

2ij-58

# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



## ANALISIS DE UNA TOPOLOGIA EXCLUSIVA DE PRODUCCION HADRONICA DE LAMBDA CERO

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:  
F I S I C O  
P R E S E N T A  
ALEJANDRO MIGUEL TORRES DELGADO  
MEXICO, D. F. 1988



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **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

RESUMEN .....	0.
INTRODUCCION .....	1.
CAPITULO I    FUNDAMENTOS CONCEPTUALES Y FENOMENOLOGICOS.....	3.
1. Fuentes y Campos de Interacción 2. Tiempo de Vida y Distribución de Energía en el Centro de Masa de una Partícula que Decae 3. Fundamentos de Teoría de Grupos 4. El Grupo de Rotaciones 5. Los Grupos de Lorentz y Poincaré 6. Representación de Estados de Helicidad 7. Isospín y Extrañeza 8. Fenomenología de Hadrones	
CAPITULO II    DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO.....	22.
1. Objetivo del Experimento 2. Producción del Haz y Espectrómetro de Multipartículas 3. Contadores de Veto y de Blanco 4. Contador Cerenkov y Hodoscopios 5. Cintas primarias y secundarias. Transferencia final de datos.	
CAPITULO III    ANALISIS EXPERIMENTAL.....	28.
1. Selección de Eventos e Identificación de Partículas 2. Identificación de la Resonancia $K^{*0}$ 3. Análisis de Eventos $K^{*0}$	
CONCLUSIONES .....	35.
BIBLIOGRAFIA .....	37.

## RESUMEN

Datos experimentales inducidos por la reacción hadrónica  $np$  a 28 GeV, proporcionados por un espectrómetro de multipartículas, han sido utilizados para identificar la topología exclusiva:

$$\Lambda^0 K^+ p \pi^- (\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-).$$

Se presenta una breve descripción del dispositivo experimental. Se implementa un método de selección de la resonancia  $K^{*0}$ , considerando un proceso de producción de extrañeza. Del análisis de las posibles correlaciones que presenten las partículas del estado final se encuentra que cada evento se genera alrededor del plano de producción de las partículas extrañas. Se propone un método para medir la polarización de la  $\Lambda^0$ . No se ha trabajado con ningún modelo de producción de partículas.

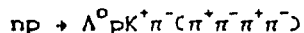
## INTRODUCCION

El análisis de la estructura de la materia a escala nuclear, dió paso al surgimiento de lo que se ha dado en llamar 'Física de Partículas Elementales'. Si bien, la Física Nuclear proporcionó en principio, un método de trabajo e ideas para interpretar los resultados, que tanto experimentales como teóricos han aprovechado al máximo, tratando de conservar en lo posible un paralelismo en ambos niveles, se ha llegado al punto, hará una década, en que la Física de Partículas alcanzó el umbral de tal analogía. La fenomenología subyacente en ambos procesos, como hoy se entiende, es esencialmente distinta; su desarrollo a mediano plazo rebasa los límites de la creatividad individual, dependiendo en gran medida de la cooperación entre las naciones líderes y de los grupos científicos. La Física de Partículas vista como una teoría de primeros principios presenta aún graves problemas conceptuales, baste pensar en el término de 'partícula elemental puntual' y en el significado físico de atribuirle números cuánticos, como el espín intrínseco y la carga a un sistema que no tiene estructura interna. No se intenta discutir tales problemas; por el contrario, siguiendo la tradición de los experimentales, se describirá de manera breve lo que se conoce a nivel fenomenológico y se tratará de ser formal hasta donde sea posible.

Para esto, uno debe situarse en el marco de referencia estándar; los conceptos y definiciones presentados en el capítulo primero son básicos en el desarrollo del trabajo. Las secciones dedicadas a Teoría de Grupos tienen la finalidad de presentar el formalismo de las representaciones de estados de Helicidad, los cuales son construídos a partir del Grupo de Poincaré, así como su aplicación para determinar la amplitud de transición del decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ . Rotaciones y 'boost' son ampliamente utilizados en el análisis de datos. El formalismo desarrollado no es vano, por el contrario, intenta esclarecer el significado de 'invariancia' y su relación con la teoría de grupos.

En el presente experimento, efectuado en el Laboratorio Nacional de Brookhaven N.Y., se logra reconstruir las topologías inducidas por las reacciones hadrónicas np y pp donde se producen altas multiplicidades en el estado final. No se pretende verificar o rebatir predicciones

teóricas de las interacciones hadrónicas, sino simplemente construir un método de observación directa de las variables dinámicas que se presenten en tales procesos. El capítulo dos es dedicado a la descripción del mecanismo experimental. Se ha escogido la reacción



suponiendo que la producción de la partícula  $\Lambda^0$  es esencialmente difractiva, de la misma forma como se ha inferido con los resultados reportados del análisis de la  $\Xi^-(*)$ . Los datos experimentales, proporcionados por un espectrómetro de multipartículas, han sido registrados en cintas magnéticas de alta densidad. Su lectura es llevada a cabo mediante una serie de programas de computadora. En las cintas disponibles ya se ha reconstruido el vértice asociado a la lambda.

La determinación de vértices secundarios debidos a resonancias que decaigan por interacción fuerte es fundamental para llevar a cabo un análisis de las posibles correlaciones entre las partículas de estado final. Se ha supuesto que la interacción np induce un proceso de producción asociada de extrañeza, generándose un sistema  $s\bar{s}$  cuyo rompimiento da lugar al par  $(AK^*)$  con la característica de que ambas partículas salen con momentos en el centro de masa del sistema np aproximadamente iguales. El análisis experimental se presenta detalladamente en el capítulo tres. No se ha considerado en ningún momento ni la aceptación geométrica del detector ni algún modelo de producción de las partículas de estado final.

(\*) Ver Chuch M.

## CAPITULO I

## FUNDAMENTOS CONCEPTUALES Y FENOMENOLOGICOS.

### 1. FUENTES Y CAMPOS DE INTERACCION.

Se entiende por partícula cualquier sistema mecánico-cuántico con cuadrimomento total  $P^\mu$ , que existe solo para un rango 'pequeño' del valor esperado de  $P^\mu_\mu$ ; el que tan pequeño pueda ser este intervalo queda determinado por el principio de incertidumbre de Heisenberg: depende del orden del tiempo de existencia del sistema en dicho estado. Si  $P^\mu_\mu = m^2$ , donde  $m$  es la masa de la partícula, se dice que esta es real; en caso contrario se trata de una partícula virtual. De acuerdo a esta definición los estados base y excitado de un sistema cuántico son partículas diferentes.

En la actualidad se ha logrado caracterizar a los centenares de partículas conocidas por una docena de números cuánticos como la masa, la carga, el espín intrínseco e isotópico, la extrañeza, las cargas leptónica y bariónica, el momento magnético y eléctrico, la paridad, el encanto, el color, etc. Originalmente se llegó a manejar una clasificación muy general que consideraba el valor de la masa de dichas partículas respecto a la del protón, obteniéndose tres grandes familias: los leptones, los mesones y los bariones. El descubrimiento de partículas más pesadas que el protón, que obedecían la estadística de Bose-Einstein característica de los mesones, condujo a implementar una clasificación que considerara el tipo de interacción que presentaban. La 'intensidad' de dicha interacción se mide en términos de una constante adimensional, la constante de acoplamiento  $g$ . La Tabla 1 resume los cuatro tipos de interacción hasta ahora conocidos así como la definición de su respectiva constante  $g$ . En el presente trabajo se hace uso del sistema de unidades naturales donde  $\hbar = c \equiv 1$ .

Fenomenológicamente se ha observado que una partícula fuente de cierta interacción, lo es también de las interacciones de menor intensidad pero no viceversa. A las partículas fuente de las interacciones fuertes se les denomina hadrones; en su defecto se les llama léptones. Los hadrones fermiónicos son también conocidos como Bariones, y los hadrones bosónicos como Mesones. Los portadores del cuanto del campo de interacción son los bosones de norma; en el caso de

las interacciones hadrónicas se trata de los gluones, para las interacciones electromagnéticas es el fotón y para las débiles, los bosones  $W^{\pm}, Z^0$ .

**FUERTE**

$$f^2/\hbar c \cong 1$$

Comprende la interacción de Yukawa y las interacciones nucleónicas.

**ELECTROMAGNETICA**

$$e^2/\hbar c \cong 1/137$$

Interacción Coulombiana.  $\gamma$  es la razón de la energía de repulsión electrostática entre dos electrones por unidad de longitud a la energía en reposo del electrón.

**DEBIL**

$$g/mc^2(\hbar/mc)^3 \cong 10^{-5}$$

Presente en el decaimiento  $\beta$ :  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ .  $G$  es la razón de la constante de Fermi para dicho decaimiento a la energía en reposo del protón por unidad de su longitud de onda Compton al cubo.

**GRAVITACIONAL**

$$Gm^2/\hbar c \cong 10^{-34}$$

Interacción newtoniana.  $\gamma$  es la razón de la energía de atracción gravitacional entre dos protones por unidad de longitud a la energía en reposo del protón. Debido a su baja intensidad se considera despreciable.

TABLA 1

**2. TIEMPO DE VIDA Y DISTRIBUCION DE ENERGIA EN EL CENTRO DE MASA DE UNA PARTICULA QUE DECAE.**

Al estudiar el conjunto de los hadrones, se observan casos en que dos o tres partículas con el mismo espín y paridad intrínseca, difieren hasta en decenas de MeV en el valor de su masa y, por supuesto, en su carga eléctrica. A estas clases se les denomina multipletes de espín isotópico. Considérese un sistema constituido por partículas del mismo espín isotópico y de igual carga eléctrica, que viajan libremente con velocidad  $v$ . La experiencia muestra que la rapidéz con que decae dicho



sistema es proporcional al número de partículas  $N(\tau)$  que exista para un tiempo dado:

$$dN(\tau) = -\Gamma N(\tau) d\tau/h$$

lo que implica

$$dN/dt = -\Gamma N \, d\tau/dt = -\Gamma N/\gamma,$$

que integrada toma la forma:  $N(\tau) = N_0 \cdot \exp -\Gamma(\tau-\tau_0)$ , donde  $\tau, \tau_0$  son los tiempos medidos en el marco de reposo de la partícula observada. Si se promedia el tiempo que vive cada uno de los elementos del sistema se obtiene que:

$$\frac{\int_0^{\infty} \tau N(\tau) d\tau}{\int_0^{\infty} N(\tau) d\tau} = \Gamma^{-1}.$$

i.e., después de  $\tau = \Gamma^{-1}$  segundos, el número de partículas decrece en una proporción  $1/e$  respecto al sistema original;  $\Gamma^{-1}$  se define como el tiempo de vida propio de dicha clase de partículas, y depende del espacio fase disponible así como del elemento de la matriz del operador de transición  $T$  que gobierna el proceso de decaimiento  $a \rightarrow bc$ , i.e.,  $\langle bc | T | a \rangle$ . Se entiende por espacio fase la distribución de las variables canónicas conjugadas  $(r, p)$ , medidas en el centro de masa del sistema cuántico, que satisfacen ciertas relaciones dadas por las leyes de conservación. En el caso de un proceso de decaimiento el espacio fase da información de los estados cinéticamente accesibles al sistema. Sin embargo, los estados dinámicamente posibles son determinados por los elementos  $\langle bc | T | a \rangle$ .

Una partícula estable puede detectarse por dispositivos electrónicos o por métodos indirectos con ayuda de una cámara de burbujas o un espectrómetro de multipartículas. Dentro de la familia de los hadrones, el protón es la única partícula de la cual no se tiene aún referencia experimental de que decaiga. El neutrón y los piones  $\pi^{\pm}$  viven 14.06 min y  $2.5 \times 10^{-8}$  seg respectivamente. Los hadrones que decaen débilmente como el hiperón  $\Lambda^0$  o los mesones  $K^{\pm}$  llegan a vivir  $10^{-10}$  y  $10^{-8}$  seg, respectivamente. Las partículas cuyo decaimiento es esencialmente de carácter electromagnético,  $\pi^0, \Sigma^0, \eta$ , viven un tiempo intermedio entre los dos anteriores, del orden de  $10^{-16}$  y  $10^{-18}$  seg. Los hadrones que decaen bajo interacciones fuertes, como el mesón  $K^*$ , tienen

un tiempo de vida muy corto del orden de  $10^{-22}$  seg. A éstas partículas se les considera inestables. Debido al carácter exponencial de su decaimiento, la función de onda que describe a esta clase de partículas, se puede expresar como:

$$\Psi(t) = \Psi_0 \cdot \exp -i(E_0 + i\Gamma/2)t .$$

La probabilidad de este estado es entonces:

$$P(t) = |\Psi_0|^2 \exp -\Gamma t ,$$

a diferencia de la probabilidad de un estado estable que es constante. Su distribución de energía  $W(E)$  se encuentra al aplicar la transformada de Fourier a  $\Psi(t)$ , i.e.,  $W(E) = \Psi(E) \cdot \Psi^*(E)$ :

$$W(E) = \frac{|\Psi_0|^2}{2\pi} \int_0^{\infty} \exp -i(E_0 + i\Gamma/2 - E)t \, dt \int_0^{\infty} \exp i(E_0 - i\Gamma/2 - E)t' \, dt' ,$$

$$\therefore W(E) = \frac{|\Psi_0|^2}{\{(E - E_0)^2 - (\Gamma/2)^2\} / 2\pi} .$$

Finalmente, normalizando en el espacio de configuración de la energía, se llega a que :

$$W(E) = \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} . \quad (1)$$

Dado que  $t$  es medido en el centro de masa,  $W(E)$  describe la distribución de la masa invariante de la partícula, centrada en  $E_0 = m$  y con un ancho completo a media altura (FWHM) igual a  $\Gamma$ .

### 3. FUNDAMENTOS DE TEORIA DE GRUPOS.

Un conjunto de elementos  $G = \{A_i\}$  forma un grupo cuando habiéndose definido una regla de composición binaria y asociativa, el 'producto'  $A_i A_j$  es cerrado, existe un elemento identidad y el inverso de todo  $A_i$ . En particular puede tratarse del conjunto de operadores  $\{U_i\}$  que actúan sobre los vectores de un espacio  $L$  de dimensión  $n$ . Si se mapea homomórficamente un grupo  $G$  sobre un grupo de operadores  $U(G)$  (i.e. se establece una correspondencia  $m$  a uno entre los elementos de  $G$  y de  $U$  donde se preserven las propiedades algebraicas) se dice que  $U(G)$  constituye la representación del grupo  $G$  en el espacio de representación  $L$ . Escogiendo una base de este espacio es posible describir a los

operadores en términos de matrices  $D(G)$  de dimensión  $n \times n$ . Este grupo constituye la representación matricial de  $G$ . Para etiquetar, si es necesario, a las diferentes representaciones se utiliza un superíndice  $D^\mu(G)$ . Cuando los operadores o las matrices son unitarias se habla de una representación unitaria. En este caso es posible expresar al operador en forma exponencial:

$$U = e^{-iQ} \quad (2)$$

donde  $Q$  es un operador hermitiano denominado el generador de la transformación. Si es posible encontrar una base en la cual todas las matrices  $D^\mu(G)$ , para una  $\mu$  dada, pueden escribirse de la forma:

$$D^\mu(G) = \begin{bmatrix} A(G) & C(G) \\ 0(G) & B(G) \end{bmatrix},$$

donde las matrices  $A$ ,  $B$  y  $C$  son de dimensión  $m \times m$ ,  $(n-m) \times (n-m)$ ,  $m \times (n-m)$  y  $0$  es una matriz nula de dimensión  $(n-m) \times m$ , entonces la representación  $D^\mu$  se dice ser reducible; en su defecto es irreducible. Si la representación es unitaria entonces  $C(G) \equiv 0$ , de tal manera que  $D^\mu$  puede representarse como la suma de  $k$  matrices irreducibles de dimensión  $m_k \times m_k$ , donde  $\sum m_k = n$ .

El conjunto de todas las matrices unitarias de dimensión  $2 \times 2$  se conoce como el grupo  $U(2)$ . El subconjunto de  $U(2)$  constituido por las matrices unimodulares ( $\det U = 1$ ) forman el grupo  $SU(2)$  (Special Unitary Group). Los generadores, en este caso, deben tener la traza nula puesto que  $\det(e^{-iQ}) = e^{-i \text{tr} Q} = 1$ . Asimismo en el caso de matrices unimodulares unitarias de dim  $3 \times 3$  se trata con el grupo  $SU(3)$  contenido en  $U(3)$ . En cada caso existen  $n^2 - 1$  matrices linealmente independientes (l.l.) que representan a los generadores. El rango del grupo es igual al número de matrices diagonales de este conjunto y coincide, por tanto, con el número de generadores que conmutan mutuamente;  $SU(2)$  tiene rango uno, en tanto que para  $SU(3)$  es dos. En general  $SU(N)$  tiene un número infinito de representaciones. El conjunto de vectores base de la representación de menor dimensión constituye su representación fundamental; a partir del producto directo de ésta se construyen los multipletes de dimensiones superiores.

#### 4. EL GRUPO DE ROTACIONES.

Considérese el conjunto de rotaciones alrededor de un eje definido

por el vector unitario  $\hat{n}$  en el espacio tridimensional; se define :

(i) ROTACION ACTIVA a la transformación resultante de rotar el sistema físico permaneciendo fijo el sistema coordenado.

(ii) ROTACION PASIVA a la transformación resultante de rotar el sistema coordenado permaneciendo fijo el sistema físico.

Ambas transformaciones son equivalentes, pero deben tenerse en cuenta para evitar ambigüedades en el signo y fase. Para etiquetar a cada elemento se hace uso de la notación  $R(\alpha\beta\gamma)$ , o bien  $R(\Omega)$ , donde  $\alpha\beta\gamma$  son los ángulos de Euler y  $\vec{\Omega} = n\omega$  es un vector cuya dirección  $n$  queda especificada por los ángulos polares  $\theta, \varphi$  y por la magnitud  $\omega$  de la rotación alrededor de  $n$  ( $|\Omega| \leq \pi$ ). El conjunto de las rotaciones forma un grupo del tipo de  $SU(2)$ . Dados dos sistemas coordenados  $S, S'$  en un espacio euclideo se pueden relacionar las coordenadas de un punto  $(x, y, z)$  en el sistema  $S$  y  $S'$  mediante la transformación pasiva:

$$x_i = \sum_j R_{ij}(\Omega) x'_j \quad (3)$$

Asimismo, aplicando una transformación activa al vector  $\vec{r} = (r_1, r_2, r_3)$  la relación de sus componentes en  $S$  y  $S'$  está dada por:

$$r'_i = \sum_j R_{ij}(\Omega) r_j \quad (4)$$

que vectorialmente se expresa como:

$$r' = (1 - \cos\omega)(n \cdot r)n + \cos\omega r + \text{sen}\omega n \times r \quad (5)$$

de donde:

$$R_{ij}(\Omega) = (1 - \cos\omega)n_i n_j + \cos\omega \delta_{ij} + \sum_k \epsilon_{ijk} n_k \text{sen}\omega \quad (6)$$

Las matrices definidas por los elementos (6) constituyen la representación vectorial del grupo de rotaciones; el producto escalar  $x \cdot y = x_i y_i$  permanece invariante ante tales transformaciones. Asimismo, para que la probabilidad de que un sistema descrito por  $|\psi\rangle$ , bajo una transición al estado  $|\chi\rangle$ , sea la misma para dos observadores con distinta orientación espacial, se requiere que el operador  $R$  sea unitario:

$$|\langle \chi' | \psi' \rangle|^2 = |\langle \chi | R^\dagger R | \psi \rangle|^2 = |\langle \chi | \psi \rangle|^2$$

El grupo  $RC(\Omega)$  es continuo, i.e., cada elemento puede expresarse como el producto de rotaciones infinitesimales sucesivas. Desarrollando en serie de Taylor al estado final se tiene que:

$$R(n, \theta) \Psi(r) = (1 - \theta n \cdot r \nabla) \Psi(r) = (1 - i\theta J \cdot n) \Psi(r),$$

i.e., se identifica al operador momento angular  $J \cdot n$  como el generador de rotaciones alrededor del eje  $n$ , de tal manera que una transformación finita  $\omega$  queda descrita por:

$$R(n, \omega) = \lim_{k \rightarrow \infty} (1 - i\omega/k J \cdot n)^k = \exp(-i\omega J \cdot n). \quad (7)$$

Por su parte, la invariancia del hamiltoniano se expresa formalmente afirmando que el generador  $Q = n \cdot J$  conmuta con  $\mathcal{H}$ , pues si

$$[Q, \mathcal{H}] = 0,$$

entonces:

$$\mathcal{H}' = U^\dagger \mathcal{H} U = \mathcal{H} + i\omega [Q, \mathcal{H}] = \mathcal{H}.$$

Esto significa que  $Q$  se conserva, y por tanto, sus eigenvalores son constantes de movimiento. Dado que las componentes cartesianas de  $Q$  satisfacen las relaciones de conmutación:

$$[J_i, J_j] = i\epsilon_{ijk} J_k, \quad (8)$$

sólo los eigenvalores de una de ellas, por ejemplo  $J_x$ , son considerados como constantes de movimiento; la simetría (rotacional) del sistema a dado lugar a una ley de conservación (la del momento angular). Una función no lineal de los generadores que conmute con todos ellos se llama operador de Casimir. En este caso  $J^2$  constituye el único operador de Casimir y comparte con  $J_x$  los mismos  $2J+1$  vectores de estado  $|j m\rangle$  los cuales suelen escogerse como la base del espacio de representación. Los eigenvalores del operador de Casimir, o por simplicidad, el número cuántico  $J$ , sirve para numerar la representación. Las relaciones de conmutación (7) implican que:

$$J_+ |j m\rangle = (J_x + iJ_y) |j m\rangle = a_{jm} |j m+1\rangle,$$

$$J_- |j m\rangle = (J_x - iJ_y) |j m\rangle = a_{j, m-1} |j m-1\rangle.$$

La representación en términos de los ángulos de Euler tiene la forma:

$$R(\alpha\beta\gamma) = R(z, \gamma) R(y, \beta) R(x, \alpha) = \exp -i(\alpha J_x + \beta J_y + \gamma J_z).$$

Bajo el efecto de una rotación un estado  $|j m\rangle$  se distribuye sobre su multiplete:

$$|j \lambda\rangle = |j m \alpha\beta\gamma\rangle = U |j m\rangle = \sum_{m'} D_{m'm}^j(\alpha\beta\gamma) |j m'\rangle,$$

donde:

$$D_{m'm}^j(\alpha\beta\gamma) = \langle j m' | U(\alpha\beta\gamma) | j m \rangle = e^{-i(\alpha m' + \gamma m)} d_{m'm}^j(\beta)$$

y

$$d_{m'm}^j(\beta) = \langle j m' | \exp -i\beta J_y | j m \rangle.$$

Las matrices  $d^j$  satisfacen las siguientes propiedades:

$$d_{mm'}^j = (-1)^{m-m'} d_{m'm}^j = d_{-m',-m}^j, \quad (9)$$

$$d_{mm'}^j(\pi) = (-1)^{j+m} \delta_{m,-m'} = (-1)^{j-m'} \delta_{m,-m'}, \quad (10)$$

$$\int_{-1}^1 d\cos\beta d_{mm'}^j(\beta) d_{mm'}^j(\beta) = 2/(2J+1) \delta_{jj'}. \quad (11)$$

Las matrices de Pauli constituyen la representación irreducible de SU(2). Las matrices de Gell-mann lo son de SU(3). Los vectores base del espacio de representación suelen escogerse como los eigenvectores de  $\alpha_z$  y de  $\lambda_3, \lambda_8$  respectivamente.

### 5. LOS GRUPOS DE LORENTZ Y POINCARÉ.

Considérese el movimiento a velocidad uniforme de un marco de referencia  $S'$ , respecto de otro marco  $S$ , de tal manera que los ejes de los sistemas cartesianos respectivos sean paralelos y coincidan en el origen al tiempo  $t=0$ . Si  $S'$  se mueve en la dirección  $z^+$  respecto a  $S$ , las coordenadas espacio temporales de un evento quedan descritas en ambos marcos por la transformación especial de Lorentz  $x'^{\mu} = L^{\mu}_{\nu} x^{\nu}$ ,

$$\text{con } x^{\mu} = (t, x, y, z), \quad \vec{\beta} = \vec{v}, \quad \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2},$$

y

$$L = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}.$$

Desde el punto de vista pasivo esto se interpreta como aplicar una transformación de Lorentz a  $S'$  con velocidad  $-v_z$ ; sin embargo, en la literatura se acostumbra utilizar transformaciones activas i.e. aquellas que aplican un 'boost' de velocidad  $v_z$  al sistema físico, por ejemplo, una partícula libre de masa  $m$ . Se denotará a esta transformación mediante el operador  $L_{\parallel}(v_z)$ . Si a su vez a  $S'$  se le aplica una transformación  $L_{\parallel}(v_z')$ , el boost resultante se caracteriza por la velocidad:

$$v_z'' = \frac{v_z' + v_z}{1 + v_z' v_z}.$$

Es posible obtener una propiedad de aditividad de los parámetros si

se define:

$$\tanh \xi = v/c;$$

luego  $vz'' = \tanh(\xi' + \xi)$  y  $\xi'' = \xi' + \xi$ .

Asimismo, si los sistemas cartesianos de S y S' son paralelos pero el movimiento es en una dirección arbitraria  $v = (v, \theta, \phi)$ , el boost se aplica orientando al eje z en la dirección  $n=v/v$  de tal manera que:

$$L_{\parallel}(v) = L_{\parallel}(n, \xi) = D(\phi, \theta, 0) L_{\parallel}(vz) D(\phi, \theta, 0) \quad (12)$$

Este conjunto forma el GRUPO RESTRINGIDO DE LORENTZ.

La representación unitaria se expresa mediante el operador:

$$L_{\parallel}(n, \xi) = e^{-i\xi n \cdot K}$$

donde la matriz  $K^j$  es el generador de la transformación de Lorentz a lo largo del eje j y sus elementos se calculan a partir de la ecuación:

$$K^j = -i(t dx_j/dt + x_j dt/dt)$$

Si los ejes de los sistemas S y S' no son paralelos debe aplicarse una rotación activa seguida del boost:

$$L(v, \Omega) = L_{\parallel}(v) R(\Omega) \quad (13)$$

Todas las transformaciones  $L(v, \Omega)$  constituyen EL GRUPO PROPIO DE LORENTZ con  $|v| < 1$ . Si la rotación y el boost se aplican sobre un mismo eje n los operadores  $L_{\parallel}$  y R conmutan.

El grupo completo de Lorentz se define formalmente como aquél que deja invariante al producto escalar del espacio cuatridimensional de Minkowski:

$$x^{\mu'} y_{\mu'} = L^{\mu}_{\rho} x^{\rho} g_{\mu\nu} L^{\nu}_{\lambda} y^{\lambda} = x^{\rho} y_{\rho}$$

i. e.  $g_{\rho\lambda} = L^{\mu}_{\rho} g_{\mu\nu} L^{\nu}_{\lambda} \quad \therefore \det L = \pm 1,$

con  $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1 \quad g_{ij} = 0 \quad i \neq j.$

Existe, empero, un grupo aún más amplio conocido como el GRUPO PROPIO DE POINCARÉ ó INHOMOGENEO DE LORENTZ el cual deja invariante el cuadrado de la pseudodistancia, definida en este espacio como:

$$\Delta S^2 = (x^{\mu} - y^{\mu})(x_{\mu} - y_{\mu})$$

y que transforma las coordenadas así:

$$x^{\mu'} = L^{\mu}_{\nu} x^{\nu} + a^{\mu}$$

donde  $a^{\mu} = (a^0, a^1, a^2, a^3)$  representa el cuadvivector de translación espacio-temporal, descrito operacionalmente por  $S(a^{\mu}) = \exp i(a_{\mu} p^{\mu})$ .

Una transformación de este grupo se denotará por :

$$PC(a, L) = PC(a^\mu, v, \Omega) = SC(a^\mu) L_\parallel(v) R(\Omega) \quad (14)$$

con la regla de composición:

$$PC(a_1, L_1) PC(a_2, L_2) = PC(a_1 + L_1 a_2) ,$$

y

$$P^{-1}(a, L) = PC(-L^{-1}a, L^{-1}) .$$

Sus generadores son los correspondientes a cada grupo:  $P^\mu, K^i, J^i$  ;  
 estos dos últimos pueden fusionarse en un solo tensor antisimétrico  $\mathcal{J}^{\mu\nu}$   
 definido por:

$$\mathcal{J}^{kl} = \epsilon^{klj} J^j \quad \mathcal{J}^{0i} = -\mathcal{J}^{i0} = K^i \quad (\epsilon^{123} = -1) \quad y$$

$$\mathcal{J} = \begin{bmatrix} 0 & K_x & K_y & K_z \\ -K_x & 0 & -J_z & J_y \\ -K_y & J_z & 0 & -J_x \\ -K_z & -J_y & J_x & 0 \end{bmatrix}$$

Obsérvese la similitud de éste con el tensor de Maxwell de campo  
 electromagnético.

Las relaciones de conmutación que satisfacen los generadores son:

$$[P^\mu, P^\nu] = 0 , \quad (15)$$

$$[J^k, P^0] = 0 \quad [J^k, A^l] = i\epsilon^{klm} A^m , \quad A = J, K, P$$

$$[K^k, P^0] = iP^k \quad [K^k, P^l] = iP^0 \delta_{kl} \quad [K^k, K^l] = -i\epsilon^{klm} J^m .$$

Si al grupo  $PC(a, L)$  se le agregan las transformaciones de inversión  
 espacial  $\mathcal{P}$  y temporal  $\mathcal{T}$ , así como sus productos:

$$\mathcal{P}PC(a^\mu, v, \Omega) = PC(a_\mu, -v, \Omega) \mathcal{P} \quad \mathcal{T}PC(a^\mu, v, \Omega) = PC(-a_\mu, -v, \Omega) \mathcal{T}$$

se genera el llamado grupo completo de Poincaré. Obsérvese que los  
 grupos continuos (rotaciones, 'boost', translaciones) se representan por  
 operadores unitarios; lo mismo sucede con el operador de inversión  
 espacial. Sin embargo  $\mathcal{T}$  debe ser antiunitario (i.e., unitario y  
 antilineal), pues en su defecto:

$$J + J , \quad P^\mu = (P_0, p) + -P_\mu = (-P_0, p)$$

que difieren de sus análogos clásicos:

$$J , + -J , \quad P^\mu = (P_0, p) + P_\mu = (P_0, -p)$$

por la operación de conjugación compleja.

La importancia de este grupo radica en que al construir un conjunto



completo de generadores y operadores de Casimir que conmuten simultáneamente, es posible formar, con sus eigenvectores, una base del espacio de representación en términos de la cual pueda describirse, por ejemplo, el estado de una partícula libre. Desde el punto de vista activo, las transformaciones de Poincaré describen el espectro de todos los estados posibles de un sistema físico descritos en un mismo marco de referencia. El espacio de Hilbert generado por todo este conjunto de estados debe ser, entonces, invariante ante todas las transformaciones del grupo de Poincaré. Este es el significado del término 'invariancia relativista'. En el sentido estricto de la palabra, esta invariancia no es exacta. El hecho de que no sea posible realizar una inversión espacial física, requiere de postular la existencia de estados 'invertidos'. Sin embargo, Salam, en un trabajo inédito (que fue duramente criticado por Pauli alegando que Dios no podría ser zurdo), y posteriormente Lee, demostraron que la paridad no se conserva bajo cierto tipo de interacciones a las que se denominaron débiles, observando que:

- 1) la probabilidad de transición cambia bajo  $\mathcal{P}$ .
- 2) la operación  $\mathcal{P}$  da lugar a un estado no realizable en la naturaleza.

#### 6. REPRESENTACION DE ESTADOS DE HELICIDAD.

El punto de vista activo de los principios de conservación puede extenderse al conjunto de todas las transformaciones  $G$  representadas por operadores unitarios ó antiunitarios ( $UG$ ), tales que mantienen invariantes las probabilidades de transición. Dicho conjunto constituye el grupo de simetría del sistema; contiene al de Poincaré y a las transformaciones de norma asociadas a la carga eléctrica, el número bariónico y leptónico, la conjugación de carga, etc... Un conjunto completo de generadores (CCG) que conmuten entre sí, inducirá un conjunto de leyes de conservación que van a caracterizar a dicho grupo. Para construir dicho conjunto basta introducir el pseudovector:

$$\Sigma^{\mu} = 1/2 \epsilon^{\mu\nu\rho\lambda} J_{\nu\rho} p_{\lambda} \quad (\epsilon^{0123} = -1),$$

i.e.  $\Sigma^0 = \mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \quad \Sigma^i = [K \times p]_i - J_i p_0$

y que satisface las relaciones de conmutación:

$$\begin{aligned}
[P^\mu, \Sigma^\mu] &= 0, \\
[\Sigma^\mu, \Sigma^\nu] &= i\epsilon^{\mu\nu\rho\lambda} \Sigma_\rho P_\lambda, \\
[\mathcal{J}^{\mu\nu}, \Sigma^\rho] &= -i(g^{\mu\rho}\Sigma^\nu - g^{\nu\rho}\Sigma^\mu),
\end{aligned} \tag{16}$$

Ya que los generadores de Lorentz  $K^i$  no conmutan ni con  $P^\mu$  ni con  $J^k$ , deben excluirse del CCG. Por el contrario,  $P^\mu$  es el primer operador en incluirse, no así  $\Sigma^\mu$ , del cual sólo se puede hacer uso de una de sus componentes, por ejemplo  $\Sigma^0$ , ó equivalentemente de  $\Lambda = J \cdot p/p = \Sigma^0/p$ , el operador de Helicidad. Asimismo,  $P^\mu P_\mu$  y  $-\Sigma^\mu \Sigma_\mu$  son los dos operadores de Casimir inducidos por las relaciones (15). Al estar definidos en términos de operadores hermitianos, sus eigenvalores deben ser reales. Ahora bien, como se buscan representaciones de estados reales i.e. con  $P^\mu P_\mu = w^2 > 0$ , es suficiente por lo que corresponde a  $P^\mu$ , con el vector  $p$  para rotular a los vectores base. Haciendo  $S^\mu = i\Sigma^\mu/w$  se sigue que el CCG asociado a un marco inercial arbitrario es  $(P^\mu P_\mu, S^\mu S_\mu, p, \Lambda)$ . En el marco del centro de masa del sistema, donde  $P^\mu = (w, 0)$  y  $\Sigma^\mu = w(0, S)$  se tiene que:  $P^\mu P_\mu = P_0^2$ ,  $S^\mu S_\mu = J^2$ ,  $\Lambda = J_x$ . En este caso el CCG queda constituido por  $\{p_0, p=0, J^2, J_x\}$ . Los vectores base se rotularán por los eigenvalores de dichas observables:  $|[w] p \lambda\rangle$  y  $|[w] p=0 m_s\rangle$ , ó simplemente, para una representación dada con  $w$  y  $s$  fijos, por  $|p \lambda\rangle$  y  $|0 m_s\rangle$ . Para el caso en que  $p \neq 0$  se define:

$$|p m_s\rangle = L_{||}(\nu) |0 m_s\rangle, \quad \text{donde } \nu = p/p_0.$$

La definición precisa de un estado de Helicidad está dada por:

$$|p\lambda\rangle \equiv |p, \varphi, \theta, \lambda\rangle = \sum_{m\lambda} D_{m\lambda}^a(\varphi, \theta, 0) |p m_s\rangle = R(\varphi, \theta, 0) L_{||}(\nu) |0\lambda\rangle.$$

Un estado de Helicidad se caracteriza por:

- i) Ser invariante bajo rotaciones  $[A, R(\Omega)] = 0$ .
- ii) Ser invariante bajo 'boost' en la misma dirección del movimiento.

La transformación de los estados de helicidad y momento lineal-angular bajo las operaciones  $\mathcal{P}$  y  $\mathcal{T}$  se puede resumir así:

$$\begin{array}{lll}
| \lambda \rangle & \mathcal{P} | \lambda \rangle & \mathcal{T} | \lambda \rangle \\
| p m \rangle & \eta | -p m \rangle & \langle -p -m | \\
| p \lambda \rangle & \eta | -p -\lambda \rangle & \langle -p \lambda |
\end{array}$$

El operador  $\mathcal{T}$  al cambiar el sentido del tiempo transforma un estado inicial en un estado final.

Si el sistema consiste de dos partículas de masas  $w_1, w_2$  con espín  $s_1, s_2$  es posible construir los estados de representación haciendo uso de

La definición:

$$|p, \lambda_1 \lambda_2\rangle \equiv |p, \theta \varphi, \lambda_1 \lambda_2\rangle = |p \lambda_1\rangle |p \lambda_2\rangle (-1)^{S_2 - \lambda_2},$$

donde  $p \equiv p_1 = -p_2$  apunta en la dirección definida por los ángulos polares  $\theta, \varphi$  y  $\lambda_i$  es la helicidad de la partícula  $i$ . En este caso  $J = J_1 + J_2$ ,  $M = -J, \dots, J$  con lo que:

$$\Lambda |p, \lambda_1 \lambda_2\rangle = \lambda p |p, \lambda_1 \lambda_2\rangle \quad \lambda = \lambda_1 - \lambda_2.$$

Una interesante aplicación de este formalismo es el cálculo de la constante de decaimiento. Considérese el caso de una partícula con masa  $w$  y espín  $s$  que decae a dos partículas con helicidad  $\lambda_1, \lambda_2$  en su marco de referencia de centro de masa. La invariancia bajo rotaciones requiere que las amplitudes de helicidad dependan sólo de  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ :

$$T_{if}(\lambda_1 \lambda_2) \equiv \langle p, \lambda_1 \lambda_2, JM | T | SM_0 \rangle = (4\pi)^{1/2} \delta_{JS, MM_0} T_S(\lambda_1 \lambda_2)$$

Utilizando la relación (17) se llega a que:

$$\langle p, \theta \varphi, \lambda_1 \lambda_2 | T | SM_0 \rangle = (2S+1)^{1/2} e^{i\varphi(M-\lambda)} d_{M\lambda}^S(\theta) T_S(\lambda_1 \lambda_2)$$

La constante de decaimiento calculada en el centro de masa de la partícula madre se define como (\*):

$$2m\Gamma = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int |T_{if}(\lambda_1 \lambda_2)|^2 \left( \frac{P}{4\pi^2 E} d\Omega \right),$$

donde el elemento entre paréntesis es la diferencial del espacio fase en forma covariante,  $E = E_1 + E_2$ . Entonces:

$$2m\Gamma = \frac{P}{4\pi^2 E} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} (2S+1) |T_S(\lambda_1 \lambda_2)|^2 \int d\varphi d\cos\theta d_{M\lambda}^S(\theta) d_{M\lambda}^{S*}(\theta),$$

que con la propiedad de ortogonalidad de las  $d^S$  (ec.11) se llega a:

$$2m\Gamma = p/4\pi E \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |T_S(\lambda_1 \lambda_2)|^2,$$

i.e. no depende de la proyección  $M$  del momento angular total del sistema final. En particular, para el proceso  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ , donde  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$  y  $s=1$ , el ancho de la distribución del cuadrado de su masa invariante, que es precisamente  $2m\Gamma$ , se ha medido experimentalmente obteniéndose que:

$$2m\Gamma = 90.4 \text{ MeV.}$$

$$\therefore |T_1(00)|^2 = 8\pi E m\Gamma/p = (59.04)^2.$$

(\*) Ver Pilkuhn pag. 163

( $p=291$  MeV es la magnitud del momento del  $K^+$  en el centro de masa del  $K^*$ ). Dado que el  $K^{*0}$  pertenece a un doblete de isospín:

$$|K^{*+}\rangle = |1/2 \ 1/2\rangle \quad |K^{*0}\rangle = |1/2 \ -1/2\rangle,$$

su estado puede expresarse en términos de la base  $|K\rangle|\pi\rangle$  como:

$$|K^{*0}\rangle = \sqrt{2/3} |K^+\pi^-\rangle - \sqrt{1/3} |K^0\pi^0\rangle,$$

$$|K^{*+}\rangle = \sqrt{1/3} |K^+\pi^0\rangle - \sqrt{2/3} |K^0\pi^+\rangle,$$

luego

$$\langle K\pi^+ | K^* \rangle = 2\langle K\pi^0 | K^* \rangle \cong 2/3 \Gamma_{K^*},$$

$$\therefore \Gamma_{\text{part}} = \langle K\pi^+ | K^* \rangle \cong 33.8 \text{ MeV}.$$

## 7. ISOSPIN Y EXTRAÑEZA.

El concepto de Espín Isotópico, que debe su nombre al término isótopo, aplicado a los átomos de un mismo elemento que solo difieren en su masa, se remonta a la época de Heisenberg y puede ilustrarse con la idea de los núcleos 'espejo'. Considérese un núcleo con  $m$  protones y  $n$  neutrones. Su 'espejo' será un núcleo con  $m$  neutrones y  $n$  protones. En presencia solo de interacciones fuertes serían indistinguibles; dada la similitud en su masa se les llegó a considerar como dos estados distintos de una misma partícula: el nucleón. Con éstos se puede construir una base bidimensional cuyos vectores  $|n\rangle$  y  $|p\rangle$  sean eigenestados de un operador de tipo momento angular que actúe en ese espacio hipotético y que tenga la misma estructura matemática. Tal operador se denomina Espín Isotópico, o simplemente Isospín; su representación fundamental es una base de  $SU(2)$ .

Por otra parte, el hecho experimental del decaimiento débil de partículas generadas en interacciones fuertes (como  $\Lambda^0$  y  $\Sigma^-$ ) condujo a introducir una nueva cantidad llamada extrañeza  $S$ . La asignación de ésta se hace en base a la relación:

$$I_z = Q - (B+S)/2 = Q - Y/2 \quad (18)$$

La importancia de estas observables es que sus eigenvalores son buenos números cuánticos que sirven para caracterizar completamente los diferentes multipletes isotópicos, en los cuales se clasifica el conjunto de los hadrones. Asimismo describen las reglas de selección de las interacciones fuertes:  $\Delta I = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta B = 0$ , por tanto conmutan con el hamiltoniano que describe el proceso en cuestión. La existencia de dos nuevos operadores  $(I, Y)$  requiere de un grupo de rango dos que contenga a  $SU(2)$ , i.e., del tipo de  $SU(3)$ .

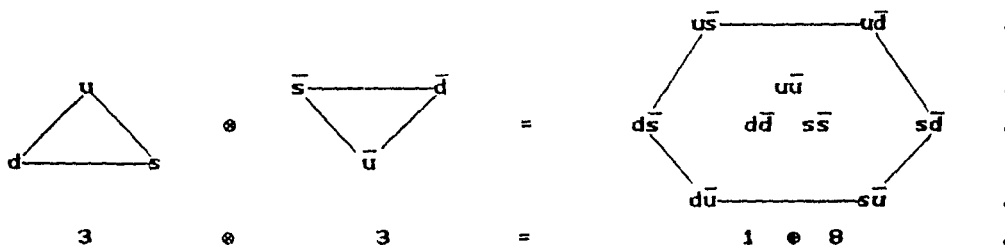
## B. FENOMENOLOGIA DE HADRONES.

En 1964 Gell-Mann y Zweig postularon que los hadrones estaban constituidos por entidades mas fundamentales a los que llamaron 'Quarks'. Dentro de este modelo los tres quarks propuestos formaban la representación fundamental del grupo  $SU(3)$ . Se caracterizan por tener carga, número bariónico e hypercarga fraccionaria y parecen coexistir únicamente cuando las combinaciones de éstos resulte ser un entero (ver tabla 2). Sus nombres UP, DOWN y STRANGE se derivan por la orientación de su isospín.

QUARK	B	I	$I_z$	Q	S	Y	J
u	1/3	1/2	1/2	2/3	0	1/3	1/2
d	1/3	1/2	-1/2	-1/3	0	1/3	1/2
s	1/3	0	0	-1/3	-1	-2/3	1/2

TABLA 2

El conjunto uds queda representado por un triángulo en el plano  $(Y, I_z)$ . El conjunto simétrico, obtenido por conjugación de la carga se representa por un triángulo rotado con las tres antipartículas, cuyos números cuánticos tienen signo opuesto al de la correspondiente partícula. La composición de estos grupos genera multipletes que pueden asociarse a un conjunto de hadrones con igual número bariónico, paridad y espín intrínsecos. Por ejemplo, para construir el multiplete de los mesones se necesita acoplar estados de la forma  $q_i \bar{q}_j$ .



Dado que a estas partículas se les define con espín 1/2, el acoplamiento de dos de ellas resulta ser un singuleto ( $s=0$ ) o un triplete ( $s=1$ ). En la notación de los espectroscopistas  $^{2s+1}L_J$ , este sistema

puede encontrarse en diferentes niveles de energía:  $^1S_0$ ,  $^3S_1$ ,  $^1P_1$ ,  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$ , etc.. El espectro de energía del sistema 'mesónico' generado tiene el esquema anterior, pero dada la existencia de tres variedades o 'sabores' de quarks, existen nueve estados (degenerados, productos de las combinaciones u, d y s con  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  y  $\bar{s}$ ) correspondientes a cada nivel energético. Por ejemplo, el estado base  $^1S_0$  corresponde a los nueve mesones pseudoescalares con  $J^P = 0^-$  (La paridad  $P \equiv (-1)^{L+1}$ ) que comprende a los múltiplos isotópicos  $\pi$  ( $I=1$ ),  $K$  ( $I=1/2$ ), y los singuletes  $\eta^0$  y  $\eta'^0$ . El caso de las partículas extrañas es singular; se presentan dos dobletes isotópicos:  $(K^+, K^0)$  y  $(K^-, \bar{K}^0)$ . El primer estado excitado  $^3S_1$  corresponde al nonete de mesones vectoriales con  $J^P = 1^-$ . La expresión pseudoescalar procede del hecho que un vector de magnitud nula no tiene proyección, por lo que se le puede manejar como un escalar. Sin embargo, la paridad intrínseca negativa significa que su función de onda cambia de signo en una inversión espacial. Un verdadero escalar que permanezca invariante sería un mesón  $J^P = 0^+$ . Por el contrario, cuando J tiene magnitud unitaria, se debe manejar como un vector con tres proyecciones en el espacio de representación. La tabla 3 presenta un esquema de los principales mesones y de las resonancias bien establecidas (\*).

I	$^1S_0(0^-)$	$^3S_1(1^-)$	$^1P_1(1^+)$	$^3P_0(0^+)$	$^3P_1(1^+)$	$^3P_2(2^+)$
1	$\pi$	$\rho(770)$	$b_1(1235)$	$a_0(980)$	$a_1(1270)$	$a_2(1320)$
0	$\eta^0$	$\omega^0(783)$	$h_1(1190)$	$f_0(975)$	$f_1(1285)$	$f_2(1270)$
0	$\eta'^0(958)$	$\phi^0(1020)$	?	$f_0(1300)$	$f_1(1420)$	$f_2'(1525)$
1/2	K	$K^*(892)$	$K_1(1280)$	$K_0^*(1350)$	$K_1(1400)$	$K_2^*(1430)$

TABLA 3

De esta manera, es posible referirse a tales partículas como ondas tipo S y P. La diferencia de los niveles de energía de tales estados es del orden de 500 MeV. Si el sistema  $q\bar{q}$  estuviese sujeto a un

(\*) La notación usada es la propuesta en el 1980 Summary Tables of Particle Properties editado por el Berkeley Particle Data Group.

potencial de ligadura tipo coulombiano bastaría con una excitación de un GeV sobre un pión para liberar quarks en el continuo. Esto, sin embargo, no sucede en el laboratorio. Tales niveles parecen estar igualmente espaciados como en un potencial tipo oscilador armónico, de tal manera que al excitar un estado, este decaerá finalmente en piones, pero nunca en quarks.

Por otra parte, tres partículas de espín 1/2 se acoplan en un sistema tipo onda S con  $J=1/2$  o  $3/2$ ; cuando se consideran sólo dos sabores (u y d) los estados base  ${}^2S_{1/2}$  y  ${}^4S_{3/2}$  corresponden al nucleón y la  $\Delta$ . El sabor s introduce un estado más, la multiplicidad de estos niveles es 1, 8 y 10. La excitación de una onda S genera ondas P, D, F etc; la paridad se define para bariones por  $P \equiv (-1)^L$ .

	I	3/2	1/2	1	0	1/2
	${}^2S_{1/2}(1/2^+)$		N	$\Sigma$	$\Lambda^0$	$\Xi$
	${}^4S_{3/2}(3/2^+)$	$\Delta$		$\Xi$	$\Omega$	$\Xi$

El análogo nuclear de los tres bariones n, p,  $\Lambda$  serían los núcleos  $H^3, He^3$  y el hipernúcleo  $\Lambda He^3$ . Debe observarse que el acoplamiento de tres ondas S con espín 1/2 es prohibido por la estadística de Pauli. Para salvar esta discrepancia se postula que los quarks tienen tres colores, es decir, un grado más de libertad caracterizado por una función antisimétrica. De esta manera el acoplamiento de un color y un anticolor o bien de tres colores distintos genera partículas 'blancas'. El color es un número cuántico aún no observado.

La verificación experimental de la estructura de los bariones, en particular del protón, surge con el advenimiento de los grandes aceleradores de partículas lo que permitió estudiar reacciones a altas energías. Por ejemplo, los experimentos de dispersión de electrones por blancos de hidrógeno, presentó una distribución de la energía y del ángulo de dispersión similar a la obtenida por Rutherford al dispersar partículas alfa por átomos. Un leptón transfiere energía y momento al blanco durante el proceso de dispersión, vía un bosón de norma ( fotón o bosón W). El principio de incertidumbre implica que a una gran transferencia de momento-energía el bosón permita 'observar' distancias

espacio-temporales sumamente finas, es decir, el espectrómetro utilizado hará la función de un 'microscopio' cuya longitud de onda es del orden del radio de confinamiento de los constituyentes del protón (conocidos como partones). Si tales constituyentes fuesen puntuales, dicha interacción dependerá sólo de la razón de la energía del partón a la energía del bosón, en el marco donde el blanco está en reposo y no de  $Q^2$ , donde  $Q$  es la masa invariante del bosón. Este fenómeno se denomina invariancia de escala. Los resultados hasta ahora obtenidos con valores moderados de  $Q^2$  son consistentes con la hipótesis de que el protón no es una distribución homogénea de materia sino que sus constituyentes son centros de dispersión puntuales. Esta aseveración se ha verificado con los subsecuentes experimentos en el ISR del CERN donde las colisiones pp mostraron que una porción no despreciable de los productos emergen con grandes momentos transversales al eje de colisión.

La implementación de experimentos en Fermilab y DESY, donde la transferencia de momento sea aún mayor (es decir, se tenga una resolución del orden de las dimensiones de un sistema de pre-partones) permitirá revelar la subestructura del nucleón, si es que ésta existe.



## CAPITULO I

## DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO.

### 1. OBJETIVO DEL EXPERIMENTO.

El experimento E-766 llevado a cabo en el AGS (Alternating Gradient Synchrotron) del Brookhaven National Laboratory durante el período de 1981-1987 fué diseñado inicialmente con el fin de producir partículas encantadas. Sin embargo, la comisión dictaminadora del laboratorio determinó enfocarlo en el estudio de la producción de extrañeza en interacciones hadrónicas del tipo  $np$  y  $pp$ . Hasta entonces los experimentos para analizar procesos hadrónicos habían sido inclusivos, excepto aquellos en los que se utilizan cámaras de burbujas, que tienen la desventaja de obtener baja estadística. El espectrómetro de multipartículas implementado en el E-766 permite medir, con una muy buena resolución, la posición de las partículas generadas en seis diferentes puntos del detector, de tal manera que sea posible reconstruir sus trayectorias deflecionadas por la acción de un campo magnético, y así calcular sus momentos. Dos hodoscopios, que miden su tiempo de vuelo, y un contador Cerenkov permiten una identificación directa de las partículas; así mismo un contador de veto restringe la aceptación geométrica del detector eliminando eventos con posibles fragmentos del blanco no detectados. Normalmente se producen topologías con una alta multiplicidad, obteniendo grandes volúmenes de datos. Por ejemplo, en la corrida de la primavera de 1986 se escribieron 1500 cintas con 231.8 millones de eventos. Un esquema del dispositivo se muestra en las figuras 1 y 2.

### 2. PRODUCCION DEL HAZ Y ESPECTROMETRO DE MULTIPARTICULAS.

El AGS produce protones con una energía de 28 GeV, los cuales se hacen incidir sobre un blanco secundario (blanco B), para disminuir la intensidad del haz a  $10^5$  protones por segundo. Estos, al incidir sobre un blanco de Berilio de  $0.25 \times 0.25 \times 0.30 \text{ cm}^3$ , producen un chorro de partículas que filtradas a través de una serie de lentes magnéticas y un colimador de tungsteno, generan un haz de neutrones de  $3.8 \times 3.8 \text{ cm}^2$  de sección transversal y con un espectro de energía de 15-28 GeV. El

blanco de protones sobre el que se efectúa el experimento, es un cilindro de hidrógeno líquido de 30 cm de largo, lo cual representa un 4.2% de la longitud de interacción np de tal manera que solo exista una colisión por neutrón.

Por su parte, el espectrómetro de multipartículas consiste de una serie de seis cámaras de deriva, la primera de ellas a 22.9 cm del blanco de H<sub>2</sub>, colocadas en un campo magnético no uniforme del orden de 7 KG pico, las cuales son utilizadas con el fin de determinar las trayectorias de las partículas cargadas que se producen en el blanco. Cada cámara tiene once planos de alambres (con diámetros entre .020 a .0025 cm), de los cuales cuatro planos son ánodo, cinco cátodo (espaciados entre sí desde 0.198 a 0.349 cm), y dos planos tierra, estos últimos localizados a los extremos de la cámara con el fin de aislarla eléctricamente. Los planos cátodo se mantienen a un muy alto voltaje negativo, en tanto que los ánodo se hayan instrumentados electrónicamente con tiempos de recuperación que permiten trabajar con frecuencias de interacción de 1 a 15 MHz. Las cámaras presentan una alta segmentación con un total de 87000 alambres, de los cuales 11284 proporcionan las señales de salida; esto asegura una resolución  $\delta P/P$  del orden de .01 FWHM a 10 GeV con un rango de 0.15 a 15 GeV y un rango angular de detección de  $\pm 32^\circ$ , ambos en el laboratorio. La precisión en la medición es tal que permite estimar la conservación del momento longitudinal dentro de un pequeño porcentaje y del momento transversal hasta 30 MeV. Las primeras cinco cámaras están montadas en un carro que se mueve en el interior del imán sobre rieles fijos. Cada cámara de deriva está separada de la precedente por una cámara de helio de la misma apertura con el fin de minimizar el número de posibles colisiones de las partículas producidas con las moléculas de algún gas localizado en esta zona. La cámara seis está montada sobre el Čerenkov, el cual puede moverse longitudinalmente hasta unirse con el imán. El diseño de esta estructura es tal, que en caso de que un alambre se dañe, la cámara de deriva correspondiente pueda cambiarse, el alambre sea removido, reparado y la cámara colocada en un lapso de ocho horas aproximadamente.

En el interior del detector se haya una mezcla gaseosa compuesta en un 68% de argón, 28% isobutano y 4% de metilol que fluye continuamente. Cada vez que una partícula cargada penetra al detector, ioniza al argón, liberando electrones que se aceleran hacia los ánodos de cuya colisión se produce un pulso electrónico; dichos electrones pueden excitar a su vez otros átomos de argón que emiten fotones, los cuales son absorbidos por el isobutano. Cuando se presentan altos niveles de radiación, el isobutano se polimeriza cubriendo la superficie de los alambres hasta terminar por aislarlos. La función del metilol es precisamente disolver al polímero.

### 3. CONTADORES DE VETO Y DE BLANCO.

Una vez que se produce la interacción np, comienza el trabajo para los contadores de blanco y de veto. El primero, localizado a solo 7.6 cm de la cámara uno es un centellador de  $20.3 \times 20.3 \times .2 \text{ cm}^3$  y tiene como objetivo inicializar los relojes en todos los digitalizadores de tiempo. Por su parte, los doce contadores de veto seleccionan eventos que vayan hacia enfrente, y vetan los que no cumplan con esto. Funcionan mediante un sistema lógico de anticoincidencia, i.e., si el evento es hacia enfrente en el laboratorio el contador no se enciende, el evento no es vetado y se continúan los pasos de detección. Por el contrario, si el evento no es hacia enfrente, el contador se enciende y se produce un NO en el sentido de que se suspendan los pasos de detección. Estos contadores se encuentran colocados formando cuatro placas alrededor del blanco de hidrógeno líquido. Cada placa está formada por cinco capas de material centellador (Pilot-U) alternadas con cuatro capas de plomo para poder detectar partículas neutras. Los contadores están acoplados a fotomultiplicadores por guías de luz de lucita de 30 a 80 cm de largo.

### 4. CONTADOR CERENKOV Y HODOSCOPIOS.

Una medición independiente del momento permite al Cerenkov identificar a las partículas por la cantidad de luz emitida en el material radiador del detector (Freón 114 a una presión de una atmósfera). El Cerenkov recoge la luz producida por los piones, kaones

y/o protones, cada uno de los cuales tiene un umbral definido. Los piones radian después de 2.58 GeV, los kaones a los 8.98 GeV y los protones después de 17 GeV. La luz Cerenkov es enfocada mediante espejos hacia los fotomultiplicadores, los cuales se hayan montados, ya sea en la parte superior o inferior del Cerenkov, al final de un cono reflector. Toda la luz proveniente de un espejo es enfocada a un solo fotomultiplicador. La cantidad de luz se determina por un convertidor analógico digital cuya función es integrar la corriente producida por el fotomultiplicador obteniéndose así la cantidad de carga eléctrica producida. El espectrómetro cuenta también con contadores para muones. Estos contadores están localizados a seis metros detrás de la cámara seis y 91 cm detrás del blindaje de concreto del detector. Los muones son las únicas partículas capaces de atravesar completamente el blindaje y producir una señal cuando llegan a estos contadores. La información acerca del paso de muones se utiliza para conocer la respuesta y geometría de las cámaras de deriva.

Los centelladores se hayan acoplados a los fotomultiplicadores, los cuales cuentan con un divisor de voltaje y un amplificador. Se utilizan siete pasos de amplificación, salvo para los que se encuentran acoplados con los vetos, hodoscopio posterior y contador del blanco, ya que en estos elementos la señal es bastante grande y con solo seis pasos de amplificación se obtiene una buena señal. Los pasos de amplificación se imponen de tal manera que se discrimine al máximo el ruido producido por el fotomultiplicador, minimizando el tiempo de tránsito de la señal dentro del mismo. Para lograr la amplificación deseada (que requeriría de diez pasos del fotomultiplicador) se implementa en la base un amplificador con el umbral para discriminar el ruido bajando a la vez la impedancia de la línea para poder enviar a alta velocidad la información detectada.

## 5. CINTAS PRIMARIAS Y SECUNDARIAS. TRANSFERENCIA FINAL DE DATOS.

Todos los datos obtenidos con el espectrómetro y los contadores son almacenados en cintas magnéticas (denominadas primarias). Mediante la implementación de programas de computadora es posible hacer una

reconstrucción de las trayectorias de las partículas de estado final, calcular su radio de curvatura y conociendo el campo magnético que las defleca, determinar los momentos asociados a cada partícula en cada punto del detector; del sentido de su deflexión se infiere que carga eléctrica le corresponde. Nuevamente estos resultados son almacenados en cintas secundarias, con ayuda de las cuales se efectúa la reconstrucción final de vértices. De los seis puntos obtenidos en las cámaras de deriva, los cuatro primeros determinan las rectas que disten de ellos lo menos posible. Con este conjunto de coordenadas se hace una burda aproximación de la trayectoria y se ajusta por el método de mínimos cuadrados. Los conjuntos de puntos que no tengan la misma curvatura son eliminados. Se asigna un vértice cuando un par de trayectorias no distan más de 3.8 mm de dicho punto. Un vértice primario tiene multiplicidad mayor ó igual que tres y dos para un secundario. Si todas las trayectorias están asignadas a vértices primarios ó secundarios el evento se considera topológicamente completo. La transferencia de datos a una cinta terciaria se ejecuta cuando:

- i) El evento es topológicamente completo.
- ii) El vértice principal está localizado en el interior del volumen que contiene al blanco de hidrógeno.
- iii)  $P_{\parallel \text{TOT}} > 15 \text{ GeV}$ .
- iv)  $P_{\perp \text{TOT}} < 125 \text{ MeV}$ .

Cuando las trayectorias generadas en un vértice secundario tienen asignadas cargas opuestas, se infiere la existencia de una partícula neutra que bien puede ser una lambda o un kaón, cuyos modos de decaimiento a dos partículas cargadas son predominantemente  $\pi^+ \pi^-$  y  $\pi^+ \pi^0$  (\*). Cada partícula hija se asocia a la trayectoria con igual carga; cuando la masa invariante de los productos es lo suficientemente cercana a la masa reportada en tablas del K ó la  $\Lambda$ , se etiqueta el vértice con un el número 2 en el primer caso, o bien con el 4 en el segundo. Sin embargo, suelen encontrarse eventos en los que la masa

(\*) En el presente trabajo no se considerará el caso de las partículas neutras  $\Xi^0, \Sigma^0$  y  $e^+ e^-$

(\*\*)  $m_K = 497.72 \text{ MeV}$ ,  $m_\Lambda = 1115.6 \text{ MeV}$ . 1966 Sum. Tables of Part. Prop.

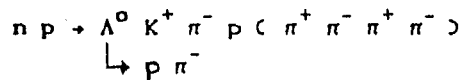
invariante de los productos coincide simultáneamente con  $m_K$  y  $m_A$  dentro de un error muy aproximado. En este caso se etiqueta al vértice con el número 6, indicando que es necesario un método de asignación de mayor resolución. Este se detalla en el capítulo siguiente. En resumen, una cinta terciaria proporciona información de eventos totalmente reconstruidos, trayectorias con carga eléctrica y momento bien definidos y vértices secundarios identificados.

## CAPITULO III

## ANALISIS EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

### 1. SELECCION DE EVENTOS E IDENTIFICACION DE PARTICULAS.

Los eventos reconstruidos considerados topológicamente completos fueron almacenados en cintas de alta densidad (6250 bpi) cuya lectura se ha ejecutado mediante la implementación de diferentes programas en una computadora VAX 4.5 11/780 con sistema operativo VMS 4.5 del Instituto de Física de la UNAM. El objetivo del presente trabajo ha sido diseñar programas para seleccionar adecuadamente y analizar eventos donde se generen topologías del tipo :



El programa de selección impone que cada evento satisfaga las siguientes condiciones :

1. - Existencia de dos vértices (uno principal y otro secundario) con una multiplicidad total de 10 trayectorias.
2. - Una pulgada (2.54 cm) de distancia mínima entre vértices para asegurar que el secundario se halle en la zona de detección.
3. - Existencia de nueve trayectorias en el estado final con carga positiva o negativa cada una.
4. - La multiplicidad del vértice principal igual a ocho trayectorias, una de las cuales está asociada a una partícula neutra que genera el vértice secundario. Del resto, cuatro trayectorias deben tener carga positiva y tres negativa.
5. - La multiplicidad del vértice secundario igual a dos trayectorias de carga opuesta. Se escogen vértices tipo cuatro o seis (Ver descripción experimental).
6. - De la partículas generadas en el vértice secundario, la de mayor momento se asigna al protón. Aunque esto aparenta ser un tanto arbitrario, normalmente se cumple. Así se etiquetan las trayectorias de la  $\Lambda$  y de sus decaimientos  $p$  y  $\pi^-$  y se eliminan casos donde el protón sale lento. Se corrobora que la carga de cada trayectoria sea consistente con la de la partícula asignada.

De los 62900 eventos disponibles el 11% tiene un vértice secundario neutro de los cuales solo 3131 satisfacen todos los requisitos

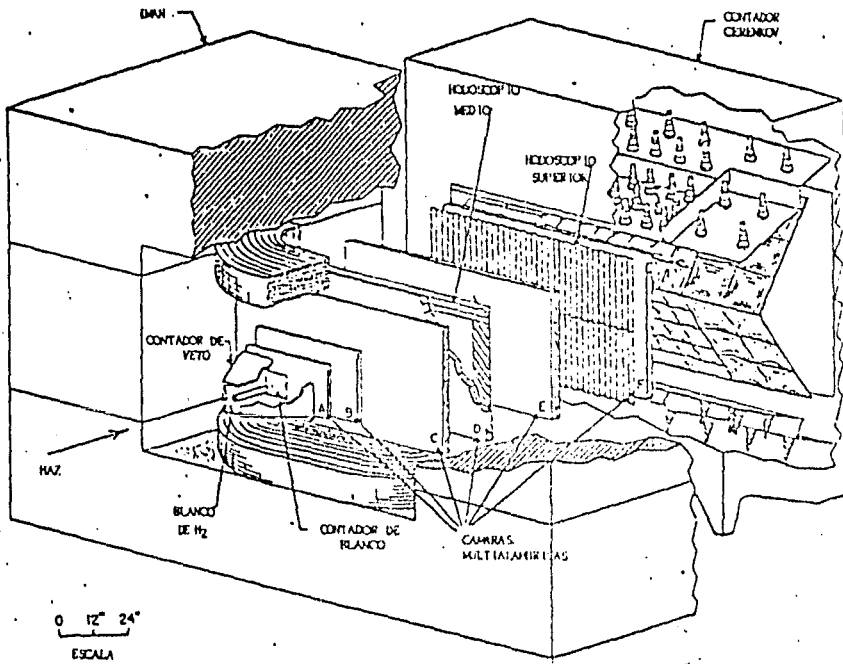


FIG. 1 ESPECTROMETRO DE MULTICANALAS DEL E-X6

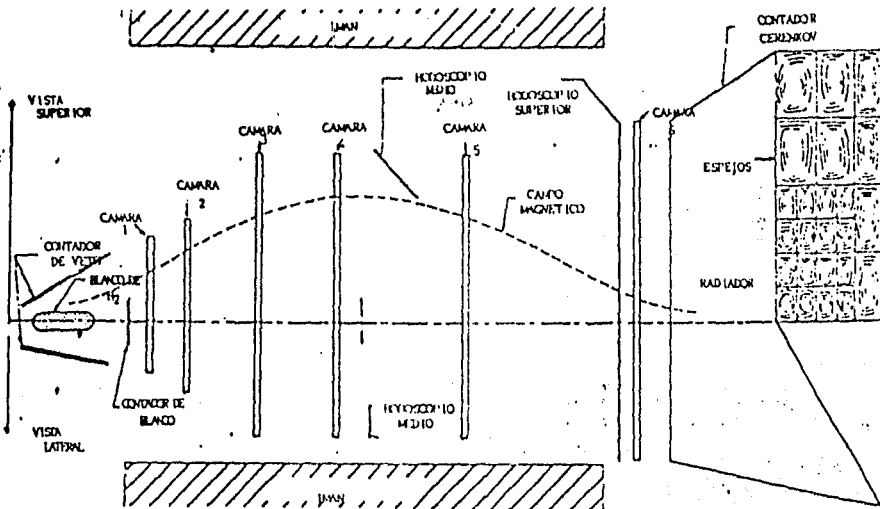


FIG. 2 VISTA ESQUEMATICA DEL DETECTOR



anteriores. La distancia promedio que recorre la lambda a partir del vértice principal es de  $\sim 18.3$  cm (7.2 plg).

Hasta este punto se desconoce el momento del neutrón  $P_n$  dado que no es posible medirlo. Sin embargo, éste debe ser igual a la suma de los momentos  $P_k$  de las ocho partículas generadas en el vértice principal, de tal manera que:

$$E_n = [(\sum_{k=1}^8 \vec{P}_k)^2 + m_n^2]^{1/2} \quad (1)$$

Luego,  $E_i = E_n + m_p$  es la energía del estado inicial. La masa invariante del sistema np está dada por:

$$P_{\mu}^2 = M_x^2 = E_{TOT}^2 - P_{TOT}^2 = (m_p + E_n)^2 - P_n^2.$$

Como  $m_p \gg m_n$  se llega a que:

$$M_x^2 \cong 2m_p [m_p + (m_p^2 + P_n^2)]^{1/2}. \quad (2)$$

De esta manera, sin necesidad de hacer una identificación de partículas se ha calculado la masa del sistema con una buena precisión. Su valor promedio fluctúa alrededor de 6.49 GeV.

Para identificar qué tipo de partícula corresponde a cada trayectoria se recurre al principio de conservación de la energía, i.e., solo se considera la asignación para la cual la diferencia de energía de los estados inicial y final  $\Delta = |\delta| = |E_i - E_f|$  sea mínima, donde:

$$E_f = \sum_{k=1}^8 (m_k^2 + P_k^2) = \sum_{k=1}^8 E_k \quad (3)$$

Para esto, se requiere calcular la energía de cada una de las asignaciones resultantes de permutar las ocho partículas, observando que se conserve la carga, i.e., a las trayectorias identificadas positivas ( $Q=+1$ ) sólo puede asignárseles el protón, el kaón o cualesquiera de los dos piones positivos; mientras que a las trayectorias negativas se les asocian los  $\pi^-$ . Existen  $3! = 6$  maneras distintas de permutar a los  $\pi^-$ , en cuyo caso ni la energía  $E_f$  ni  $\Delta$  cambian ya que la permutación consiste en intercambiar sus masas (que son las mismas) para calcular  $E_{\pi_1^-}$ ,  $E_{\pi_2^-}$  y  $E_{\pi_3^-}$ . Asimismo hay  $4! = 24$  maneras de permutar a las partículas positivas, que tomadas en pares (permutación de los  $\pi^+$ ) mantiene invariante a  $\Delta$ , con lo cual se tienen doce asignaciones diferentes que determinan valores distintos para  $\Delta$ , escogiéndose la que la minimise.

Este proceso de identificación es equivalente a exigir que el momento total sea nulo en el marco del centro de masa del sistema np (m.c.m. np). En efecto, si la energía y el momento total en el laboratorio son  $E_{TOT} = m_p + E_n$  y  $P_{TOT} = P_n$ , donde  $E_n$  está dado por (1), aplicando un boost en la dirección  $z^+$  al m.c.m. np las componentes longitudinales de todas las partículas se transforman como:

$$P_{k\parallel}^{cm} = \gamma (P_{k\parallel} - \beta E_k)$$

donde  $\gamma = E_{TOT}/M_x$ ,  $\beta = P_{TOT}/E_{TOT}$ . Obsérvese que ni  $\gamma$  ni  $\beta$  dependen de la identificación que se haga para un determinado evento. El valor promedio de  $\beta$  oscila alrededor de 0.956, por lo que  $\gamma \cong 3.4$ . La conservación de las componentes transversales  $P_x^{cm}$ ,  $P_y^{cm}$  se sigue de su conservación en el laboratorio (depende de la resolución del espectrómetro); por su parte, para la componente longitudinal debe satisfacerse que:

$$\sum_{k=1}^B P_{k\parallel}^{cm} = \sum_{k=1}^B \gamma (P_{k\parallel} - \beta E_k) = 0,$$

i.e.

$$(E_{TOT}/M_x) \left( \sum_{k=1}^B P_{k\parallel} - [P_{TOT}/E_{TOT}] \sum_{k=1}^B E_k \right) = 0,$$

pero como  $P_{\parallel}/P_{\perp} \sim 10^{-3}$  en laboratorio para toda  $k$ , entonces  $P_{TOT} \cong \sum_{k=1}^B P_{k\parallel}$

por lo que:  $P_{TOT}/M_x \left( E_{TOT} - \sum_{k=1}^B E_k \right) = P_{TOT}/M_x \cdot \Delta = 0,$

i.e.  $\Delta$  debe ser mínima. Se ha escrito un programa que identifica partículas aplicando la minimización del momento total en el centro de masa, así como los resultados proporcionados por el Cerenkov y se lo ha utilizado para corroborar que ambos métodos sean consistentes, en cuyo defecto se continúa permutando trayectorias.

Con el método de conservación de la energía se obtienen errores  $(E_i - E_f)/E_i \times 100$  menores al 1%. Dado que el orden de medición experimental es de unas decenas de MeV, se escogen eventos para los cuales  $|E_i - E_f| < 0.05 \text{ GeV}$ , i.e., un error menor al 0.2% ( $\text{err} \sim 5/E_i\%$ ) lo cual es por demás aceptable.

Finalmente falta asegurarse que todos los eventos tengan una  $\Lambda^0$  en el segundo vértice, pues se encuentran casos (no en gran porcentaje, pero

si sustancialmente importantes) con un  $K_L^0$  que decae a dos piones cargados, y que en el proceso de reconstrucción fué imposible distinguirlo de la  $\Lambda^0$ , ya que en ambos casos los respectivos histogramas de masa invariante presentan un pico alrededor del valor reportado en tablas. Con tales eventos se calculó también la energía del estado final  $E_f(K^0)$  considerando un  $K^0$  en el vértice secundario y con esto la diferencia de energía mínima  $\Delta(K^0)$ , de tal manera que se consideró solo aquellos eventos donde  $\Delta_\Lambda < \Delta(K^0)$ . La muestra se reduce a 1979 eventos con este nuevo filtro (83% del original) y la podemos caracterizar con dos histogramas: el de la distribución final de la masa invariante de la  $\Lambda^0$  (H.1) y el de la diferencia de energía  $\delta$  (H.2) los cuales incluyen a los cortes  $|\delta| < 50$  MeV y  $\Delta_\Lambda < \Delta(K^0)$ . Finalmente se eliminan eventos con  $P_{\perp}^2 > 0.3$  GeV<sup>2</sup>; H.3 muestra la distribución de  $P_{\perp}^2$ .

## 2. IDENTIFICACION DE LA RESONANCIA $K^{*0}$ .

Una vez determinada la topología del estado final se desea investigar las posibles correlaciones entre las diversas partículas producidas. Para esto es necesario precisar la estructura de los vértices secundarios que hayan sido generados por el decaimiento fuerte de resonancias bariónicas o mesónicas y que, debido a los tiempos de vida extremadamente cortos de éstas, el espectrómetro los confunda con el vértice principal. Considérese que en el vértice  $V_1$  se generan las partículas a y b, y que b decae por interacción fuerte en a y  $\beta$ . Las leyes de conservación determinarán el tipo de correlación existente entre a y b, pero será muy improbable encontrar una correlación existente entre a y los productos de b; se dice que a y  $\beta$  'pierden memoria' de las propiedades físicas que caracterizaban a su partícula madre. He aquí la importancia de determinar todos los vértices secundarios. El par  $K^+\pi^-$  presenta una clara resonancia alrededor de 890 MeV, como se puede ver en H.4 donde se han introducido las tres posibles combinaciones de los piones negativos con el kaón. Es claro que no tiene porqué siempre producirse un  $K^{*0}$  por lo que se han probado varios métodos con el fin de hacer una selección adecuada de eventos con  $K^*$ . Aparentemente uno debería escoger el par  $K\pi$  cuya masa sea la mas cercana al valor tabulado  $m_{K^*} = 0.896$  GeV. En tal caso se obtiene una curva lorentziana con un

ancho de 88 MeV (H.5a). Sin embargo, cuando se le asigna un valor arbitrario a  $m_{K^*}$  (por ejemplo, 750 MeV) la curva se 'parte' en dos picos (H.5b), lo cual significa que se está forzando a la distribución a quedar centrada alrededor del valor dado a  $m_{K^*}$ . Esta anomalía sugiere la implementación de un criterio de selección que considere la física del problema. Si se trata con un proceso de producción asociada de extrañeza, el par  $(\Lambda K^*)$  debe generarse a partir del rompimiento de un sistema  $s\bar{s}$  con una subsecuente mezcla con quarks u y d. La distribución de los momentos de la  $\Lambda$  y el  $K^*$  (H.6a) calculados en el m.c.m. np así como el hecho de que en este marco el par  $(\Lambda K^*)$  es relativamente lento ( $\beta \sim 0.375c$ ), sugiere que una posible variable de correlación de estas partículas sea la magnitud de su momento. Obsérvese (H.6b) que esta correlación se pierde si en su lugar se considera al sistema  $(\Lambda K^+)$ . Si por definición  $P_\Lambda = -P_{K^*}$  en el marco donde  $(\Lambda K^*)$  está en reposo, debe cumplirse que  $P_\Lambda^{c.m.} \approx P_{K^*}^{c.m.}$ , pues una transformación de Lorentz puede aproximarse por una transformación galileana. Se espera entonces en los eventos donde se genera un  $K^*$  que los momentos de ambas partículas (en m.c.m. np) sean aproximadamente iguales en magnitud hasta en un 15%:

$$|P_{K^*}/P_\Lambda - 1| < 0.15$$

Esta condición restringe la magnitud de los momentos de las partículas en que decae el  $K^*$  y reduce la muestra a 894 eventos. H.7a presenta la distribución de masa invariante para estos eventos. Agudizando los cortes en  $P_\perp^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$  y  $|P_{K^*}/P_\Lambda - 1| < 0.1$ , la curva resultante se adelgaza y la población disminuye en un 50% (H.7b). A pesar de las fluctuaciones que se observan, es posible distinguir una distribución muy similar a la de H.5a. Para poder trabajar con un mayor número de eventos se utilizará la muestra H.7a.

Deben subrayarse una serie de puntos importantes: Primero, que no es el objetivo del presente trabajo el medir el tiempo de vida del  $K^*$  para lo cual había que tomar en cuenta la geometría del detector, i.e., los eventos eliminados por el contador de veto; segundo, se debe hacer una selección adecuada de las lambdas pues de éstas depende la selección de  $K^*$ 's; tercero, las distribuciones de masa invariante deben ajustarse a una curva lorentziana más un polinomio que simule el ruido de fondo para hacer una medición simultánea y precisa de los parámetros  $m$  y  $\Gamma$ ;

cuarto, queda aún la posibilidad de reconstruir resonancias como la  $\rho \rightarrow \pi\pi$  ó la  $f_0 \rightarrow \rho\pi$ . H.8 muestra la distribución de masa invariante de pares de piones cargados.

### 3. ANALISIS DE EVENTOS $K^*$ .

La conservación de la paridad en interacciones fuertes implica que la dirección del espín de la lambda deba ser perpendicular a su plano de producción. Este plano es generado por todas las combinaciones lineales de los vectores de dirección del neutrón incidente y de la lambda y se denotará por  $(n_n, n_\Lambda)$ , con  $n_i = P_i / P_i$ ; la dirección positiva del vector perpendicular se define por  $(n_n \times n_\Lambda) \equiv (n \times \Lambda)$ . En el marco c.m.n.p la conservación del momento angular y lineal exige que los productos de la  $\Lambda$  salgan sobre un plano coplanar al de producción, i.e. la dirección del espín de la lambda y la del vector perpendicular a este plano es la misma. La distribución del producto escalar de los vectores perpendiculares a los planos  $(n \times \Lambda) \cdot (p_\Lambda \times \pi_\Lambda)$ , se muestra en H.9. Se observa una frecuencia mayor para los valores  $\cos\theta \cong \pm 1$ , lo que puede interpretarse como una evidencia de que tales planos son coplanares. Un resultado similar se obtuvo con  $(n \times \Lambda) \cdot (K^* \times \Lambda)$  y  $(K^* \times \Lambda) \cdot (p_\Lambda \times \pi_\Lambda)$  (H.11). La propiedad de coplanaridad en la producción y decaimiento de la  $\Lambda$  motivó a analizar el producto escalar de los vectores perpendiculares de los planos que forma la  $\Lambda$  con el resto de las partículas y el de producción. Se trabajó en particular con los productos:

$$\begin{array}{ll} (K^* \times \Lambda) \cdot (K^* \times \pi_\Lambda) & \text{H.12} \\ (n \times \Lambda) \cdot (\pi^+ \times \Lambda) & \text{H.14} \\ (n \times \Lambda) \cdot (p \times \Lambda) & \text{H.13} \\ (n \times \Lambda) \cdot (\pi^- \times \Lambda) & \text{H.15} \end{array}$$

En los dos últimos casos, ya que el proceso de identificación no distingue a los dos piones, se les introduce en un mismo histograma de acuerdo a la naturaleza de su carga (+ ó -); los resultados obtenidos condujeron a pensar que cada partícula del evento se generaba sobre el plano de producción  $(n \times \Lambda)$ . Para corroborar este punto, se aplicó una rotación activa al estado final de tal manera que el eje k coincida con la dirección de movimiento del neutrón incidente y el plano (i,j) contenga a la lambda y el neutrón. Si se toma en cuenta que el sistema coordinado es izquierdo y aplicando las ecuaciones 4 y 6, la matriz de transformación toma la forma:

$$\begin{bmatrix} \cos\gamma & \text{sen}\gamma & 0 \\ -\text{sen}\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\beta & \text{sen}\beta \\ 0 & -\text{sen}\beta & \cos\beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & -\text{sen}\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \text{sen}\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix}$$

o bien  $p' = R(k, \gamma) R(i, \beta) R(j, \theta) p$ ,

donde  $\cos\beta = (P_{xn}^2 + P_{zn}^2) / P_n$   $\text{sen}\beta = -P_{yn} / P_n$ ,

$$\cos\theta = P_{xn} / (P_{xn}^2 + P_{zn}^2) \quad \text{sen}\theta = P_{zn} / (P_{xn}^2 + P_{zn}^2)$$

La definición del ángulo  $\gamma$  se da en términos de las coordenadas rotadas por los ángulos  $\theta$  y  $\beta$  de la partícula  $\Lambda$ , de tal manera que si  $PR_{i\Lambda} = R(i, \beta) R(j, \theta) P_{i\Lambda}$ , entonces:

$$\cos\gamma = |PR_{y\Lambda}| / PR_{z\Lambda} \quad \text{sen}\gamma = \pm |PR_{x\Lambda}| / PR_{z\Lambda}$$

correspondiendo el signo  $\pm$  cuando la lambda está en los cuadrantes:  $PR_{x\Lambda} < 0, PR_{y\Lambda} \geq 0$  ó  $PR_{x\Lambda} > 0, PR_{y\Lambda} \leq 0$ .

Con la introducción de esta transformación aplicada a todas las partículas del estado final, es posible graficar las distribuciones espaciales transversales y longitudinales de las partículas de estado final; estas se muestran en H.15a- H.21.

Se observa que el plano  $(j, k)$ , que contiene a los vectores del neutrón y de la  $\Lambda$ , define un lugar geométrico respecto al cual la topología se genera formando un 'disco' que es mas gordo en el centro que en las orillas. La lambda sale preferentemente con un gran momento transversal al eje de colisión, del orden de 1 GeV y con una población casi nula en la dirección del neutrón. Sus decaimientos salen dentro de este plano en un intervalo de  $\pm 20\text{MeV}$ , y son los que presentan la distribución de  $P_x$  mas 'delgada'. La rotación produce una 'dilatación' de la proyección  $P_{\Lambda \cdot j}$  pues:

$$P'_{x\Lambda} = 0$$

$$P'_{y\Lambda} = P'_{\Lambda \cdot j} = P_{\Lambda} \cdot [ \pm (P_{\Lambda \cdot x} \times P_n) \times P_n ] = \pm P_{\Lambda}^2 \text{sen}^2\phi = \pm P_{\Lambda}^2 \frac{\text{sen}^2\phi}{\text{sen}^2\psi} \cong P_{\Lambda}^2 > P_{y\Lambda}$$

$$P'_{z\Lambda} = P_{\Lambda} \cos\phi \frac{\cos\psi}{\cos\phi} \cong P_{z\Lambda}$$

donde  $\phi$  es el ángulo formado entre el eje z original y la lambda y  $\psi$  es el ángulo entre la lambda y el neutrón. Un corolario importante se sigue de este análisis: Es posible obtener información de la física de un proceso al analizar la distribución de variables simples, bajo una restricción impuesta a otra variable referida a una partícula distinta, por ejemplo, la distribución de  $P_{\parallel}^{cm}$  de cada una de las partículas si  $P_{\perp\Lambda} > 1$  GeV. Sin embargo, puede existir una información mas rica si se analiza la distribución de funciones de variables simples como es el caso de los productos escalares  $(i \times j) \cdot (k \times j)$  donde se tiene dependencia sobre nueve variables simples.

La distribución angular  $W(\theta, \phi)$  del kaón proveniente del  $K^{*0}$  en su marco de helicidad ( $K^*$  en reposo, eje  $z^+$  en la dirección  $P_{K^*}$ ) presenta una manifiesta dependencia respecto a  $\cos\theta$ , no así con  $\phi$  (H.22 y H.23), por lo que  $W(\theta, \phi) \propto a \cdot \cos\theta^n + b$ .

Desde el laboratorio todas las partículas salen esencialmente hacia adelante con momentos mayores a 1 GeV, excepto para el protón, que en el 48% de los casos tiene  $P_x, P_y < 0.5$  GeV y  $P_z < 1$  GeV, y en el resto su componente longitudinal se distribuye suavemente hasta 7.5 GeV. Las distribuciones angulares en m.c.m. np para cada partícula se presentan en H.24 - H.28.

Los piones por su parte, que pueden tomarse en dos pares  $\pi_{1,2}^+, \pi_{1,2}^-$ , muestran una distribución muy similar entre sí, pero radicalmente distinta a la de las demás partículas, con una zona poblada en la dirección perpendicular al eje z, pero preferentemente hacia adelante. Esto podría interpretarse como una evidencia de que la producción de estos mesones es de naturaleza distinta a la del par  $\Lambda K^*$  o a la del protón.

Finalmente cabe señalar que la lambda es la partícula mas lenta en el m.c.m. np.  $K^*$  y p son poco más rápidos  $\beta_{K^*} - \beta_{\Lambda} \sim 0.02c$ ,  $\beta_p - \beta_{\Lambda} \sim 0.09c$  y los piones llegan a tener una beta hasta en  $0.3c$  mayor que  $\beta_{\Lambda}$ .

## CONCLUSIONES.

La determinación de la estructura de la topología del estado final producido por la reacción hadrónica  $np$ , es un objetivo prioritario si se desea llevar a cabo un análisis de las posibles correlaciones que presenten las partículas generadas. Bajo la hipótesis de que se trata de un proceso de producción asociada de extrañeza, se ha supuesto la existencia de un sistema  $s\bar{s}$  cuyo rompimiento da lugar a las partículas  $AK^*$  con momentos aproximadamente iguales medidos en el marco del centro de masa del sistema total  $np$ . Un ajuste por una curva lorentziana y un polinomio que simule el ruido de fondo, permitirá hacer una medición simultánea de los parámetros  $m$  y  $\Gamma$ .

El hecho de que el plano de producción de la  $\Lambda$  constituye un lugar geométrico alrededor del cual se distribuyen todas las partículas del estado final, incluyendo los decaimientos de la  $\Lambda$ , sugiere que el análisis de funciones de variables simples proporciona una fuente de información importante de la Física del proceso.

Las distribuciones de los productos escalares de los vectores perpendiculares a los distintos planos en el c.m. presentan un 'ruido' debido a eventos donde no es válida la propiedad de coplanaridad. Una posible explicación de este fenómeno fue sugerida por M. Forbush, colaborador de este proyecto en TAC :

Una  $\Lambda$  con un tiempo de vida largo llegará a decaer más allá de la cámara tres; la interacción de su espín con el campo magnético del espectrómetro se reflejará en un movimiento de precesión que es más notable en este caso que en el de  $\Lambda$ 's jóvenes. Por tanto el plano de decaimiento de una  $\Lambda$  longeva estará más 'girado' respecto al de producción que el de una  $\Lambda$  joven; esto se presentaría como un 'ruido' en las distribuciones de los productos escalares.

De ser esto así, una selección adecuada de los hiperones  $\Lambda^0$  debe llevarse a cabo, lo cual redundará también en una identificación más exacta de  $K^{*0}$ 's. Asimismo deberá tomarse en cuenta la aceptación del detector mediante un programa Monte Carlo para considerar los eventos vetados. Si fuese posible relacionar el sentido del espín de la  $\Lambda$  y el del vector unitario perpendicular al plano de producción (que tiene la misma



dirección) se tendría una manera de medir su polarización analizando la distribución del producto escalar de este vector con el vector unitario perpendicular al plano de decaimiento. De esta manera eventos alrededor de  $\cos\theta = +1$  ó  $-1$  serían aquéllos con el espín arriba ó abajo, respectivamente.

Finalmente debe subrayarse que la similitud en la distribución angular en c.m. de los piones indica la posibilidad de que éstos sean generados por un mismo cuerpo (H.27, H.28). De ser esto cierto el problema puede tratarse como una producción de tres cuasipartículas bajo un proceso de disociación del proyectil: la primera, el blanco p que recula después de la colisión; la segunda, el sistema que da lugar a las partículas extrañas y la tercera, el sistema que genera los cuatro piones restantes.

## BIBLIOGRAFIA

1. ABE F. et al.  
Measurement of the Polarization of  $\Lambda^0$  Hyperons Produced Inclusively by 12 GeV Protons on Tungsten.  
Journal of the Phys. Soc. of Japan 1983, Vol.52, No.12, pp.4107-17.
2. AVILEZ C et.al.  
A Highly Segmented Multiparticle Spectrometer Capable of Functioning in a High Rate Environment.  
Enviado a Nucl. Inst. and Meth. Febrero de 1988.
3. BENITEZ E. Y ONDARZA R.  
Análisis de Polarización en Producción Hadrónica de la Partícula  $\Lambda^0$  en Reacciones Exclusivas.  
Tesis de Licenciatura, UNAM, Octubre 1986.
4. CHURCH M.  
 $\Xi^-$  Production in 15-28 GeV Neutron-Proton Interactions.  
Ph. D. Thesis, Columbia University, 1986.
5. JACOB M and WICK G. C.  
On the General Theory of Collisions for Particles with Spin  
Annals of Physics, 1959 (7) 404-28.
6. HALZEN F. and MARTIN A. D.  
Quarks and Leptons  
John Wiley and Sons, 1984.
7. HAMMERMESH  
Group Theory  
John Wiley and Sons, N. Y., 1982.
8. NOVOZHILOV YU. V.  
Introduction to Elementary Particle Theory  
Pergamon Press, 1975.
9. PERL MARTIN L.  
High Energy Hadron Physics  
John Wiley and Sons, N. Y., 1974.
10. PILKÜHN H.  
Relativistic Theory of Reactions  
Springer Verlag, 1979.

11. ROSE M.  
Elementary Theory of Angular Momentum  
John Wiley and Sons, N.Y., 1957.
12. SEGRE E.  
Nuclei and Particles  
W.A. Benjamin, N.Y., 1977.
13. YAMARTINO J.M.  
Lifetime Measurements of the  $\mu^-$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^\pm$ (1385) Particles  
S.H. Thesis, Columbia University, mayo 1988.
14. WERLE J.  
Relativistic Theory of Reactions  
North-Holland Pub. Co. 1986.

## REFERENCIAS A HISTOGRAMAS

- H1 Masa invariante  $M(K\Lambda^0)$ . Eliminando posibles  $K^0$  en vértices secundarios.  $|E_i - E_f| < 0.05 \text{ GeV}$ .
- H2  $\delta = E_i - E_f$ . Con flechas se señala el corte impuesto.  $|\delta| < 0.05 \text{ GeV}$ .
- H3  $P_{i^2}$  del neutrón incidente. Se señala el corte impuesto:  $P_{i^2} < 0.03 \text{ GeV}^2$ .
- H4 Masa invariante  $M(KK^+\pi^-)$ . Incluyendo las tres combinaciones por evento.
- H5a Masa invariante  $M(KK^+\pi^-)$  seleccionado por el criterio  $|m_{K\pi} - 0.896|$  mínimo.
- H5b Masa invariante  $M(KK^+\pi^-)$  seleccionado por el criterio  $|m_{K\pi} - 0.75|$  mínimo.
- H6a  $P_\Lambda$  vs  $P_{K\pi}$  momentos calculados en centro masa np.
- H6b  $P_\Lambda$  vs  $P_{K^+}$  con los mismos eventos que H6.
- H7a  $M(KK\pi)$  seleccionados por el criterio  $|P_{K\pi}/P_\Lambda - 1| < 0.15$ .
- H7b  $M(KK\pi)$  seleccionados con el criterio  $|P_{K\pi}/P_\Lambda - 1| < 0.1$  Y  $P_{i^2} < 0.01$ .
- H8  $M(K\pi^+\pi^-)$  con los mismos eventos que en H4.

Productos escalares de vectores perpendiculares a los planos generados por las partículas indicadas:

- H9  $(n \times \Lambda) \cdot (p_\Lambda \times \pi^-)$
- |   |   |
|---|---|
| H10 $(n \times \Lambda) \cdot (K^+ \times \Lambda)$       | H13 $(p \times \Lambda) \cdot (n \times \Lambda)$     |
| H11 $(K^+ \times \Lambda) \cdot (p_\Lambda \times \pi^-)$ | H14 $(\pi^+ \times \Lambda) \cdot (n \times \Lambda)$ |
| H12 $(K^+ \times \Lambda) \cdot (K^+ \times \pi^-)$       | H15 $(\pi^- \times \Lambda) \cdot (n \times \Lambda)$ |

Proyecciones  $P_x$  de cada partícula en el marco rotado de c.m. del sistema np

- |               |              |                    |                    |
|---------------|--------------|--------------------|--------------------|
| H16a $K^{*0}$ | H16c $\pi^+$ | H16e $p_\Lambda$   | H16g $K_{K^*}^+$   |
| H16b $p$      | H16d $\pi^-$ | H16f $\pi_\Lambda$ | H16h $\pi_{K^*}^-$ |

$P_z$  vs  $P_y$  en el marco rotado del c.m. del sistema np

,  $P_z$  se grafica en el eje x.

- |                    |                  |             |
|--------------------|------------------|-------------|
| H17a $\Lambda$     | H18a $K^*$       | H19 $p$     |
| H17b $p_\Lambda$   | H18b $K_{K^*}^+$ | H20 $\pi^+$ |
| H17c $\pi_\Lambda$ | H18c $\pi_{K^*}$ | H21 $\pi^-$ |

H22 Distribución del  $\text{Cos}\theta$  del  $K^+$  en el marco de Helicidad del  $K^0$ .

$\theta$  es el ángulo formado por el eje z y la dirección del  $K^+$ .

H23 Distribución de  $\varphi$  del  $K^+$  en el marco de Helicidad del  $K^0$ .

$\varphi$  es el ángulo formado por el eje x y  $P_{\perp K^+}$ .

Distribución angular en el marco de c.m. para:

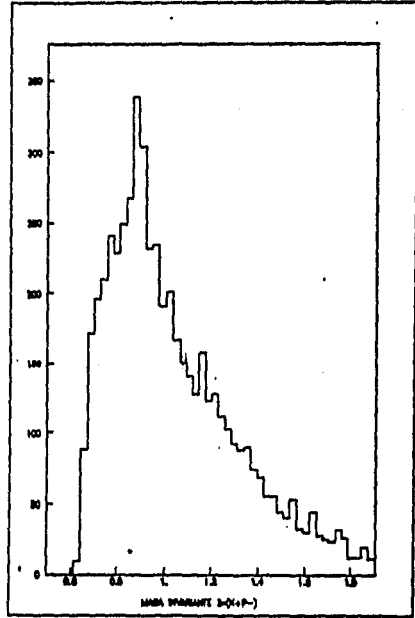
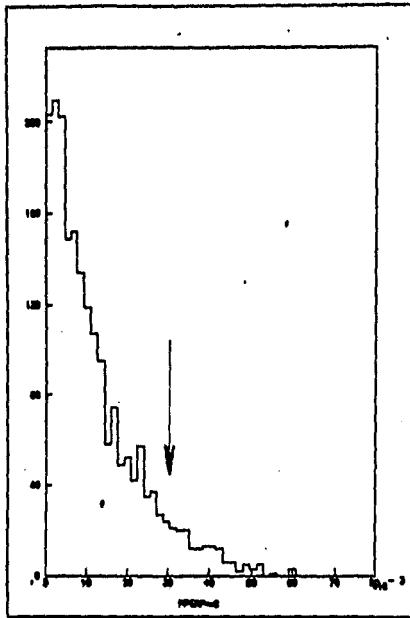
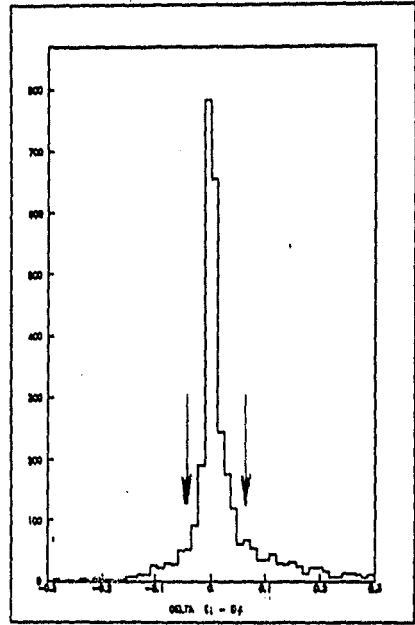
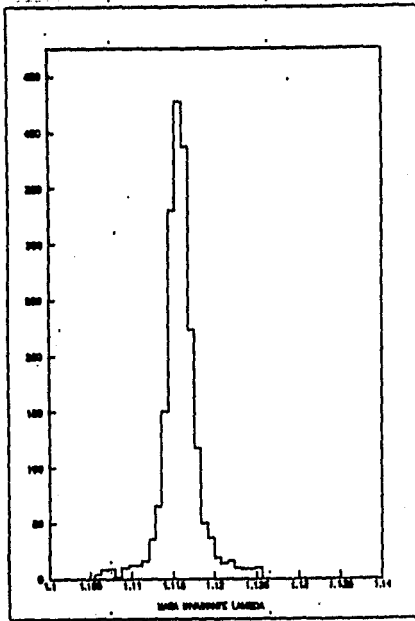
H24  $\Lambda$

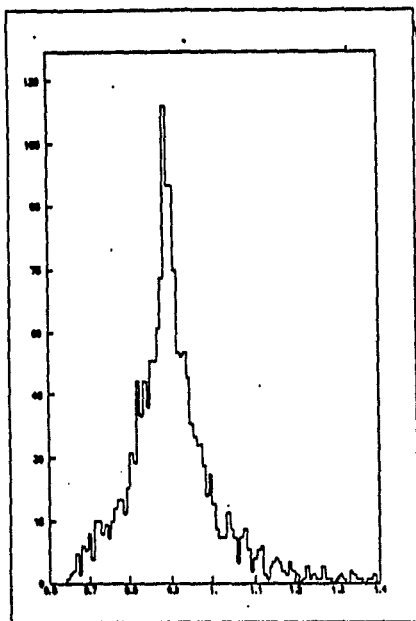
H26 p

H28  $\pi^-$

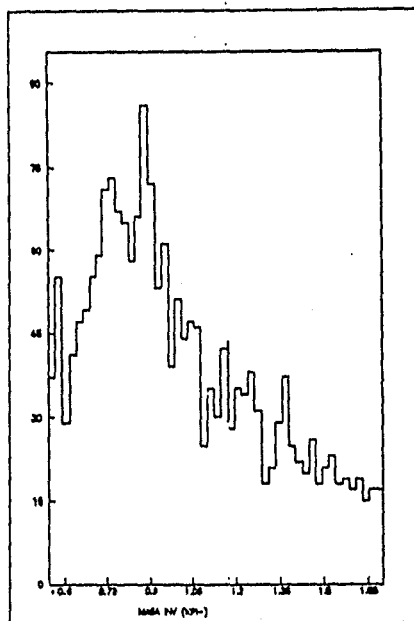
H25  $K^0$

H27  $\pi^+$

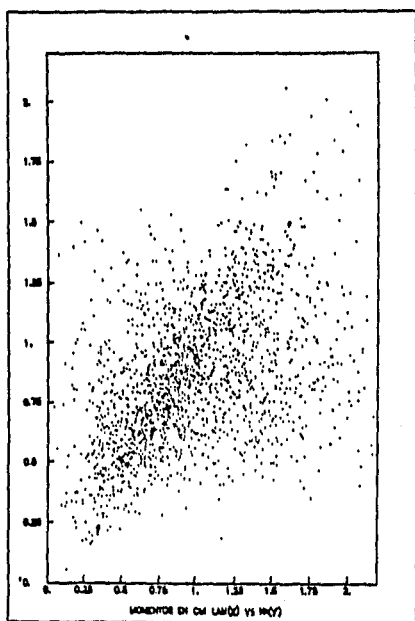




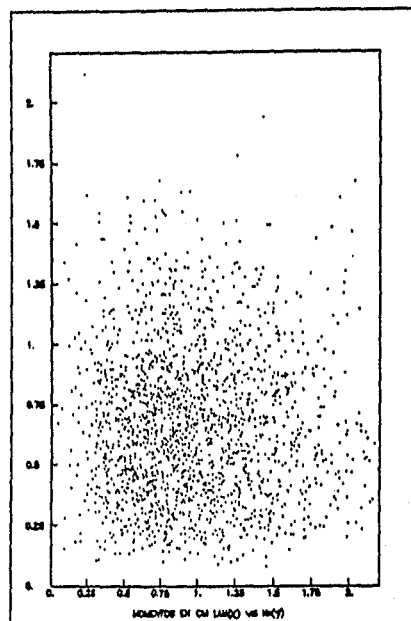
H. 5a



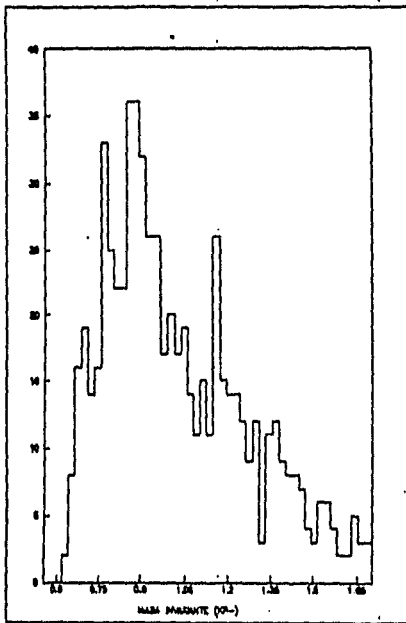
H. 5b



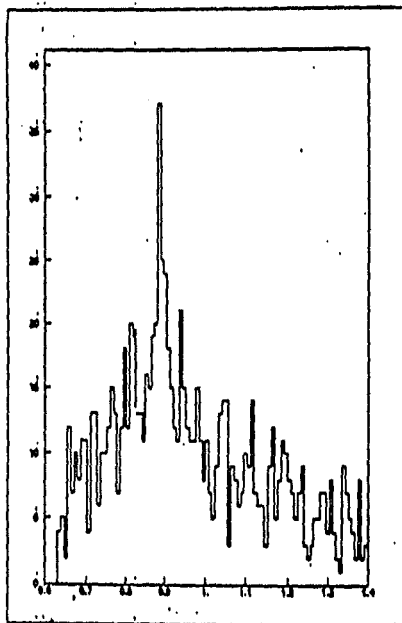
H. 6a



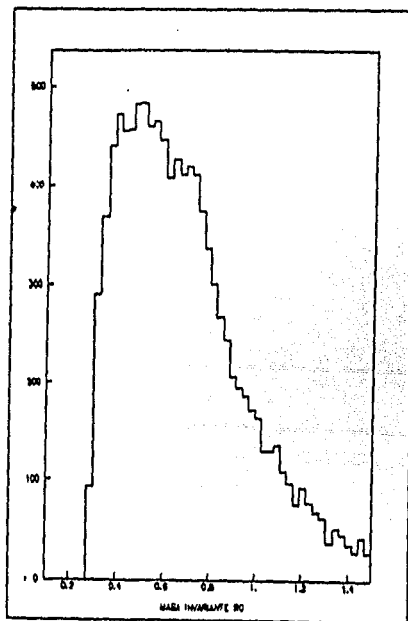
H. 6b



H. 7a

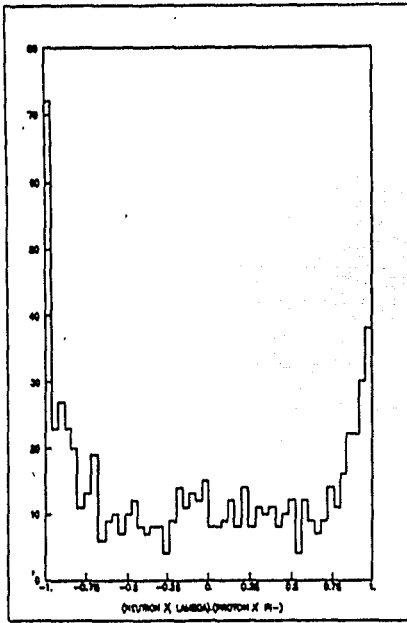


H. 7b

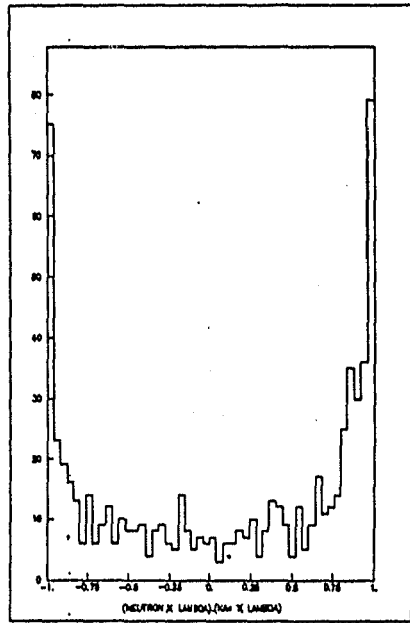


H. 8

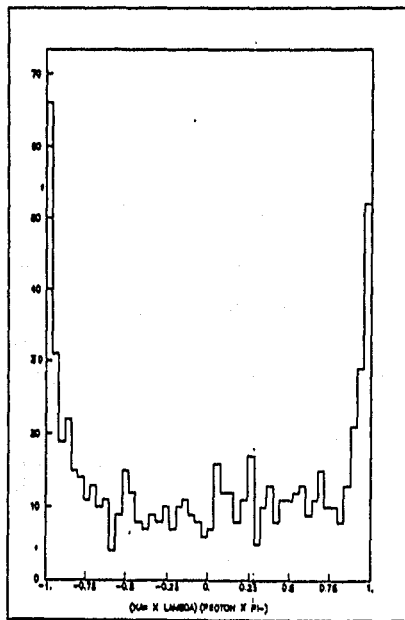




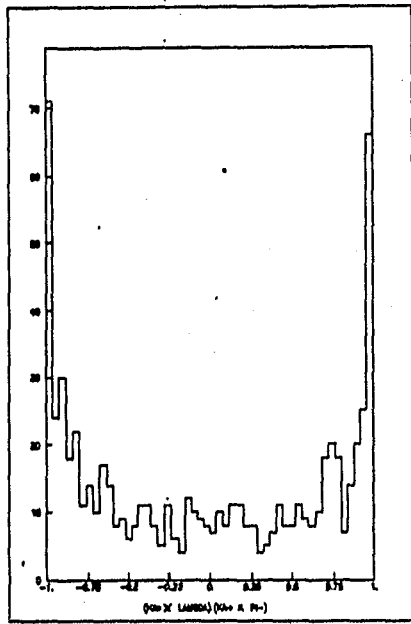
H. 9



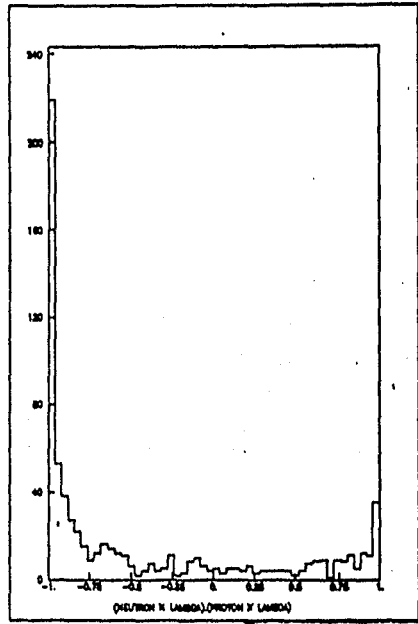
H. 10



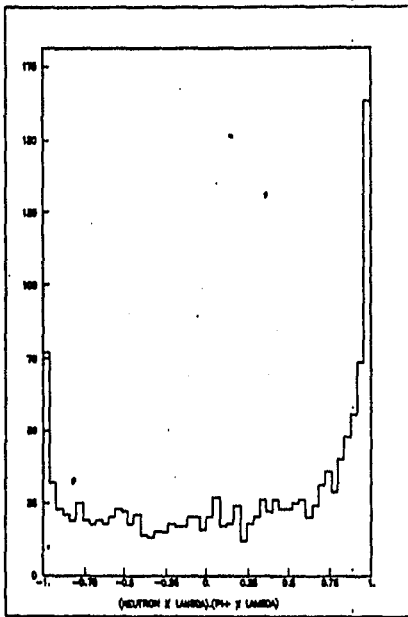
H. 11



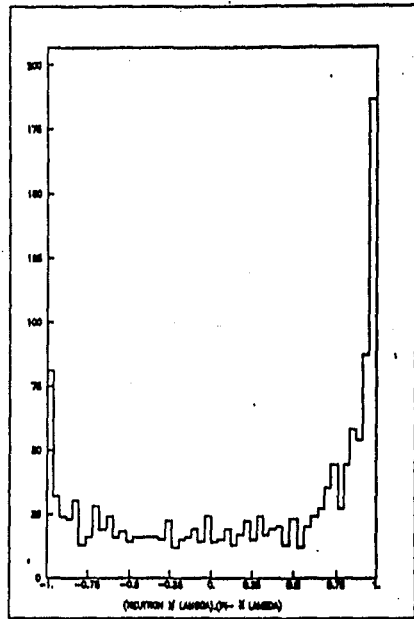
H. 12



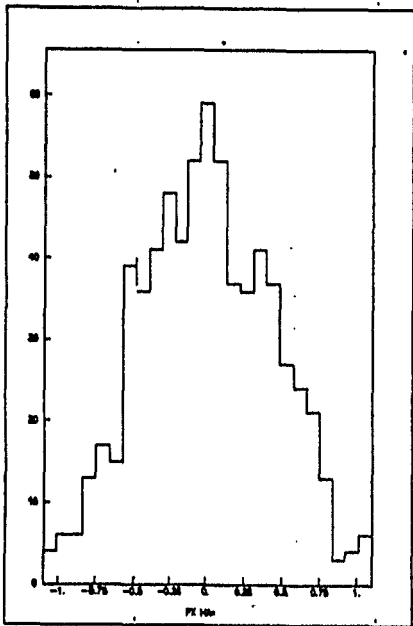
H. 13



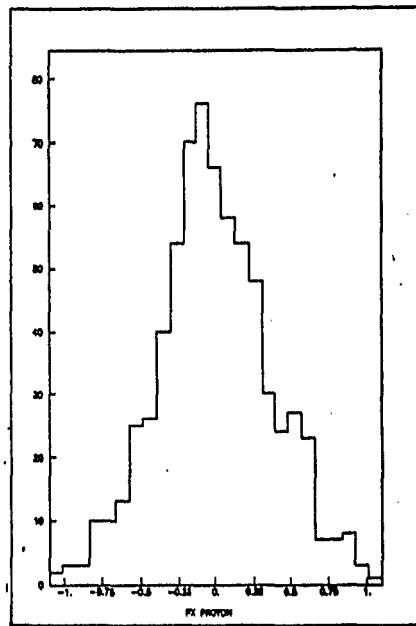
H. 14



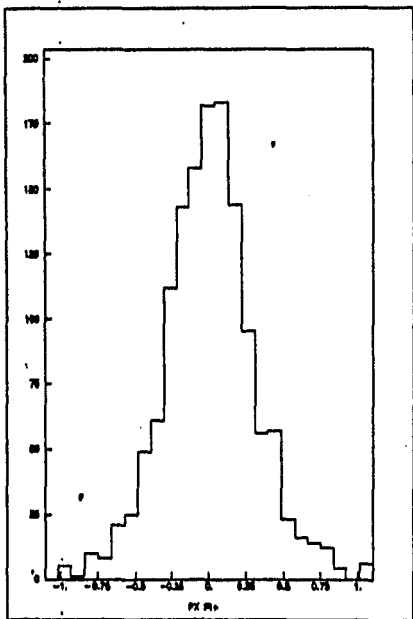
H. 15



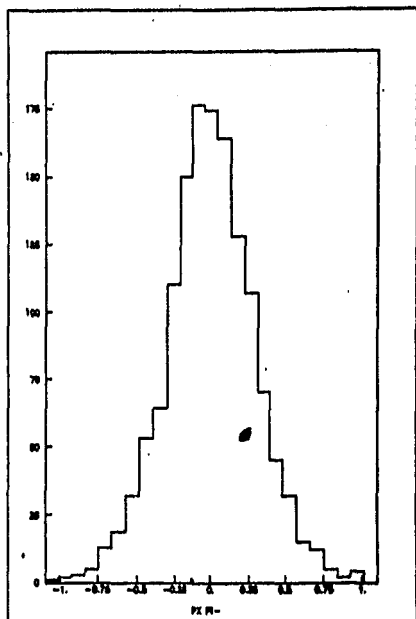
H. 16a



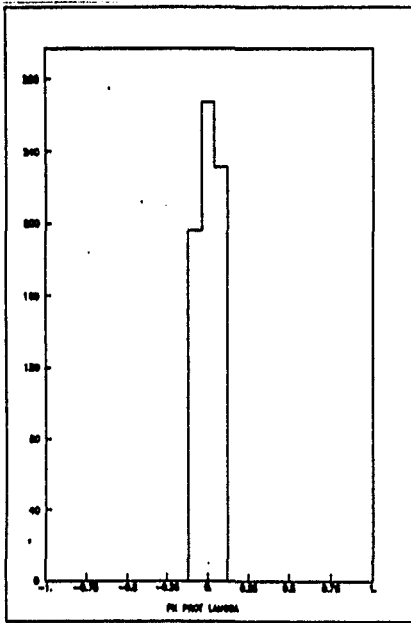
H. 16b



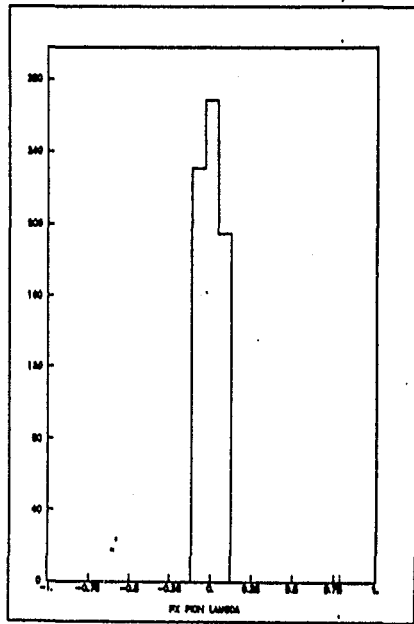
H. 16c



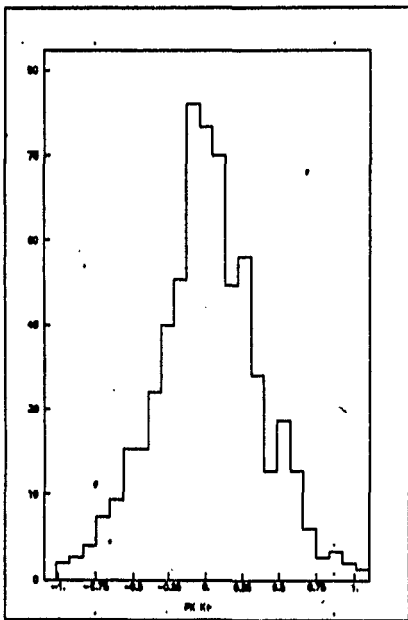
H. 16d



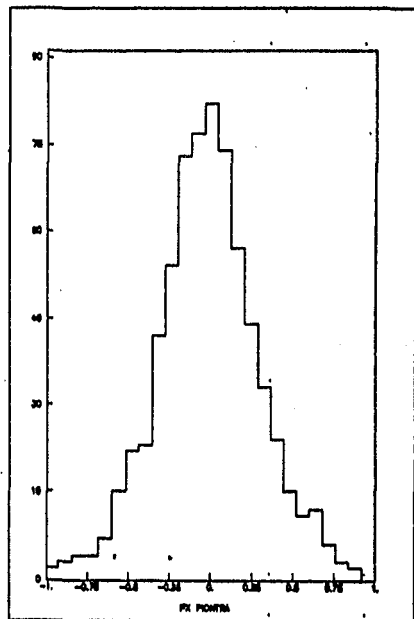
H. 16e



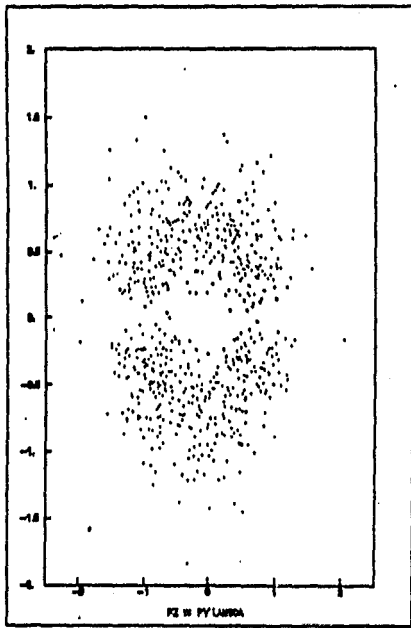
H. 16f



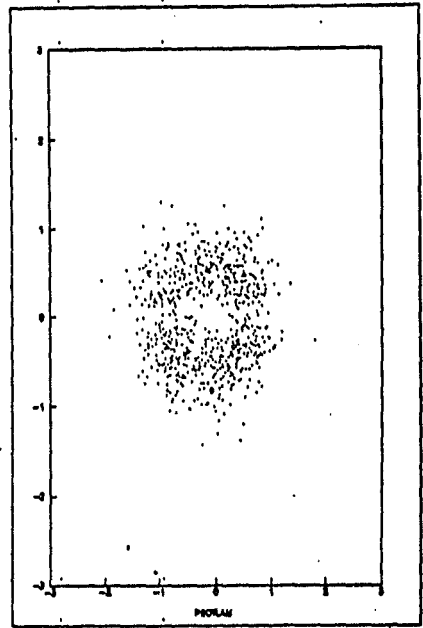
H. 16g



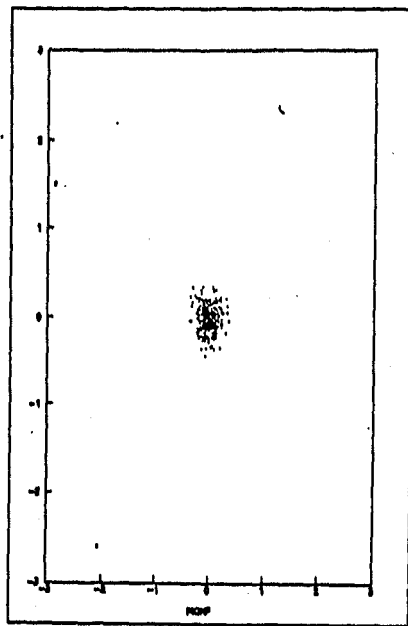
H. 16h



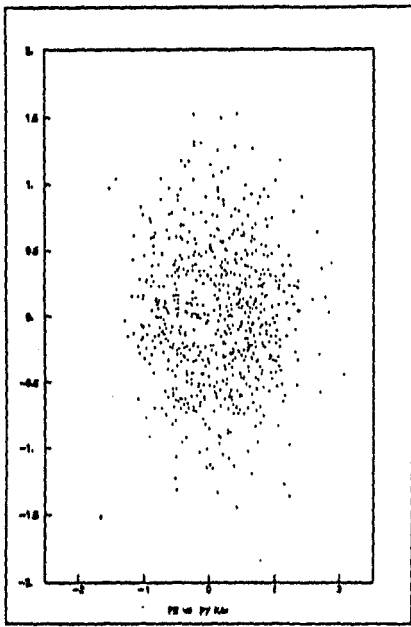
H. 17a



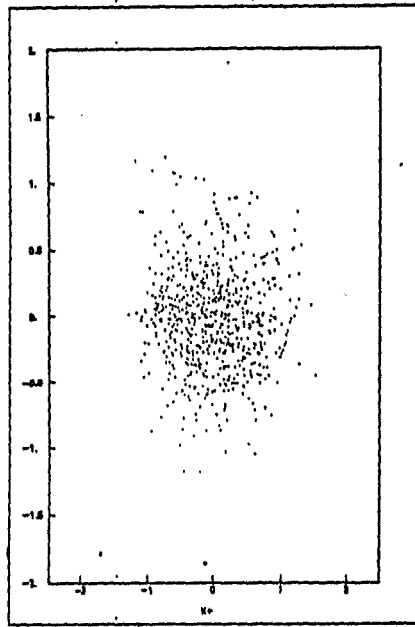
H. 17b



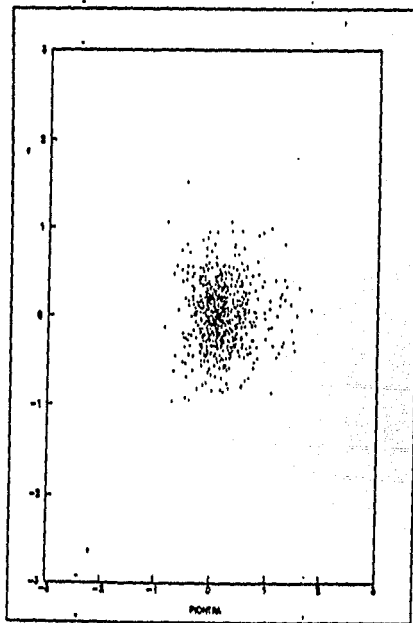
H. 17c



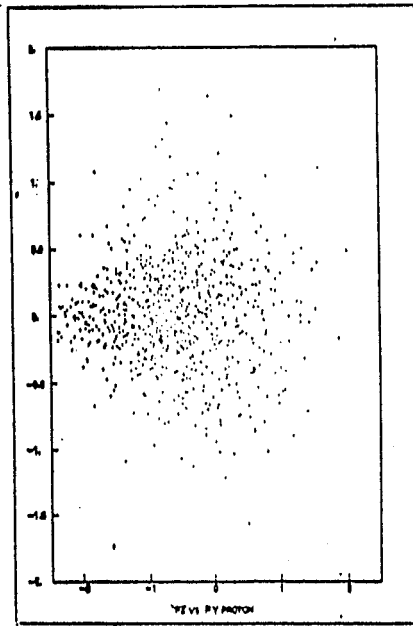
18. a



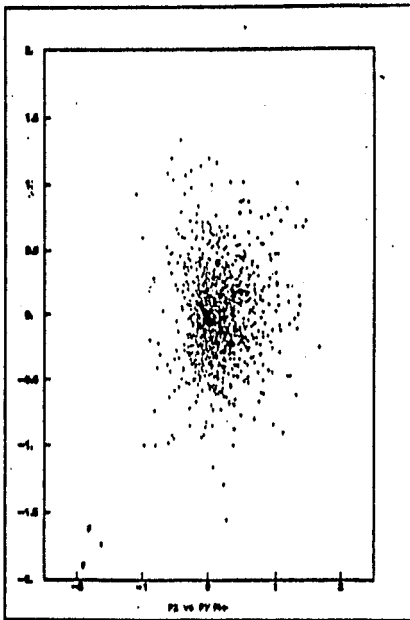
18. b



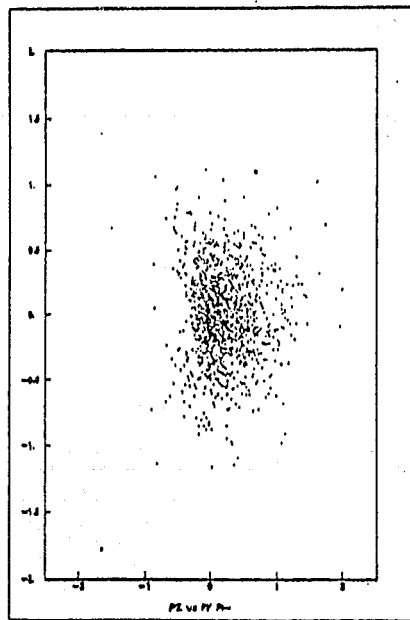
18. c



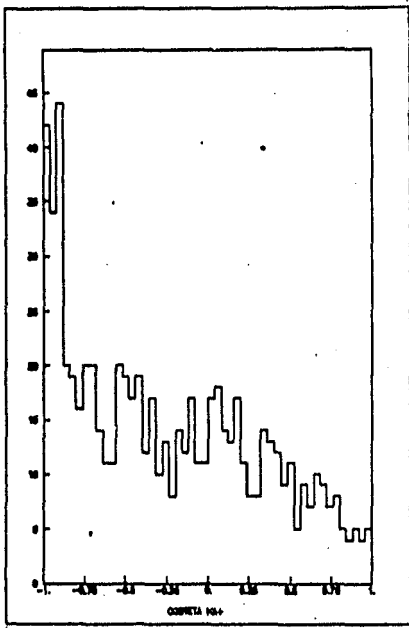
H. 19



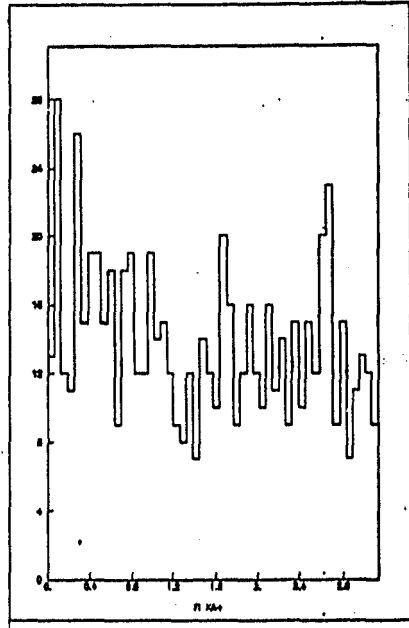
H. 20



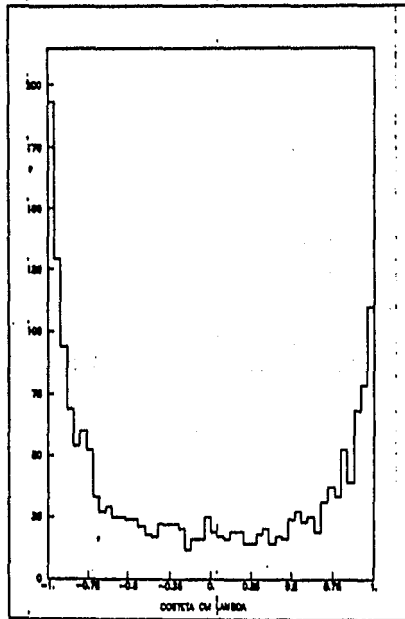
H. 21



H. 22

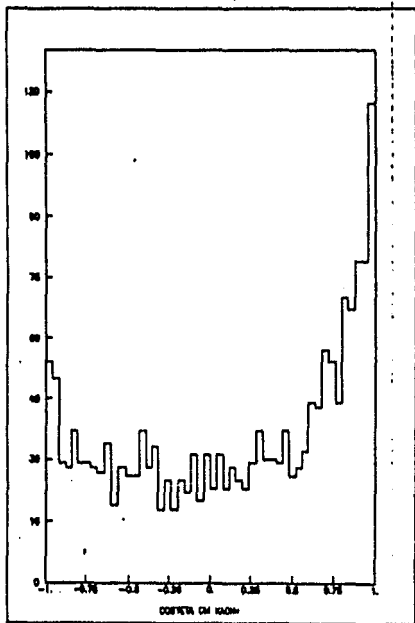


H. 23

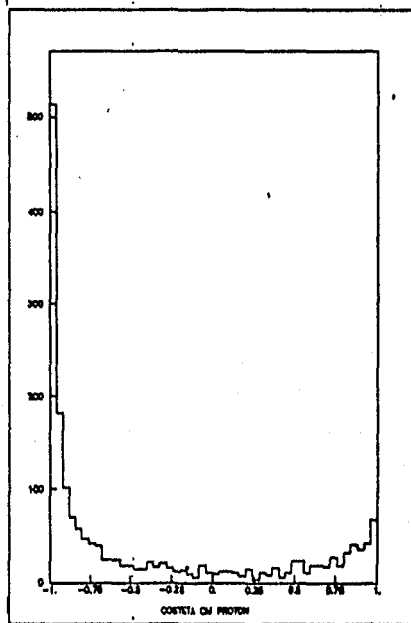


H. 24

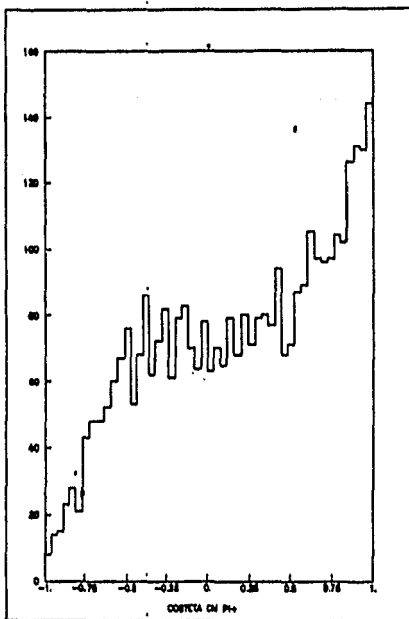




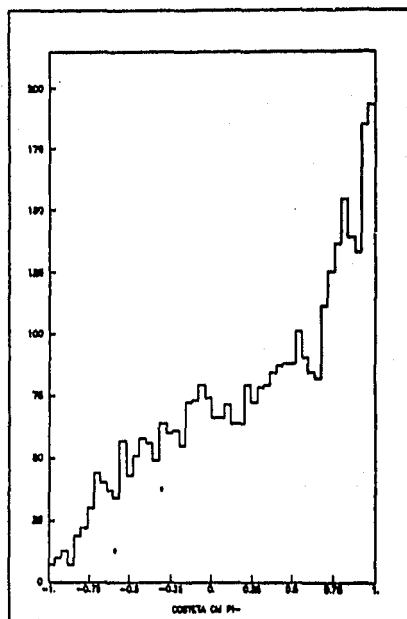
H. 25



H. 26



H. 27



H. 28