes de conservación. De esta forma, se introdujo una nueva carga llamada extrañeza, asignada al protón, neutrón, lambda, kaón mas, y kaón menos. ( $S(K^+) = 1, S(K^-) = -1, S(\Lambda^0) = -1, S(p) = S(n) = 0$ ). La conservación de extrañeza se lleva a cabo exclusivamente en interacciones fuertes y electromagnéticas.

## 1.3 PRINCIPIOS DE INVARIANCIA Y LEYES DE CONSERVACION

Las reacciones entre partículas son muchas y variadas, más solamente aquellas reacciones que sean consistentes con ciertas leyes de conservación pueden ocurrir. Las leyes de conservación están relacionadas con la invariancia de un sistema físico aislado en relación a ciertas transformaciones.

En mecánica cuántica un sistema es representado por una función de estado  $\psi$ . El resultado de una medida física corresponde a la acción de un operador  $D$  actuando sobre esta función de estado y está dado por el valor de expectación:

$$\int \psi^* D \psi dV$$

y que en la notación de Dirac sería:  $\langle \psi | D | \psi \rangle$ .

El cambio de esta cantidad con el tiempo describe la evolución temporal del sistema estudiado. En la representación de Schrödinger, tenemos la evolución temporal de la función de estado  $\psi$  en la forma:

$$i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi$$

donde H es el operador Hamiltoniano.

En la representación de Heisenberg la ecuación de movimiento para un operador D al que se le asigna la dependencia temporal, tiene la forma:

$$\frac{dD}{dt} = [H, D]$$

Así, el valor esperado del operador,  $\langle \psi | D | \psi \rangle$  dependerá generalmente en el tiempo, a menos que D conmute con el hamiltoniano, es decir,  $[H, D] = 0$ .

Si H y D conmutan, D es entonces una constante de movimiento y el eigenvalor del operador D es una cantidad conservada. Así, en el caso de que alguna propiedad física de un sistema sea invariante bajo una transformación, el operador correspondiente a dicha propiedad conmuta con el hamiltoniano del sistema.

Cuando un sistema es invariante en relación a una transformación, esto es, que la transformación aplicada al sistema deja las propiedades físicas del sistema inalteradas, decimos que la transformación es una Simetría. Los principios de invariancia y las leyes de conservación están íntimamente relacionadas ( Teorema de Noëther):

" Cuando un sistema es invariante bajo una cierta simetría , existe en-

tonces una ley de conservación correspondiente". La conservación de la energía se sigue de la invariancia bajo translaciones en el tiempo, la conservación del momento lineal y angular de las invariancias bajo translaciones espaciales y de las rotaciones respectivamente.

La relación simetría-ley de conservación es cierta para transformaciones contínuas o en el caso de transformaciones discretas que estén representadas por operadores unitarios. Por ejemplo, la mayoría de los sistemas son invariantes ante reflexiones temporales, pero como esta transformación está representada por un operador antiunitario no da lugar a la ley de conservación.

Los valores de las cantidades conservadas pueden ser usados como números cuánticos para distinguir estados de un sistema. Estos valores pueden tomar cantidades continuas o bien discretas; los valores de los números cuánticos pueden cambiar en cantidades finitas determinadas por una regla de selección. De esta forma, existe una cadena: principio de simetría- ley de conservación- regla de selección. El descubrimiento experimental de una regla de selección, llevará así a la búsqueda de una cantidad conservada y un principio de simetría correspondiente.

Las propiedades de invariancia del hamiltoniano frente a transformaciones que corresponden a integrales de movimiento son generales, es decir, valen tanto para transformaciones continuas como discretas.

Sea  $Q$  una variable dinámica que se conserva, entonces  $\dot{Q}=0$  y  $Q$  conmuta con el hamiltoniano  $H$ .

$$QH = HQ$$

multiplicando por la derecha por  $Q^{-1}$  tenemos :

$$QHQ^{-1} = H$$

si  $Q$  es unitario , podemos escribir que :

$$H_q \equiv QHQ^\dagger = H$$

es decir, el hamiltoniano transformado  $H_q$  es igual al hamiltoniano original, por lo que si  $Q$  genera una transformación de simetría del hamiltoniano, entonces  $Q$  es una integral de movimiento. Esta deducción es independiente de la naturaleza continua o discreta de la transformación. Las rotaciones, traslaciones y desplazamientos temporales son ejemplos de transformaciones continuas. Por otra parte, existen tres simetrías discretas fundamentales, llamadas operación de paridad, inversión temporal, y conjugación de carga.

### 1.3.1 Paridad

La operación de paridad es el nombre que se le da a la transformación de reflexión de todas las coordenadas espaciales en relación al origen.

Muchos sistemas físicos pueden ser descritos por funciones de onda que son eigenfunciones del operador paridad  $P$  . Por lo que podemos escribir:

$$P|r\rangle \rightarrow |-r\rangle = \zeta |r\rangle$$

donde  $\zeta$  es una constante. Aplicando dos veces este operador tenemos:

$$P^2|r\rangle \rightarrow \zeta P|r\rangle \rightarrow \zeta^2|r\rangle \equiv |r\rangle$$

de tal forma que  $\zeta = \pm 1$ . Para el valor positivo tenemos un estado con paridad par, para un valor negativo una paridad impar.

La inversión a través del origen cambia un sistema coordenado

derecho en un izquierdo y viceversa. Así, la invariancia de las leyes físicas bajo esta transformación es equivalente a que las leyes sean las mismas en ambos sistemas derecho e izquierdo. Si consideramos a un sistema de  $n$  partículas descrito por la función de onda

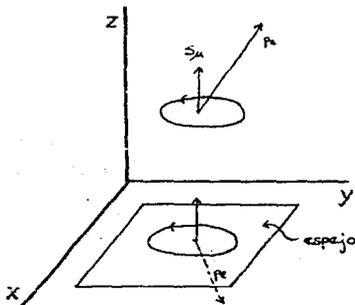
$$\psi_1(r) \psi_2(r) \dots \psi_n(r)$$

la paridad del sistema es el producto de las paridades de cada partícula, es decir, la paridad es un número cuántico multiplicativo.

Se ha encontrado que en las interacciones fuertes y electromagnéticas la paridad se conserva, de esta forma, podemos escribir:

$$[H_n, P] = 0 \quad [H_Y, P] = 0$$

La invariancia bajo el operador  $P$  implicaría que la naturaleza es simétrica respecto a su imagen en un espejo. Específicamente, consideremos el decaimiento de muones polarizados, con espín  $s$  alineado a lo largo del eje  $z$ . Como se muestra en la siguiente figura :



Para el espejo en el plano  $xy$ , el espín del muon está a lo largo del eje  $z$ , ya que el sentido de la rotación es el mismo, pero la dirección

del electrón es generalmente hacia abajo. Si los electrones tienden preferencialmente a tener una dirección paralela al espín del muón, la simetría entre el sistema y su imagen no se llevaría a cabo, ya que la imagen del electrón tendría una dirección antiparalela al espín del muón. En otras palabras, la simetría con respecto al operador paridad implicaría que la distribución de electrones emitidos en el decaimiento de los muones polarizados a lo largo del eje  $z$  sería simétrica alrededor del plano  $xy$ .

Sin embargo, se encuentra que esto no es realmente cierto, y que en general las interacciones débiles violan la paridad. Más adelante, trataremos con más detalle la violación de paridad en el decaimiento de la partícula  $\Lambda^0$ .

### 1.3.2 Inversión del Tiempo

La inversión del tiempo consiste en una operación que cambia la coordenada temporal  $t$  en  $-t$ . Las leyes de Newton y las ecuaciones de Maxwell son invariantes bajo la reflexión temporal, por ser éstas ecuaciones diferenciales de segundo orden. Así, la operación de inversión del tiempo  $T$ , invierte todas las direcciones de movimiento incluyendo al espín. La invariancia de las operaciones bajo  $T$  significaría que si un cierto proceso físico ocurriese, entonces el proceso obtenido en la inversión de todas las direcciones de movimiento es también físicamente realizable.

Por otra parte tenemos que  $T$  transforma a una función de onda  $\psi(t)$  en la forma siguiente:

$$T \psi(t) = \psi_T(-t)$$

en donde el argumento  $t$  cambia de signo además de que la forma de  $\psi$  también puede cambiar, este cambio es representado por el subíndice  $T$ .

Para encontrar la forma explícita de la operación  $T$ , utilicemos la ecuación de Schrödinger :

$$i \hbar \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = H \psi(t)$$

Se tendrá la invariancia bajo  $T$  si  $T$  y  $H$  conmutan, por lo que aplicando  $T\psi(t)$  a la ecuación anterior tenemos:

$$i \hbar \frac{\partial T\psi(t)}{\partial t} = H T\psi(t)$$

Teniendo el caso en que  $T\psi(t) = \psi_T(-t) = \psi(-t)$  llegamos a que:

$$i \hbar \frac{\partial \psi(-t)}{\partial t} = -i \hbar \frac{\partial \psi(-t)}{\partial(-t)} = H \psi(-t)$$

Sin embargo,  $\psi(-t)$  no satisface la ecuación de Schrödinger; ahora bien si tomamos el conjugado de ésta tenemos:

$$i \hbar \frac{\partial \psi^*(-t)}{\partial t} = H^* \psi^*(-t)$$

donde  $\psi^*(-t)$  satisface la misma ecuación de Schrödinger que  $\psi(t)$  si  $H$  es real. De esta forma, tenemos que la operación  $T$  estará dada

por:

$$T \psi (\mathbf{x}, t) = K \psi (\mathbf{x}, -t) = \psi^* (\mathbf{x}, -t)$$

donde K es el operador de conjugación.

Una predicción acerca de la invariancia de T se encuentra en una prueba experimental conocida como el teorema de balance. Este, relaciona las secciones transversales de una reacción, así como de su reacción inversa:

$$\frac{\sigma (A \rightarrow B)}{\sigma (B \rightarrow A)} = \frac{p_b^2 (2s_b + 1) (2s_B + 1)}{p_a^2 (2s_a + 1) (2s_A + 1)}$$

donde  $s_a$  y  $s_b$  son los espines y  $p_a$  y  $p_b$  son los momentos en el sistema centro de momento. Las pruebas de balance tanto en interacciones fuertes como electromagnéticas y débiles han sido consistentes con la invariancia de T.

### 1.3.3 Conjugación de Carga

Aparte de las simetrías de espacio-tiempo discutidas anteriormente, se encuentra que debido a la existencia de partículas y antipartículas resulta útil definir un operador unitario C que convierte el vector de estado de una partícula con carga q, número bariónico B, leptónico l y extrañeza s, en un vector de estado con estas características cambiadas excepto el momento lineal, angular y el espín, los cuales quedan inalterados.

La invariancia bajo conjugación de carga requiere que las leyes de

la física permanezcan invariantes bajo el remplazo de las partículas por sus antipartículas.

Se define el operador conjugación de carga de la siguiente forma:

$$C | q, B, l; p, s \rangle = \eta_C | -q, -B, -l; p, s \rangle$$

El hecho de que el operador  $C$  no tenga efecto sobre el momento, la energía y el espín nos lleva a lo siguiente:

$$[C, p] = [C, s] = [C, J] = 0$$

El operador  $C$  no conmuta con los operadores  $Q, B, Y$  ( $Y$  es la hipercarga  $S + B = Y$ ), y las partículas en general no serán eigenestados de  $C$ . Para partículas o sistemas neutros, es decir, estados con eigenvalores cero de  $Q, B, e Y$ , tenemos que pueden ser eigenestados de  $C$ , pudiendo escribir esto en la forma siguiente: ( $\eta_C$  se llama paridad carga).

$$C | \psi \rangle = \eta_C | \psi \rangle$$

Para los decaimientos en los cuales existen fotones, tenemos que  $C = -1$  para el fotón. Por ser multiplicativo el número cuántico de conjugación de carga, tenemos que un sistema de  $n$  fotones tendrá eigenvalor de  $(-1)^n$ . Por ejemplo, para los decaimientos  $\pi \rightarrow 2\gamma$ ,  $\eta \rightarrow 2\gamma$  tendremos que  $\eta_C = +1$ .

La paridad es usada para clasificar estados de partícula-antipartícula. Como se vió anteriormente, el efecto de reflexión espacial tiene simetría  $(-1)^l$ , es decir, estados de momento angular par (impar) son pares (impares), sin embargo con un factor adicional de  $(-1)$  por el hecho de que las antipartículas con espín semientero tie-

nen paridad contraria a la de sus partículas. Esto implica que el efecto de conjugación de carga para estos estados sería:

$$C | \bar{f} \bar{f} \rangle = (-1)^{l+s} | \bar{f} \bar{f} \rangle$$

Se ha encontrado la invariancia de la conjugación de la carga tanto en interacciones electromagnéticas como en las interacciones fuertes.

En las interacciones débiles, se ha encontrado sin embargo, la violación tanto de C y de P por separado como de CP juntas.

#### 1.3.4 Conjugación CPT

En las secciones anteriores hemos tratado las operaciones T, P, y C individualmente. Las interacciones fuertes y electromagnéticas son invariantes bajo las operaciones T, C, y P separadamente. Las interacciones débiles no conservan la paridad y no son invariantes bajo la conjugación de carga.

Por otra parte, tenemos que en toda teoría de campo relativista, que satisface condiciones como localidad, invariancia de Lorentz, y hermiticidad de los operadores, las interacciones son invariantes bajo la operación combinada CPT. Este hecho es conocido como Teorema de CPT ( Teorema de Schwinger-Lüders-Pauli).

Algunas de las predicciones de este teorema son las siguientes:

- a) La existencia de una antipartícula para toda partícula.
- b) Partículas y antipartículas correspondientes, tienen la misma masa, vida media, momento magnético.
- c) Si un proceso no es invariante bajo las operaciones C ,P, o T, entonces no sera invariante en relación a las otras dos operaciones restantes.

Si representamos a la operación CPT como  $\Theta$ ; es decir:  $\Theta \equiv CPT$ , tenemos que este operador cambia un estado con momento  $p$  y espín  $s$  en su antipartícula con el mismo momento, pero espín contrario:

$$\Theta | a, p, s, m \rangle = \eta_{\Theta} | -a, p, -s, -m \rangle$$

donde  $a$  denota a los números cuánticos  $B, Y, q$  y  $L$ .

## REFERENCIAS

1. Frauenfelder, H., Henley, E.M., "Nuclear and Particle Physics", A Background and Symmetries, 1975.
2. Gibson, W.M., Poilard, B.R., "Symmetry Principles in Elementary Particle Physics", Cambridge University Press, 1976.
3. Jackson, J.D., "The Physics of Elementary Particles", Princeton University Press, 1958.
4. Longo, M.J., "Fundamentals of Elementary Particle Physics", Mc.Graw Hill Book company, 1973.
5. Omnes, R., "Introduction to Particle Physics", Willey Interscience, 1970.
6. Tassil, L.J., "The Physics of elementary Particles", Longman, 1973.
7. Williams, W.S.C., "An Introduction to Elementary Particles" , Academic Press, 1961.

## CAPITULO II

### DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

#### INTRODUCCION

Es esencial para un experimento de producción hadrónica de multipartículas, contar con un detector de muy alta resolución. En esta ocasión se hace uso de un Espectrómetro de Multipartículas de alta segmentación y electrónica rápida, que permite que el detector tenga una elevada resolución tanto espacial como temporal.

El espectrómetro consiste en Cámaras de Deriva, Contadores de Veto, un Čerenkov, Hodoscopios y la electrónica asociada a la toma de datos. La información es procesada y escrita en cintas magnéticas, las cuales proporcionan en un análisis, la información necesaria para poder efectuar la reconstrucción de las trayectorias de las partículas detectadas. Mediante programas de computadora se reconstruyen los puntos donde hubo interacción y también donde hubo decaimientos. Una vez conocidos, se procede a escoger una topología la cual es sometida al análisis de datos.

## 2.1. PRODUCCION DEL HAZ DE NEUTRONES

En este experimento se hace interaccionar un haz de neutrones de alta energía con un blanco de hidrógeno líquido contenido en un cilindro

La manera como se produce el haz de neutrones es la siguiente: Del anillo principal del acelerador AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven se obtienen protones con una energía de 28 GeV, éstos inciden sobre un blanco (llamado blanco B) que produce protones secundarios con una intensidad aproximada de  $10^6$  protones por pulso.

Estos protones inciden sobre un blanco de berilio de  $0.1 \times 0.1 \times 12$  pulgadas, y de aquí se obtiene un haz de neutrones con sección transversal de  $1\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2}$  pulgadas utilizando magnetos y un colimador de tungsteno, el cual incide sobre el blanco de hidrógeno líquido del experimento.

Tomando en cuenta la longitud de interacción nuclear para el hidrógeno se construyó un blanco en forma cilíndrica de un pie de longitud de tal manera que se tenga sólo una interacción del neutrón.

## 2.2. ESPECTROMETRO DE MULTIPARTICULAS

### 2.2.1 Cámaras de Deriva

Las cámaras de deriva son las que proporcionan la información más importante en cuanto a las trayectorias que siguen las partículas. Su funcionamiento es muy parecido al de las cámaras multialámbricas proporcionales. En este experimento se utilizan seis cámaras con once planos de alambres cada una, de los cuales cuatro son ánodos, cinco son cátodos y los dos restantes son planos tierra que se locali-

zan en los extremos de la cámara. Los planos cátodo se mantienen a un voltaje negativo grande, y los planos ánodo son los que proporcionan las señales de salida de estas cámaras, por lo cual están instrumentados electrónicamente. Ver figura 1.

Estos alambres emiten un pulso electrónico cada vez que una partícula ioniza el argón que está en la cámara. En realidad el detector contiene una mezcla gaseosa de isobutano en un 28%, argón en un 68%, y metilol en un 4%. El flujo de gas en la cámara se hace de tal forma que este sea continuo. Al producirse la ionización, los electrones se aceleran hacia los ánodos. Estos electrones excitan a su vez átomos de argón que producen fotones, los cuales son eliminados por absorción en el isobutano. Sin embargo, cuando se presentan altos niveles de radiación el isobutano se polimeriza, y para evitar esto se introduce el metilol que lo disuelve.

El voltaje de operación para cada plano se determina graficando la eficiencia de este plano contra la curva de voltaje; este voltaje de operación sería el voltaje para el cual se optimiza la eficiencia. Dicha eficiencia se define como sigue: Siendo un total de 24 planos ánodo, la eficiencia para el plano N es:

$$E_N = \frac{\text{\#disparos en el plano N}}{\text{\#de partículas que pasan por el resto de las cámaras}}$$

La resolución de estas cámaras es muy buena ya que los alambres tienen un espaciamiento de 0.1375 pulgadas con una desviación de 21 micrómetros, de esta forma se garantiza que son menos de 20 partículas cargadas por evento las que atraviesan la sección recta que presentan los alambres. Los tamaños de las cámaras van de 18x30

pulgadas a 48x72 pulgadas y miden las trayectorias de partículas cargadas sometidas a un campo magnético no uniforme de 7 kilogauss pico.

## 2.2.2 Contadores

### a) Contadores de Veto

El primer paso en la detección del evento lo proporcionan los contadores de Veto. Estos contadores se encargan de seleccionar eventos hacia en frente y vetar los que no lo sean.

El funcionamiento de estos contadores está basado en un sistema lógico de anticoincidencia, mediante el cual se informa rápidamente si el evento es hacia en frente en el laboratorio. Si el evento es hacia en frente el contador no enciende, y con esto no veta el evento y se mantienen los pasos de detección. Por el contrario, si el evento no es hacia en frente el contador se enciende y se paran los datos de detección.

Estos contadores se encuentran formando cuatro placas alrededor del blanco de hidrógeno líquido. Cada placa está formada por cinco capas de material centellador alternándose con cuatro capas de plomo.

Estos contadores se hallan acoplados a los fotomultiplicadores mediante guías de luz de lucita de 12 a 24 pulgadas de largo.

### b) Contador del Blanco

Este contador se encuentra frente a la cámara uno separado de ella por 3 pulgadas aproximadamente. En realidad es un centellador de

8x8x.08 pulgadas que tiene como objetivo inicializar los relojes de los contadores del espectrómetro. Este contador junto con el Hodoscopio que está antes de la última cámara (la cámara 6) proporciona el tiempo de vuelo de las partículas.

### 2.2.3 Hodoscopios

El espectrómetro cuenta con dos hodoscopios, uno que está en medio de las cámaras 4 y 5 (hodoscopio medio) y otro llamado hodoscopio posterior que se encuentra antes de la cámara 6 (ver figura 2). Este último consiste de 72 centelladores y sirve para la identificación de partículas mediante el cálculo del tiempo de vuelo.

Con la ayuda del contador del Blanco se puede conocer el tiempo de vuelo de las partículas para llegar al hodoscopio posterior. Tenemos que: ( $c=1$ )

$$t = s/c\beta = s/c \left( E/p \right) = \frac{s \left( m^2 + p^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{p}$$

es el tiempo de vuelo. La distancia  $s$  la conocemos, ya que es la que existe entre el contador del blanco y el hodoscopio posterior. Los tiempos de vuelo varían con la masa y el momento de las partículas, entonces lo que hacemos es medir el momento y el tiempo de vuelo para determinar la masa y reconocer la partícula que ha atravesado al detector.

Para ilustrar hacemos un cálculo de los tiempos de vuelo para el pión, el kaón y el protón con dos valores diferentes de energía, 1GeV y 3GeV. Los resultados de este cálculo se encuentran en la tabla I.

De los resultados de esta tabla, dado que el coseno varía entre -1

y 1, podemos fijar la masa del pión y así encontramos que para  $p=2.55\text{GeV}$  el pión comienza a emitir luz. Hacemos lo mismo con el kaón y hallamos que comienza a emitir con  $p=9.08\text{GeV}$ . Finalmente el umbral para el protón es  $p=17.025\text{GeV}$ .

El Cerenkov nos sirve para identificar a las partículas de acuerdo a la intensidad de luz que envía al fotomultiplicador. Tiene además la gran ventaja de que puede operar sobre un extenso rango de energías.

#### 2.2.4 Contadores Muón

Además de los contadores ya mencionados el espectrómetro cuenta con cinco contadores para muones. Estos se encuentran a 20 pies detrás de la cámara 6 y tres pies detrás del blindaje de concreto del detector. Siendo los muones las únicas partículas que atraviesan el blindaje producen una señal cuando llegan a estos contadores, lo cual se interpreta diciendo que un muón ha sido detectado. La información del paso de muones es utilizada para conocer la respuesta y geometría de las cámaras de Deriva.

Como un dato más, el material empleado en los centelladores es PILOT-U, que es el centellador de más rápida respuesta en el mercado actualmente.

#### 2.2.5 Fotomultiplicadores

Cada uno de los fotomultiplicadores del experimento cuenta con un divisor de voltaje y un amplificador. Los que están acoplados con los contadores de Veto, Hodoscopio Posterior y contador del Blanco, usan solamente seis pasos de dinodos puesto que la señal es bastante grande y no se requiere de los doce pasos de amplificación.

Para el caso del Hodoscopio Medio y el Cerenkov es necesario agregar un paso de amplificación de manera que queden siete pasos de dinodos debido a que la señal de entrada es más pequeña.

Esta técnica es conveniente puesto que se discrimina el ruido del fotomultiplicador y se minimizan los tránsitos electrónicos dentro del mismo.

### 2.3. SELECCION DE INFORMACION

Una vez concluida la generación de señales electrónicas comienza el análisis y selección de las mismas.

Los eventos son escritos en cintas magnéticas primarias de acuerdo a tres niveles de disparo:

1. Disparador Rapido TGI
2. Disparador Lógico TG2
3. Procesador de Hardware

#### 2.3.1. Disparador TGI

Este es un disparador de muy rápida respuesta que selecciona eventos que cumplan con lo siguiente:

- a) Contador de Veto apagado
- b) Contador del Blanco encendido
- c) Al menos uno de los Hodoscopios encendido

Hemos visto que si el contador de Veto esta apagado el detector esta listo para medir. Una vez que el contador del Blanco envía una señal significa que al menos una partícula ha entrado al detector.

Ahora bien, no podemos saber cuantas cámaras ha atravesado, pero

por lo menos en el momento de encender uno de los Hodoscopios podemos asegurar que ha penetrado al detector. Es aquí cuando el disparador TGI envía una respuesta positiva, ya que las condiciones han sido cumplidas. Para la selección de eventos siempre deberá cumplirse este nivel de disparo.

### 2.3.2. Disparador TG2

Este nivel de disparo incluye el TGI y la multiplicidad en los Hodoscopios, garantizando eventos con topologías de multiplicidad mayor o igual a la de los Hodoscopios.

### 2.3.3. Procesador de Hardware

Este incluye todo lo anterior, más la multiplicidad en las Cámaras multialámbricas.

## 2.4. RECONSTRUCCION DE EVENTOS

El proceso de reconstrucción consiste a grandes rasgos de dos partes, una de encontrar burdamente la trayectoria (con grandes errores), y otra de ajustar por mínimos cuadrados dicha trayectoria para obtener una mejor representación del evento.

El primer procedimiento tiene como objetivo el producir un conjunto de parámetros que representen a primer orden, la trayectoria que será utilizada como primer valor para minimizar a  $\chi^2$  por medio del método de Newton-Raphson. Ese primer paso consiste de un algoritmo para ajustar trayectorias curvas a un conjunto de puntos ( 6 en nuestro caso ). Se hacen las combinaciones de líneas rectas entre la primer coordenada y la cuarta, reteniendo los valores que produzcan líneas rectas que pasan cerca de la segunda y tercera coordenada dado el valor del campo y los posibles momentos a medir. El procedimien-

to se repite para cada conjunto de seis coordenadas en cada vista de la cámara. Después se retienen aquellos que tengan la misma curvatura en las cuatro vistas produciendo así un primer valor de coordenadas que representan la trayectoria. Si estos se utilizan para obtener el momento de la partícula, éste tendría unas barras de error muy grandes. Es debido a esto que se procede con el siguiente paso que consiste en un ajuste de mínimos cuadrados.

Para el ajuste final se propone una función  $\chi^2$  en términos de las coordenadas medidas por el procedimiento anterior, la variación de las coordenadas se desarrolla a primer orden en serie de Taylor, y se itera por el método de Newton-Raphson para obtener un mejor conjunto de los parámetros que representen la trayectoria. Estos parámetros son las posiciones  $x, y$ , sus pendientes:

$$\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}$$

además de la curvatura de la trayectoria, todo esto a un valor de la coordenada  $z$ . Después de aquí se desarrolla el resto de la trayectoria mediante una expansión de Taylor no lineal.

Una vez reconstruidas las trayectorias el siguiente paso es reconstruir los vértices.

Para poder reconstruir los vértices es necesario conocer la posición y el momento de las partículas, todo esto respecto a la coordenada  $z$  de la primera cámara de deriva. Estos datos se usan como parámetros en la reconstrucción.

Ya establecidos los parámetros lo que se hace es buscar las interacciones primarias y secundarias en la cámara uno. Se toman un par de trayectorias correspondientes a dos partículas y mediante la

técnica de extrapolación se busca un punto en el cual las trayectorias se crucen o que estas estén a una proximidad de 0.15 pulgadas. Este procedimiento se hace tomando pares de partículas y se repite hasta agotar todas las posibilidades. Se habla aquí de vértices primarios, y secundarios. Los primarios son aquellos que tienen una multiplicidad de tres o más, y los secundarios son aquellos que al hallarse corresponden a dos trayectorias y que además de tener la carga correcta presentan masas invariantes de 20 MeV para  $K^0$ ,  $\Xi^\pm$  y  $\Omega^\pm$ , y de 10 MeV para  $\Lambda^0$ . Ahora bien, las trayectorias que no han sido asignadas a ningún tipo de vértice se someten a posteriores búsquedas de vértices primarios y secundarios.

Cuando un evento esta topológicamente completo es porque han sido asignados a todas las trayectorias vértices primarios y secundarios. Ahora bien, para escribir eventos en una cinta terciaria se tiene que cumplir con lo siguiente:

- a) Deben ser eventos topológicamente completos.
- b) El vértice primario debe estar en el blanco de hidrógeno.
- c) El momento longitudinal total debe ser mayor de 15 GeV.
- d) El momento transversal total con respecto a la dirección del haz ( que se define por la línea de producción del blanco de berilio y el vertice primario ) es menor de 125 MeV.

Una vez terminado el proceso de reconstrucción de eventos, es decir que se conocen las trayectorias y los vértices de estos, se tiene la información necesaria para determinar las características de las partículas que nos son útiles para diversos análisis.

## REFERENCIAS

1. Church, M., " $\Xi^-$  Production in 15-28 GeV Neutron-Proton Interaction", Thesis, Columbia University, New York, N.Y.
2. Price, W.J., "Nuclear Radiation Detection", Mc.Graw-Hill, 1958.

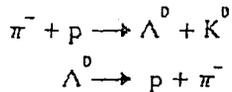
## CAPITULO III

### POLARIZACION DE LA PARTICULA LAMBDA CERO

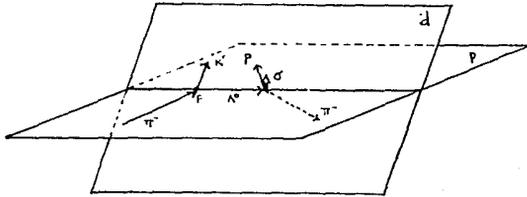
Una forma de estudiar el fenómeno de la polarización de las partículas es mediante el análisis de la distribución angular de los productos de sus decaimientos, vistos desde el marco en reposo de la partícula madre. En este caso, se analizará el decaimiento de la  $\Lambda^0$  a protón y pión menos, y la distribución angular del protón en el sistema en reposo de la  $\Lambda$ .

#### 3.1 POLARIZACION DE LA $\Lambda^0$ .

Estudiamos la polarización del hiperón  $\Lambda^0$ , a través del proceso de producción asociado y de decaimiento siguientes:



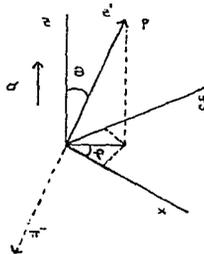
En la primera reacción, la conservación de momento restringe la trayectoria de las partículas  $\pi^-$ ,  $\Lambda^0$ , y  $K^0$  a estar en un mismo plano, llamado plano de producción. Esta situación se muestra en el diagrama siguiente:



En este diagrama,  $p$  representa el plano de producción y  $d$  el plano de decaimiento del hiperón  $\Lambda^0$  vistos desde el sistema de laboratorio.

La conservación de la paridad en las interacciones fuertes implica que la  $\Lambda^0$  debe salir polarizada con espín  $\sigma$  perpendicular al plano de producción, i.e.  $\sigma \propto (p_{\Lambda} \times p_K)$ .

En este proceso, se define la dirección de  $\sigma$  a lo largo del eje  $z$ , en el marco de reposo de la  $\Lambda^0$  como se muestra en la siguiente figura:



Los ángulos  $\theta$  y  $\phi$  caracterizan el decaimiento del hiperón  $\Lambda^0$ , polarizado a lo largo del eje  $z$ , del barión  $p$ , emitido a lo largo del eje  $z'$  y del mesón  $\pi^-$  emitido a lo largo del eje  $-z'$ .

Para el caso del hiperón  $\Lambda^0$  tenemos que:

$J^P_{\Lambda^0} = 1/2^+$ , y las proyecciones del momento angular en la dirección del eje z son:  $J_z = \pm 1/2$ .

Para el protón y el pión tenemos:

$$J^P_p = \pm 1/2^+ \text{ y } J^P_{\pi} = 0^-.$$

De esta forma tenemos el siguiente sistema:

$$J_{\Lambda^0} = L + S$$

Donde L es el momento angular relativo entre el protón y el pión, y S es la suma de los espines del estado final:

$$1/2 = L \pm 1/2$$

Si los espines de la  $\Lambda^0$  y del protón son paralelos, el valor del momento angular L es cero. Si son antiparalelos tenemos el caso  $L=1$  y se espera que la distribución sea una combinación de ondas s ( $L=0$ ) y ondas p ( $L=1$ ). Por conservación de paridad se requiere que  $L=1$ , ya que la paridad del estado inicial y final deben cumplir con lo siguiente:

$$P_{\Lambda^0} (\text{par}) = P_p (\text{par}) P_{\pi}^- (\text{impar}) (-1)^L$$

Sin embargo si esta no se conserva, se tiene el caso en que  $L=0$ .

Sea  $m_1$  la componente z de L y  $m_2$  la componente z del vector de espín del protón. El problema radica en el acoplamiento entre el espín del protón con el momento angular L. Sea  $j_1$  el momento angular L y  $j_2$  el espín del protón.

Consideremos el caso en que  $L = 0$ . Por lo que el sistema tendrá las siguientes componentes:

$$\begin{aligned} L = 0 &\implies m_1 = 0, \\ S = 1/2 &\implies m_2 = 1/2 \text{ y } -1/2. \end{aligned}$$

Para el caso en que  $L = 1$ , las componentes quedarían de la forma:

$$\begin{aligned} L = 1 &\implies m_1 = 1, 0, -1 \\ S = 1/2 &\implies m_2 = 1/2, -1/2. \end{aligned}$$

Con estas posibilidades debemos formar aquellos estados que cumplan con que  $J_z = m_1 + m_2 = 1/2$ , es decir :

$$\begin{aligned} m_1 + m_2 &= 1/2 \\ 1 - 1/2 &= 1/2 \\ 0 + 1/2 &= 1/2 \end{aligned}$$

Para la onda s, tenemos que puede escribirse como una combinación de funciones de momento angular y de espines como sigue:

$$\psi_s = |j\ m\rangle = |1/2\ 1/2\rangle = a s |j_1\ m_1\rangle + |j_2\ m_2\rangle$$

$$= as \left| 0 0 \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$$

donde  $as$  denota la amplitud de la onda  $s$ .

Para la onda  $p$  tenemos que existen dos estados que cumplen las restricciones anteriores para  $J_z$ , por lo que la función de onda  $p$  se debe escribir como combinación de esos estados acoplados por los coeficientes de Clebsch-Gordan. De esta forma, la función de onda  $p$  sería:

$$\begin{aligned} \psi_p &= \left| j m \right\rangle = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= a \left| 1 1 \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + b \left| 1 0 \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

donde  $a$  y  $b$  son los coeficientes de Clebsch-Gordan, los cuales cumplen la siguiente condición de normalización:

$$a^2 + b^2 = 1 .$$

Para obtener los coeficientes  $a$  y  $b$  apliquemos el operador  $J_+$  al estado  $\left| j m \right\rangle$ :

$$\begin{aligned} J_+ \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle &= a J_+ \left| 1 1 \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + b J_+ \left| 1 0 \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= a \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle J_+ \left| 1 1 \right\rangle + a \left| 1 1 \right\rangle J_+ \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + \\ &+ b \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle J_+ \left| 1 0 \right\rangle + b \left| 1 0 \right\rangle J_+ \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= a \left| 1 1 \right\rangle J_+ \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + b \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle J_+ \left| 1 0 \right\rangle \end{aligned}$$

ya que:

$$J_+ \left| j m \right\rangle = \hbar (=1) C_{jm} \left| j m+1 \right\rangle \text{ y}$$

$$C_{jm} = [j(j+1) - m(m+1)]^{\frac{1}{2}}$$

entonces:

$$J_+ | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle = a | 1 1 \rangle | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle + \\ + b (2)^{1/2} | 1 1 \rangle | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle = 0$$

$$\Rightarrow a + (2)^{1/2} b = 0, \quad y, \quad a^2 + b^2 = 1$$

Utilizando la convención de signos para estos coeficientes tenemos que a y b serían:

$$b = - (1/3)^{1/2}, \quad a = (2/3)^{1/2}$$

Finalmente, tenemos que  $\psi_p$  estará dada por la expresión siguiente:

$$\psi_p = | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle = \\ = ap [ (2/3)^{1/2} | 1 1 \rangle | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle - (1/3)^{1/2} | 1 0 \rangle | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle ]$$

La función de onda total sería, si ambas ondas s y p están presentes, la siguiente :

$$\psi_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} = \psi_s + \psi_p = \\ = as | 0 0 \rangle | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle + ap [ (2/3)^{1/2} | 1 1 \rangle | \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle - \\ - (1/3)^{1/2} | 1 0 \rangle | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle ]$$

$$= [a_s | 0 0 \rangle - a_p (1/3)^{1/2} | 1 0 \rangle] | 1/2 \ 1/2 \rangle + [a_p (2/3)^{1/2} | 1 1 \rangle] | 1/2 \ -1/2 \rangle .$$

Donde  $a_s$  y  $a_p$  son por lo general amplitudes complejas.

Para determinar la distribución angular tenemos que calcular la amplitud de probabilidad, es decir:

$$\psi\psi^* = [a_s | 0 0 \rangle - a_p (1/3)^{1/2} | 1 0 \rangle] [a_s^* | 1 0 \rangle - a_p^* (1/3)^{1/2} | 1 0 \rangle] + a_p^2 [(2/3)^{1/2} | 1 1 \rangle]^2 .$$

ya que los estados  $| 1/2 \ 1/2 \rangle$  y  $| 1/2 \ -1/2 \rangle$  son ortogonales, es decir:

$$\langle j_1 \ m_1 \ | \ j_2 \ m_2 \rangle = \delta_{j_1 j_2} \delta_{m_1 m_2}$$

Para la parte angular orbital de la función de onda  $\psi$  tenemos que las  $| j' \ m' \rangle$  están dadas por los armónicos esféricos; los cuales se expresan como sigue:

$$| j' \ m' \rangle = Y_{l'}^{m'}$$

$$| 0 \ 0 \rangle = Y_0^0 = 1 ,$$

$$| 1 \ 0 \rangle = Y_1^0 = (3)^{1/2} \cos \theta ,$$

$$|1\ 1\rangle = Y_1 = -\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \sin\theta.$$

De esta forma, tenemos que la amplitud de probabilidad quedaría en la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \psi \psi^* &= |a_s|^2 + |a_p|^2 \cos^2\theta + |a_p|^2 \sin^2\theta - a_s^* a_p \cos\theta - a_s a_p^* \cos\theta \\ &= |a_s|^2 + |a_p|^2 - \cos\theta (a_s a_p^* + a_s^* a_p) \\ &= |a_s|^2 + |a_p|^2 - 2 \cos\theta \operatorname{Re}(a_s a_p^*). \end{aligned}$$

y la distribución angular es:

$$\begin{aligned} W_{1/2}(\theta) &= \frac{\psi \psi^*}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \\ &= 1 - \frac{2 \cos\theta \operatorname{Re}(a_s a_p^*)}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \\ &= 1 - \alpha \cos\theta \end{aligned}$$

$$\text{donde } \alpha = \frac{2 \operatorname{Re}(a_s a_p^*)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$$

El ángulo  $\theta$  es el medido relativo a  $\alpha$ , como se mostró en la figura anterior.

Así, tenemos que para los valores de  $m = \pm 1/2$  la distribución es:

$$W_{\pm 1/2}(\theta) = 1 \pm \alpha \cos \theta$$

La polarización se obtiene por medio de la razón siguiente:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

donde  $N^+$  significa el número de partículas con espín hacia arriba y  $N^-$  es el número de partículas con espín hacia abajo. La dirección hacia arriba o hacia abajo se supone perpendicular a la dirección del plano de dispersión. Por lo que es equivalente decir que  $P$  es el valor esperado de la componente  $\sigma_z$ , en la dirección normal a este plano.

En particular, para una polarización inicial  $P$ , caracterizada por las probabilidades  $f$  y  $(1 - f)$  de los estados  $m = 1/2$  y  $m = -1/2$ , respectivamente, y definiendo la polarización del hiperón inicial como:

$$P = f - (1 - f) = 2f - 1$$

obtenemos para la distribución angular:

$$W = f W_{1/2} + (1 - f) W_{-1/2} = f N^+ + (1 - f) N^- .$$

siendo  $N^+$  el número de  $\Lambda^0$ 's con  $m = 1/2$  y  $N^-$  con  $m = -1/2$ .

La distribución angular queda expresada como sigue:

$$\begin{aligned} W &= (1 - \alpha \cos\theta) F + (1 - F) (1 + \alpha \cos\theta) \\ &= 1 + (1 - 2F) \alpha \cos\theta \\ &= 1 - \alpha P \cos\theta \end{aligned}$$

La ecuación anterior contiene algunos aspectos importantes de la no conservación de la paridad en el decaimiento de este hiperón con espín  $1/2$ . Esto se encuentra en los términos de asimetría  $\cos\theta$  de la distribución del decaimiento, cuya magnitud está determinada por el parámetro de asimetría  $\alpha$ , así como en el término  $P$  de la polarización inicial del hiperón  $\Lambda^0$ . La presencia de tanto  $\alpha$  como de  $P$  se requiere para la observación de esta asimetría.

Los experimentos muestran que  $\alpha P$  varía entre  $-0.6$  y  $-0.2$  dependiendo del momento transversal de la  $\Lambda^0$  producida. Así la violación de la paridad en el decaimiento de la  $\Lambda^0$  se manifiesta por el grado de asimetría en el decaimiento del protón (o del pión) relativo al plano de producción. El valor para el coeficiente  $\alpha$  fue calculado por O. Overseth y R. Roth en 1967 y es  $\alpha = 0.647 \pm 0.013$ .

### 3.2 EXPERIMENTOS DE PRODUCCION INCLUSIVA Y EXCLUSIVA

Hasta ahora la polarización de hiperones se ha estudiado en reacciones inclusivas. Un proceso de producción inclusiva es aquel en el cual sólo se conoce en parte el estado final del evento, o sea dada una reacción del tipo:

$$a + b = c + X,$$

en la que se determina perfectamente el producto  $c$ , en tanto que  $a$   $X$  se le deja expresada de manera que pueda representar cualquier partícula o conjunto de partículas que completan el estado final.

Haciendo este tipo de experimentos se produjo inclusivamente en 1976 bajo la interacción de protones sobre un blanco de berilio al hiperón  $\Lambda^0$ . Es en esta ocasión cuando se registra por vez primera la polarización de este hiperón sin polarización en el estado inicial, utilizando una energía de 300 GeV/c. El experimento fue realizado en (U.S.A.) por G. Bunce, et.al.. En aquella experiencia se encontró que la polarización dependía fuertemente del momento transversal de la  $\Lambda^0$  producida, encontrándose un valor para la polarización  $P = 0.18 \pm 0.05$ . Se observó además que la  $\Lambda^0$  polarizada precesaba a través de un ángulo mayor a  $90^\circ$  formado entre el blanco de berilio y la región de decaimiento. Esta precesión fué utilizada para determinar el momento magnético de dicha partícula con mucha precisión.

Un año después se volvió a medir la polarización del hiperón  $\Lambda^0$  pero ahora utilizando un blanco de platino y variando la energía de los protones incidentes a 24 GeV/c. Los resultados en esta ocasión resultaron estar muy de acuerdo con el experimento anterior, y se reportó un valor de la polarización  $P = 0.28 \pm 0.08$ , afirmándose que la polarización aumentaba a partir de un valor del momento transverso  $P_t = 1.6 \text{ GeV}$  de la  $\Lambda^0$  producida.

Posteriores investigaciones de este fenómeno originaron la creación de modelos para explicarlo. En primera instancia, se aseguró que la presencia de polarización proveniente de la interacción

de partículas incidentes no polarizadas sobre blancos no polarizados se debía a que los efectos de espín no son despreciables en la producción de hadrones a altas energías. Así se hace el Modelo de Quarks<sup>3</sup>, el cual describe las interacciones entre hadrones en términos de interacciones elementales de los quarks constituyentes, y el Modelo de Anderson<sup>4</sup>, que describe el fenómeno en términos de la creación de un par quark - antiquark en el campo de color.

Ya para 1979 se había reportado que la polarización tenía un valor negativo<sup>5</sup>. A partir de  $P_t \sim 1.4 \text{ GeV}$  el valor de la polarización era de aproximadamente  $P \sim -0.35$  el cual cae monótonamente conforme el momento transversal  $p_t$  crece.

En 1980 se estudió el fenómeno<sup>6</sup> usando blancos de hidrógeno y deuterio para valores de momento incidente que variaban de 20 GeV/c a 28.5 GeV/c, no encontrándose ninguna dependencia entre la polarización y la energía incidente, y una  $P = -.034 \pm 0.06$  con  $P_t = 1.2 \text{ GeV/c}$ . para el blanco de hidrógeno.

En 1983 se reporta un experimento<sup>7</sup> de producción inclusiva de  $\Lambda^0$  a 12 GeV de protones sobre tungsteno con el objetivo de ver si existían diferencias apreciables con los resultados de experimentos hechos a muy altas energías. El resultado fué que se observó una polarización que crece hasta un 16% para  $p_t = 1.0 \text{ GeV}$ , y arriba de este punto tiende a disminuir.

Todos los experimentos mencionados producen la  $\Lambda^0$  inclusivamente vía el canal:

$$a + b = \Lambda^0 + X$$

lo cual ha servido en principio para observar el fenómeno así como también para medir el momento magnético de éste y de algunos otros

hiperones con mucha precisión.

De los experimentos hechos hasta 1986 podemos decir que el fenómeno de polarización presenta las características siguientes:

1) El vector de polarización debe ser perpendicular al plano de producción ya que de lo contrario se viola el principio de conservación de la paridad.

2) La polarización es negativa con respecto a la dirección  $P_{in} \times P_{\Lambda^0}$ .

3) Para  $P_t < 0.8$  GeV/c su magnitud es aproximadamente lineal con  $P_t$ , creciendo su pendiente con la  $x$  (de Feynman).

4) Para  $P_t > 1$  GeV/c su magnitud es independiente de  $P_t$  hasta un valor de  $P_t \sim 3.5$  GeV/c y es aproximadamente lineal con  $x$ .

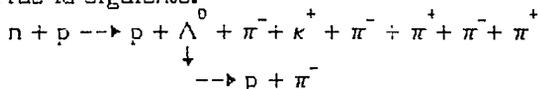
5) No se ha observado ninguna modificación en el valor de la polarización al utilizar blancos de diferentes materiales como berilio, cobre, iridio, platino, tungsteno, etc.

6) Se puede decir que no depende de la energía incidente dentro de un rango que va de 12 GeV/c a 2000 GeV/c.

Los datos que se analizaron en esta ocasión son del experimento E-766 el cual produce hadrones inclusiva y exclusivamente. Esta última se diferencia de la primera simplemente por el hecho de tener totalmente identificado el estado final.

En un experimento de producción exclusiva se conoce la topología (\* ver nota al final del capítulo) producida en cada evento por lo que se puede elegir que tipo de eventos que se van a analizar. En especial se escogieron eventos que presentaran una topología de nueve partículas, entre las cuales estuviera necesariamente la  $\Lambda^0$  y que también se encontrara registrado su decaimiento  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ .

La topología que escogimos para hacer el análisis de la polarización fue la siguiente:



Entonces para obtener el valor de  $\alpha_P$  se calculó la distribución del momento de los protones producidos en el decaimiento en la forma mencionada anteriormente.

En este análisis sin embargo no haremos la corrección al valor de la  $\alpha_P$  por la aceptación, ya que la desconocemos. La manera de calcular la aceptación del detector es mediante un programa Monte Carlo que utiliza datos reales medidos en el experimento y que reproduce las condiciones de detección de tal manera que puede obtenerse la aceptación geométrica del detector.

Existe un cálculo para la  $\alpha_P$  en el cual no se corrige por aceptación y se obtiene un valor muy bueno para la polarización (ver ref. 6).

\*La topología se entiende como la multiplicidad presentada en cada evento, aunque en nuestro caso denota además del número de partículas, el momento que presentan y su precisa identificación.

## REFERENCIAS

1. G.Bunce, R.Handler, R.March, et.al., Phys.Rev.Lett.36, 1113(1976).
2. K.Heller, O.E.Overseth et.al., Phys.Lett.68B, 480(1977).
3. K.Heller, P.T.Cox, J.Dworking et.al., Phys.Rev.Lett.41, 607(1978).
4. B.Andersson, G.Gustafson, y G.Ingelman, Phys.Lett.85B,- 417(1979).
5. S.Erhan, W.Lockman et.al., Phys.Lett.82B, 301(1979).
6. K.Raychaudhuri, D.Jensen et.al., Phys.Lett.90B, 319(1980).
7. F.Abe, K.Hara, N.Kim et.al., Phys.Rev.Lett.50, 1102(1983).
8. J.Lach, Fermilab-Conf- 85/65 presentada en el XXth Recontres de Moriond, 1985, Moriond France.
9. F.Lomanno, D.Jensen et.al., Phys.Rev.Lett. 43, 1905(1979).
10. F.Abe, K.Hara, N.Kim et.al., Journal of the Physical Society of Japan, 52, 4107(1983).
11. T.Feld, "Models of Elementary Particles"; Blaisdell Publishing Company, 1969.
12. D.H. Perkins, "Introduction to High energy Physics"; Adisson-Wesley Publishing Company, 1972.
13. Rose, M.E., "Elementary Theory of Angular Momentum", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957.
14. Hagedorn, R., "Relativistic Kinematics", W.A. Benjamin Inc, 1964.

## CAPITULO IV

### ANALISIS

#### INTRODUCCION

El análisis de los eventos registrados en cintas magnéticas se hizo en base a la elaboración de programas en computadora.

Para estudiar el fenómeno físico de la polarización de la partícula  $\Lambda^0$ , se desarrolló un programa que selecciona, entre todos los eventos considerados, aquellos que tengan partículas  $\Lambda^0$  identificadas por los productos de su decaimiento. Las partículas positivas producidas en estos decaimientos se reconocieron como protones, y las negativas como piones menos.

De esta forma, en base a las trayectorias identificadas como pertenecientes a los decaimientos de partículas  $\Lambda^0$ , se desarrolló un programa que calcula la distribución angular de los protones productos del decaimiento. El desarrollo de este programa se detalla a continuación.

Lo primero fue encontrar la masa invariante de la  $\Lambda^0$ . Para ello se hizo uso de la relación que existe entre la masa y el cuadrivector momento-energía (usando las unidades naturales  $c=1$  y  $\hbar=1$ ),  $M^2 = E^2 - P^2$ .

Esta relación ha sido empleada para la obtención de las masas invariantes de partículas elementales. En nuestro caso

procedimos a calcular la masa invariante del hiperon  $\Lambda^0$  midiendo la energía y el momento de los productos de su decaimiento. Así, con los datos obtenidos en el experimento correspondientes a la energía y el momento del protón y el pión, podemos conocer el valor de la masa invariante de esta partícula, la cual se determina en la forma siguiente:

$$M_{\Lambda}^2 = (E_p + E_{\pi})^2 - (p_p + p_{\pi})^2.$$

La masa invariante para cada evento se almacena en el histograma de la figura 3. Este histograma se obtuvo con datos inclusivos.

#### 4.1 PROGRAMA DE DISTRIBUCION ANGULAR

Conociendo los valores de los momentos y la masa invariante, se definió un sistema coordenado para cada evento de la forma siguiente: Un eje  $n_y$  normal al plano de producción de la  $\Lambda^0$ , dado por:

$$n_y = p_{in} \times p_{\Lambda} / |p_{in} \times p_{\Lambda}|,$$

donde  $p_{in}$  es el momento del haz incidente, que en este caso es de neutrones. La dirección de este haz se tomó sobre el eje z, por ser ésta una muy buena aproximación a la dirección real del haz en el experimento, y  $p_{\Lambda}$  el momento de  $\Lambda^0$ . Ambos momentos medidos en el laboratorio

El siguiente vector definido es el  $n_z$ , el cual va en la dirección de la  $\Lambda^0$  producida, es decir:

$$n_z = P_{\Lambda} / |P_{\Lambda}| .$$

El tercer vector se escoge de tal forma que tengamos un sistema coordenado derecho.

$$n_x = n_y \times n_z .$$

La distribución angular de los protones que decaen en el sistema en reposo de la  $\Lambda^0$  esta dada por:

$$W_i = 1 + \alpha P_i \cos\theta_i , \quad i = x, y, z ,$$

donde  $P_i$  es el vector de polarización de la  $\Lambda^0$  y  $\cos\theta_i$  esta dado por:

$$\cos\theta_i = K \cdot n_i \quad i = x, y, z ,$$

donde  $K$  es el vector normalizado del protón en el sistema en reposo de la  $\Lambda^0$ .

Utilizando los valores para el momento de la  $\Lambda^0$  obtenidos en el experimento podemos calcular los vectores  $n_x$ ,  $n_y$ , y  $n_z$ .

Sea  $P_{\Lambda} = P_{\Lambda} (P_{x\Lambda}, P_{y\Lambda}, P_{z\Lambda})$  el momento de  $\Lambda^0$  medido en el laboratorio, y recordando la aproximación para el haz de neutrones incidente, tenemos que  $P_{in} = (0, 0, P_{zin})$ .

De esta forma tenemos que las componentes de  $n_y$  son:

$$n_{yx} = -P_{y\Lambda} (P_{y\Lambda}^2 + P_{x\Lambda}^2)^{-\frac{1}{2}} ,$$

$$n_{yy} = P_{x\Lambda} (P_{y\Lambda}^2 + P_{x\Lambda}^2)^{-\frac{1}{2}} \quad y$$

$$n_{yz} = 0 .$$

Para  $n_z$  tenemos:

$$n_{zx} = p_{x\Lambda} / |p_\Lambda|, \quad n_{zy} = p_{y\Lambda} / |p_\Lambda|, \quad n_{zz} = p_{z\Lambda} / |p_\Lambda|,$$

donde  $|p_\Lambda| = (p_{x\Lambda}^2 + p_{y\Lambda}^2 + p_{z\Lambda}^2)^{1/2}$ .

Por último, para  $n_x$  las componentes son:

$$n_{xx} = p_{x\Lambda} p_{z\Lambda} [ |p_\Lambda|^2 (p_{x\Lambda}^2 + p_{y\Lambda}^2) ]^{-1/2},$$

$$n_{xy} = p_{y\Lambda} p_{z\Lambda} [ |p_\Lambda|^2 (p_{x\Lambda}^2 + p_{y\Lambda}^2) ]^{-1/2},$$

$$n_{xz} = -(p_{y\Lambda}^2 + p_{x\Lambda}^2) [ |p_\Lambda|^2 (p_{x\Lambda}^2 + p_{y\Lambda}^2) ]^{-1/2},$$

La distribución angular puede determinarse conociendo el valor del momento de los protones productos del decaimiento en el sistema en reposo de la  $\Lambda^0$ , es por esta razón que efectuamos una transformación de Lorentz para obtener el momento del protón en dicho sistema.

Sea  $K^*$  el sistema en reposo de  $\Lambda^0$ , entonces la ecuación de transformación del momento  $p$  del protón del laboratorio al sistema en reposo de la  $\Lambda^0$  es:

$$p^* = p + \beta\gamma [ \gamma(\gamma + 1)^{-1} \beta \cdot p - E ]$$

donde  $\beta = p_\Lambda / E_\Lambda$ ,  $\gamma = E_\Lambda / M_\Lambda$  en el laboratorio.

La ecuación anterior es la ecuación de transformación en su forma general. Sin embargo, como estamos haciendo uso de la aproximación para el momento de los neutrones incidentes diciendo que viajan a lo

largo de la dirección  $z$ , utilizamos la matriz de transformación:

$$\begin{bmatrix} E^* \\ P^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ P \end{bmatrix}$$

Una vez obtenidos los valores del momento del protón en el sistema en reposo de  $\Lambda^0$  calculamos sus componentes normalizadas (es decir  $K_x, K_y, K_z$ ) y finalmente los cosenos en cada dirección.

Los resultados obtenidos con este programa se muestran en los histogramas de la figura 4.

En la figura 4c se observa que para un cierto rango en la distribución angular  $W_z(\theta)$  no se presentan entradas. Debido a esto, se consideró la posibilidad de que existía una inadecuada selección de datos para los eventos analizados, desarrollándose para su investigación un programa Monte Carlo que simulara el decaimiento de una partícula a dos cuerpos.

## 4.2 PROGRAMA MONTE CARLO

Para hacer la simulación del proceso físico con un Monte-Carlo en el sistema de laboratorio se utilizaron expresiones que tuvieran los términos de las masas involucradas en el decaimiento, las energías de las partículas hijo, así como el momento total de cada una de ellas.

Estos cálculos se hicieron primero en el sistema en reposo de la partícula que decae y posteriormente se hizo la transformación al sistema de laboratorio. Las energías de las partículas hijo vistas

desde el sistema en reposo de la partícula madre son:

$$E_1^* = [M^2 + (m_1^2 - m_2^2)] / 2M$$

$$E_2^* = [M^2 - (m_1^2 - m_2^2)] / 2M$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a las partículas hijo, y M a la partícula madre. En la expresión anterior se cumple que:

$$E_1^* + E_2^* = M$$

Lo anterior se realizó para dos partículas,  $K^0$  y  $\Lambda^0$  ya que se pensó que la región donde no se presentaron entradas podría estar generada porque primero se seleccionaron para la muestra a analizar las  $K^0$  y después las  $\Lambda^0$ .

El momento total de las partículas hijo vistas en el sistema en reposo de la partícula madre esta dado por:

$$|p^*|^2 = |p_1|^2 = |p_2|^2$$

$$= \frac{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}{4M^2}$$

Con esta información se hizo una transformación de Lorentz del sistema en reposo de la partícula madre al sistema de laboratorio.

Se utilizó en este cálculo el hecho de tener una  $\Lambda^0$  y una  $K^0$  en la dirección del eje z, es decir, un momento longitudinal en esta

dirección con una magnitud de  $p_z = 3$  Gev., la cual resulta ser una aproximación del momento total encontrado experimentalmente para la lambda, así como un momento transversal  $p_T = (p_x + p_y)^{1/2} = 0$ .

Las cantidades  $\gamma$  y  $\beta$  para la partícula  $\Lambda^0$  están dadas por:

$$\gamma = (E/M)_{\Lambda^0} \quad \beta = (p/E)_{\Lambda^0}$$

Siendo  $p_{\Lambda^0} = (0,0,3)$  y  $E_{\Lambda^0}^2 = M_{\Lambda^0}^2 + p_{\Lambda^0}^2$ .

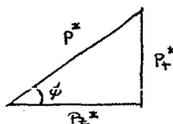
Por otra parte, tenemos que  $p^{*2}$ , el momento total de cada partícula hijo visto desde el sistema en reposo de la partícula madre, debe cumplir lo siguiente:

$$\begin{aligned} p^{*2} &= p_{x_i}^{*2} + p_{y_i}^{*2} + p_{z_i}^{*2} \\ &= p_{T_i}^{*2} + p_{z_i}^{*2} \end{aligned}$$

Donde  $p_{T_i}^*$  es el momento transversal de la partícula  $i$  en el sistema en reposo de la partícula madre.

Es decir, para la partícula 1 tenemos:

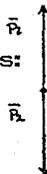
$$\begin{aligned} p_{T_1}^* &= p^* \sin \phi \\ p_{z_1}^* &= p^* \cos \phi \end{aligned}$$



En el sistema en reposo de la partícula madre tenemos:

$$p_1^* = -p_2^*$$

por lo que :



$$P_{Z_2}^* = -P_{Z_1}^* = -p^* \cos \phi .$$

Para generar los valores posibles que pudiera tomar el ángulo  $\phi$ , se desarrolló una subrutina que generara al azar números comprendidos entre 0 y 1. Llamando a este número  $Z$ , tenemos de este modo que  $\phi = 2\pi Z$ , teniendo de esta forma un ángulo generado al azar entre 0 y  $2\pi$ .

Así, aplicando la transformación de Lorentz para obtener las componentes del momento vistas en laboratorio tenemos:

$$P_{Z_1} = (E/M)_{\Lambda^0} \left[ (p/E)_{\Lambda^0} E_1^* + p^* \cos \phi \right]$$

$$P_{Z_2} = (E/M)_{\Lambda^0} \left[ (p/E)_{\Lambda^0} E_2^* - p^* \cos \phi \right]$$

$$P_{T_1} = P_{T_2} = p^* \sin \phi$$

### 4.3 ANALISIS

Para conocer el comportamiento de las componentes  $z$  de los momentos de las partículas hijo, tanto de la  $\Lambda^0$  como de la  $K^0$ , se definió para ambos decaimientos una cantidad  $A$  dada por la expresión:

$$A = \frac{P_{Z_1} - P_{Z_2}}{P_{Z_1} + P_{Z_2}}$$

Esta cantidad se graficó contra el momento transversal total  $p_T$  (el cual tiene el mismo valor para ambas partículas hijo), y la cual se

encuentra en la figura 5. En este histograma, solo las partes de las curvas con momento transversal mayor o igual a cero tienen significado físico.

Utilizando las partes de estas curvas en donde  $p_T \geq 0$ , y haciendo un cambio de escala, obtenemos la gráfica que se muestra en la figura 6. De este modo observamos que existe un punto, en la intersección de las dos curvas, para el cual se tiene un mismo valor tanto para el momento transversal de la  $\Lambda^0$  como para el  $K^0$ .

Analizando el programa de reconstrucción se observa que primero se escogen los kaones neutros, incluyendo los que cinemáticamente son confundibles con  $\Lambda^0$ . De esta forma el banco de  $\Lambda^0$  carece de aquellas  $\Lambda^0$  que se confunden con  $K^0$  dando lugar al hueco observado en el histograma de la figura 4c.

Motivados por este resultado decidimos analizar las observables que dan lugar a los tres histogramas de la figura 4 pero para diferentes tipos de partículas neutras, así como combinaciones de ellas. En la figura 7 se muestran los histogramas para kaones sin incluir los de la intersección de la figura 6. En la figura 8 se muestran los resultados para el decaimiento de las partículas  $\Lambda^0$  o  $K^0$  que son confundibles, i.e., que dan lugar a la intersección de la figura 6. En la figura 9 incluimos por completez la producción de pares  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ . En la figura 10 se incluyen los resultados con  $K^0$  y  $\Lambda^0 K^0$ , siendo estos últimos los que no están unívocamente determinados. En la figura 11 se muestran los resultados que incluyen  $\Lambda^0$  y  $K^0 \Lambda^0$ .

Con el objeto de mejorar la muestra de  $\Lambda^0$  s se introducen los siguientes cortes:

Se introdujeron cortes en el momento perpendicular de la  $\Lambda^0$ ,

tomándose sólo aquellas que tuvieran un momento perpendicular mayor que 1 Gev.

Se introdujo también un corte en la distancia viajada por la  $\Lambda^0$ , analizándose aquellas que tuvieran una distancia recorrida mayor que una pulgada. El tercer corte que se hizo consistió en tomar aquellas  $\Lambda^0$ 's cuyo  $\cos\theta \leq 0.995$ , siendo  $\theta$  el ángulo formado por el momento de la  $\Lambda^0$  y el neutrón incidente. Con esta restricción se eliminaban aquellas  $\Lambda^0$  que tuvieran una dirección perpendicular a la dirección del haz de neutrones.

En la figura 12 se muestran los resultados de  $\Lambda^0$  incluyendo  $\Lambda^0 K^0$  (las ambiguas) pero incluyendo los cortes arriba mencionados para mejorar la muestra en el caso de los datos inclusivos. En la figura 13 se muestran histogramas para  $K^0$  y  $\Lambda^0 K^0$  con datos inclusivos.

En la figura 14 se obtiene nuevamente la distribución del  $\cos\theta$  para la  $\Lambda^0$  para datos inclusivos utilizando la información obtenida en los histogramas anteriores. De esta forma se ha obtenido una distribución más confiable de estos datos.

## CONCLUSIONES

El objetivo ulterior de esta tesis es medir la polarización en eventos exclusivos como función de la topología del estado final. La polarización de la  $\Lambda^0$  se conoce en reacciones inclusivas por lo que nuestro análisis debe comenzar en ese punto.

Hemos analizado datos inclusivos de la corrida de 1984 del experimento 766 y se han obtenido también resultados de la corrida de 1985, sobre datos en que se conoce el momento de todas las partículas del estado final. Esto es lo que a este nivel se ha denominado exclusivo. Es claro que se requiere medir velocidades para identificar el estado final y así determinar la topología, pero eso se dejará para un análisis posterior.

Esta tesis presenta la muestra de datos adecuada para la determinación de la polarización de la  $\Lambda^0$ . Aún cuando el objetivo principal con el cual iniciamos este trabajo fué modificado pensamos que es interesante tener la oportunidad de trabajar directamente con datos provenientes de un experimento real, y así poder constatar que un análisis requiere mucho más trabajo del que se piensa inicialmente.

De los histogramas obtenidos en la figura 14 podemos decir que el paso final para la determinación de la polarización del hiperón  $\Lambda^0$  es corregir por la aceptación del detector ( la cual como se sabe es obtenida mediante una simulación del detector con un programa Monte Carlo) el valor de la  $\alpha P$ .

Pueden hacerse más restricciones sobre el banco de datos, por ejemplo elegir aquellas distribuciones que proporcionen el tiempo de

vida media correcto de esta partícula. Esto nos llevaría a efectuar cortes de forma tal que se eliminen las  $\Lambda^0$  que decaen muy rápido y que son muy difíciles de distinguir del vértice principal y/o aquellas que por el hecho de que decaen muy tarde el detector no alcanza a reconstruir los productos del decaimiento.

Una vez obtenida la polarización de la  $\Lambda^0$  en eventos en los que se conozca la topología sera posible entablar una comparación entre estos resultados y los obtenidos con datos inclusivos, de tal manera que pueda determinarse la posible dependencia de este fenómeno con la topología presentada en cada evento.

TABLA I

E = 1 GeV.	Partícula	Tiempo de Vuelo ( $\tau$ : ns)
	$\pi$	9.086
	$K^+$	10.034
	p	12.339

---

E= 3 GeV.	Partícula	Tiempo de Vuelo ( $\tau$ : ns)
	$\pi$	9.009
	$K^+$	9.120
	p	9.429

Diferencias de tiempos de vuelo para E= 1 GeV.

$$| \tau_{\pi} - \tau_{K^+} | = | 9.086 - 10.034 | = 0.948 \text{ ns.}$$

$$| \tau_{\pi} - \tau_p | = | 9.086 - 12.339 | = 3.253 \text{ ns.}$$

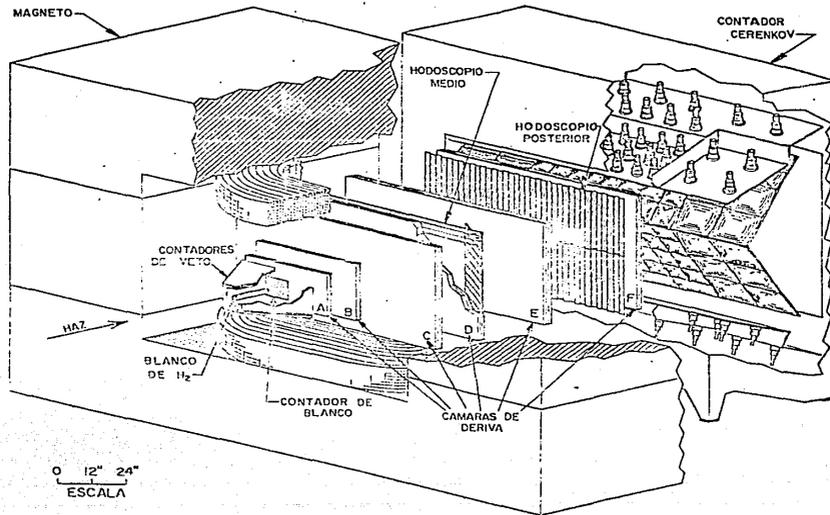
$$| \tau_{K^+} - \tau_p | = | 10.034 - 12.339 | = 2.305 \text{ ns}$$

Diferencias de tiempos de vuelo para E = 3 GeV.

$$| \tau_{\pi} - \tau_{K^+} | = | 9.009 - 9.120 | = 0.111 \text{ ns.}$$

$$| \tau_{\pi} - \tau_p | = | 9.009 - 9.429 | = 0.420 \text{ ns.}$$

$$| \tau_{K^+} - \tau_p | = | 9.120 - 9.429 | = 0.309 \text{ ns.}$$



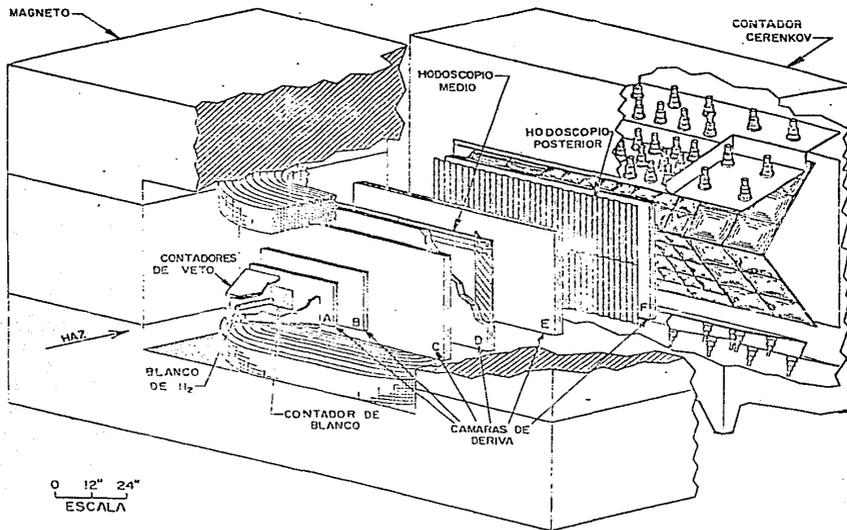
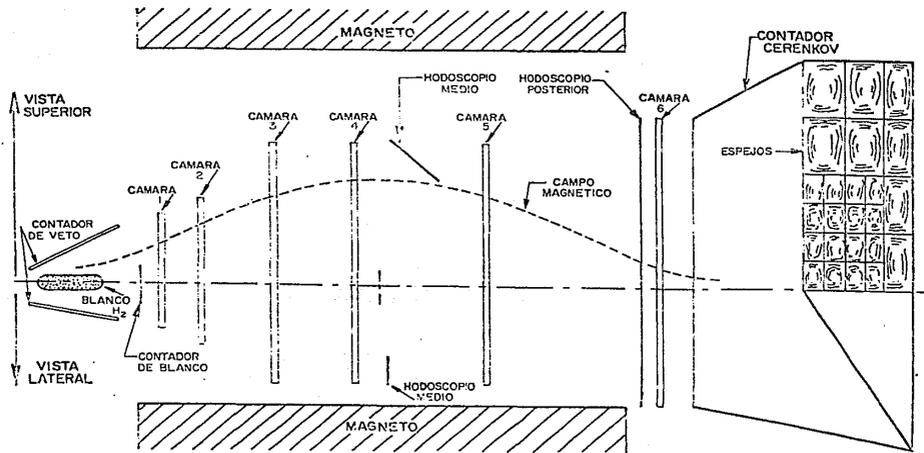


FIG.1 Espectrómetro de multipartículas. Experimento E-766



ESC: I:17

Fig.2 Vista esquemática del detector





```

CHANNELS 10 U O          1          2          0 A
1. N 1234567890123456789012345 V B
*****

ASN      *      :      *      ABN
DVE      *      :      *      DVE
92      *      :      *      25
84      *      :      *      24
76      *      :      *      23
68      *      :      *      22
A 4      *      :      *      21
52      *      :      *      20
44      *      :      *      19
36      *      :      *      18
28      *      :      *      17
2      *      :      *      16
12      *      :      *      15
04      *      :      *      14
04      *      :      *      13
12      *      :      *      12
2      *      :      *      11
28      *      :      *      10
36      *      :      *      9
44      *      :      *      8
52      *      :      *      7
6      *      :      *      6
68      *      :      *      5
76      *      :      *      4
84      *      :      *      3
92      *      :      *      2
1      *      :      *      1
UND      *      :      *      UND
*****

LOW-ENGE -0.4 0 0.4 Ptransversal
*10** 1 433442111 11122333 (Revs)
0 0690740741841148147047036
0 0244208442046380246802468

```

```

# ENTRIES = 100000 PLOT I I
# SATURATION AT= INFINITY I 10000 I
# SCALE = 2.31 A.B. STATISTICS I I
# STEP = 1 * MINIMUM=0 I I

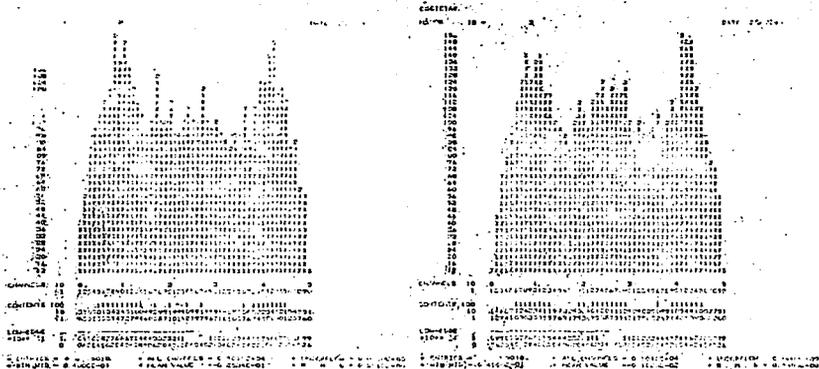
```

Fig. 5 Histograma en dos dimensiones para A vs. Pt





FIGURA 7



(a)

HISTON	ID	DATE
430	4	
433	712	
400	7422	
402	7422	
370	7422	
372	7422	
360	7422	
340	7422	
330	7422	
310	7422	
300	7422	
280	7422	
270	7422	
250	7422	
240	7422	
230	7422	
210	7422	
190	7422	
180	7422	
160	7422	
150	7422	
130	7422	
120	7422	
100	7422	
90	7422	
70	7422	
60	7422	
50	7422	
30	7422	
18	7422	

(b)

HISTON	ID	DATE
430	4	
433	712	
400	7422	
402	7422	
370	7422	
372	7422	
360	7422	
340	7422	
330	7422	
310	7422	
300	7422	
280	7422	
270	7422	
250	7422	
240	7422	
230	7422	
210	7422	
190	7422	
180	7422	
160	7422	
150	7422	
130	7422	
120	7422	
100	7422	
90	7422	
70	7422	
60	7422	
50	7422	
30	7422	
18	7422	

(c)

Distribucion del coseno(e) para kaones con datos inclusivos.





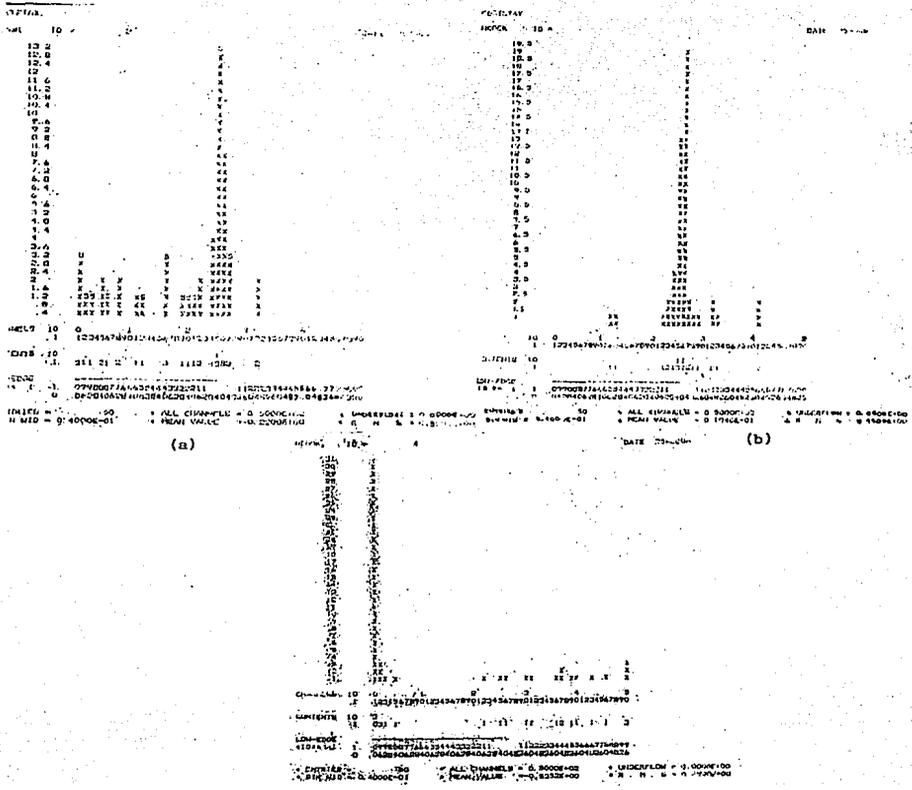


Fig. 9 Distribución del coseno ( $\theta$ ) para producción de partes  $e^+$  e  $e^-$  con datos exclusivos.





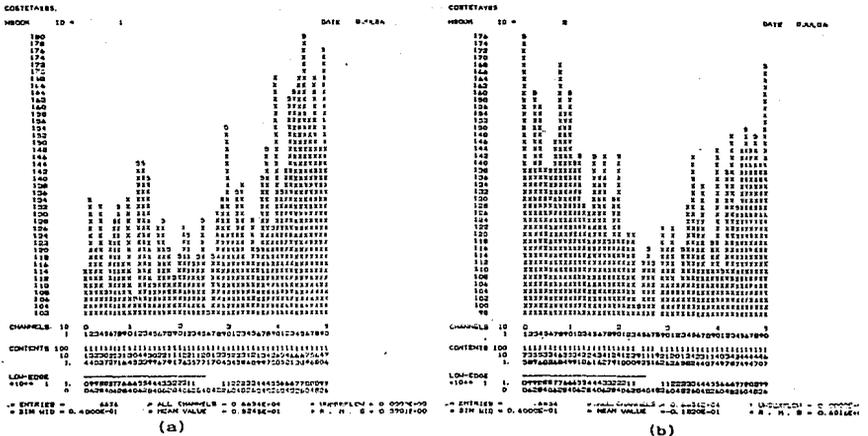


Fig. 11 Distribución del coseno ( $\xi$ ) para lambda cero y lambda cero o kaones con datos exclusivos.









## APENDICE A

### DEDUCCION ALTERNATIVA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR

Un operador unitario que corresponde a una transformación continua puede ser escrito como:

$$U(\epsilon) = e^{i\epsilon F}$$

donde  $F$  es llamado generador del operador  $U$  y  $\epsilon$  es un parámetro real. Una rotación puede especificarse convenientemente por sus ángulos de Euler  $(\alpha, \beta, \gamma)$  de un sistema de coordenadas  $\Sigma$  a un sistema  $\Sigma_f$ :

- a) Una rotación alrededor del eje  $z$  en un ángulo  $\alpha$  haciendo el cambio de sistema de coordenadas  $\Sigma(x, y, z) \rightarrow \Sigma'(x', y', z')$ .
- b) Una rotación alrededor del eje  $y'$  en un ángulo  $\beta$  haciendo el cambio de sistema de coordenadas  $\Sigma'(x', y', z') \rightarrow \Sigma''(x'', y'', z'')$ .
- c) Una rotación alrededor del eje  $z''$  en un ángulo  $\gamma$  haciendo el cambio de coordenadas  $\Sigma''(x'', y'', z'') \rightarrow \Sigma_f(x_f, y_f, z_f)$ .

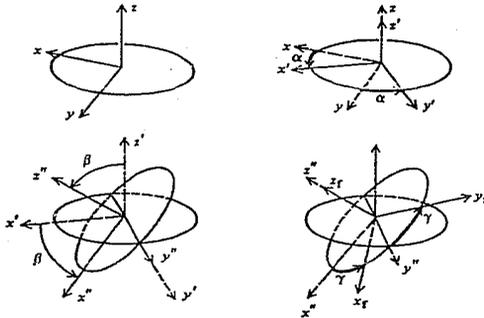
Los intervalos de estas rotaciones son :

$$0 \leq \alpha \leq 2\pi$$

$$0 \leq \beta \leq \pi$$

$$0 \leq \gamma \leq 2\pi$$

Lo anterior se muestra en el siguiente diagrama:



Consideremos como actúa este operador en los eigenestados de  $J_z$ .

El operador correspondiente a la rotación está dado por:

$$U(R(\alpha, \beta, \gamma)) = U(Z''') U(Y'') U(Z')$$

$$= e^{-i\gamma J_z'''} e^{-i\beta J_{y'}} e^{-i\alpha J_z}$$

Para escribir esta rotación en términos de los ejes no primados

tomamos el hecho de que  $J_y'$  es el generador de rotación alrededor de  $y'$  obtenido al rotar  $y$  con  $Z_\alpha'$ , y de que  $J_y'$  está dado por:

$$J_y' = U(Z_\alpha') J_y U(Z_\alpha')^\dagger$$

haciendo lo mismo para  $U(Z_\gamma')$  y  $U(Y_\beta')$  tenemos que :

$$U(R(\alpha, \beta, \gamma)) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}$$

Aplicando el operador de rotación a una eigenfunción de momento angular  $\psi(j, m)$  tenemos:

$$\begin{aligned} U(R(\alpha, \beta, \gamma)) \psi(j, m) &= e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} \psi(j, m) \\ &= e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-im\gamma} \psi(j, m) \end{aligned}$$

$J_y$  carece de elementos de matriz no nulos solo entre estados de la misma  $j$ , así, la posibilidad es que  $e^{-i\beta J_y} \psi(j, m)$  sea una combinación de estados  $\psi(j, m')$ .

Los coeficientes de esta combinación lineal se denotan por :

$$d_{m', m}^j(\beta)$$

de tal forma que:

$$e^{-i\beta J_y} \psi(j, m) = \sum_{m'=-j}^j \psi(j, m') d_{m', m}^j(\beta)$$

De esta manera el operador de rotación aplicado a la eigenfunción  $\psi$  quedaría de la forma siguiente:

$$U(R(\alpha, \beta, \gamma)) \psi(j, m) = \sum_{m'=-j}^j \psi(j, m') D_{m', m}^j(\alpha, \beta, \gamma)$$

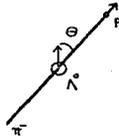
donde  $D_{m', m}^j(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-im'\alpha} d_{m', m}^j(\beta) e^{-im\gamma}$

las funciones D se conocen como funciones de Wigner.

Como una aplicación de los estados transformados por rotaciones, tomemos el caso del decaimiento de la lambda cero:

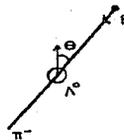
La amplitud para el decaimiento de la lambda en reposo, con la emisión de un protón cuya dirección de movimiento y el espín de la lambda forman un ángulo  $\theta$  esta dado por:  $(J_{\Lambda^0} = 1/2, m_{\Lambda^0} = 1/2)$

$$d_{1/2, 1/2}^{1/2}(\theta) = \cos \frac{\theta}{2}$$



para un protón con espín en la dirección de su movimiento, y :

$$d_{-1/2, 1/2}^{1/2}(\theta) = \sin \frac{\theta}{2}$$



para un protón con espín en la dirección contraria a su movimiento.

Como ambas amplitudes son físicamente distinguibles debido a la polarización del protón, tenemos, sumando ambas probabilidades la distribución angular del protón:

$$W_{\Lambda^0 \ 1/2}(\theta) = |a|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + |b|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

usando  $\sin^2 \theta = \frac{1 - \cos \theta}{2}$  y  $\cos^2 \theta = \frac{1 + \cos \theta}{2}$

tenemos que:

$$W_{\Lambda^0 \ 1/2}(\theta) = 1 + \alpha \cos \theta$$

$$\text{donde } \alpha = \frac{|a|^2 - |b|^2}{|a|^2 + |b|^2}$$

Si la paridad se conservara, debería cumplirse lo siguiente:  $|a|^2 = |b|^2$ . Y no se observaría ninguna asimetría en la distribución angular.

Tomando  $J_{\Lambda^0} = 1/2$  y  $m_{\Lambda^0} = -1/2$ , tenemos análogamente:

$$W_{\Lambda^0 \ -1/2}(\theta) = 1 - \alpha \cos \theta$$

Una muestra de  $\Lambda^0$ s con polarización  $P_{\Lambda^0}$  corresponde a fracciones  $1/2 (1 + P_{\Lambda^0})$  con  $m_{\Lambda^0} = 1/2$  y  $1/2 (1 - P_{\Lambda^0})$  con  $m_{\Lambda^0} = -1/2$ . Así, la distribución angular quedaría:

$$W_{\Lambda^0}(\theta) = 1 + \alpha P_{\Lambda^0} \cos \theta$$

$P_{\Lambda^0}$  medida en el sistema en reposo de la  $\Lambda^0$ .

Sin embargo dado que  $P_{\Lambda^0}$  no se puede calcular independientemente, sino que lo que se encuentra es el valor del producto  $\alpha P_{\Lambda^0}$ , el valor de  $\alpha$  se encuentra mediante el cálculo de la polarización longitudinal del protón emitido por  $\Lambda^0$ 's no polarizadas en reposo. El valor esperado de la helicidad del protón en una muestra de  $\Lambda^0$ 's no polarizadas es:

$$P_p = \frac{1}{2} \frac{|a_+|^2 - |a_-|^2}{|a_+|^2 + |a_-|^2}$$
$$= \frac{1}{2} \alpha .$$

donde  $a_+$  y  $a_-$  son las amplitudes para las helicidades del protón.