

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
Departamento de Física Teórica



TESIS DOCTORAL

**Estudio de las reacciones [pión menos-protón yendo a dos  
kaones y un nucleón] en las interacciones [pión menos-  
protón] a 4.0 Gev**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR

**Antonio López Fraguas**

Madrid, 2015

TP  
1984  
028

Antonio López Fraguas



\* 5 3 0 9 8 6 2 9 9 5 \*  
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x - 53 - 031488 - 5

ESTUDIO DE LA REACCIONES  $\pi p \rightarrow K^0 K^0 n$  y  $\pi p \rightarrow K^0 K^+ p$   
EN LAS INTERACCIONES  $\pi p$  A 4.0 GeV/c

Departamento de Física Teórica  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid  
1984



BIBLIOTECA

Colección Tesis Doctorales. Nº 25/84

© Antonio López Fraguas  
Edita e imprime la Editorial de la Universidad  
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía  
Noviciado, 3 Madrid-8  
Madrid, 1984  
Xerox 9200 XB 480  
Depósito Legal: M-3291-1984

ACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
IVERSIDAD COMPLUTENSE  
MADRID 1982

ESTUDIO DE LAS REACCIONES  
 $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K_s^0 n$  y  $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K^- p$   
EN LAS INTERACCIONES  $\pi^- p$   
A 4.0 GeV/c.

Memoria presentada por  
Antonio López Fraguas para  
optar al grado de Doctor en  
Ciencias Físicas y dirigida  
por el Dr. Juan Antonio Rubio  
Rodríguez.



Agradecimientos

Quiero expresar mi cordial agradecimiento a todas las personas que han contribuido a la realización de este trabajo, llevado a cabo en el Grupo de Altas Energías de la JEN.

En primer lugar, a la Dra. M<sup>a</sup> Aránzazu Vigón por su acogida en la División de Investigación Básica de la JEN y por todas las facilidades ofrecidas.

Al Prof. Alberto Gálindo quiero agradecer el haber aceptado la presentación de la presente memoria y el interés mostrado en este trabajo.

A todos los miembros de la colaboración CERN - College de France - Estocolmo - Madrid por su trabajo durante las fases iniciales del experimento que ha servido de base a este trabajo y sobre todo al Dr. Rafael Armenteros por su constante interés y apoyo y al Dr. P. Loverre por las valiosas discusiones mantenidas y su contribución a algunos de los resultados que aparecen en esta memoria, debo mi mas sincero agradecimiento.

Muy especialmente quiero expresar al Dr. Juan Antonio Rubio mi gratitud por su acertada dirección en la realización de este trabajo. Sin sus sugerencias, su incansable esfuerzo y tenaz aliento no hubiera sido llevado a cabo.

También quiero agradecer de forma especial a los doctores Manuel Aguilar-Benítez y Marcos Cerrada su esfuerzo, interés en este trabajo y las indicaciones hechas para su realización.

A los doctores Carmen Albajar, José Salicio, Juan Antonio Garzón y Carmen Fernández y Jesús Salicio y a todos los compañeros del Grupo de Altas Energías deseo agradecer tanto su amistad como la ayuda prestada.

Al Grupo del Centro de Cálculo de la JEN debo una paciente atención

-II-

durante el desarrollo del trabajo.

Al Grupo de Delineación de la División de Investigación Básica de la JEN por la rápida y cuidada elaboración de las figuras de esta memoria. Deseo agradecer, finalmente, a M<sup>a</sup> Isabel Díez y Sagrario Solana la rápida y esmerada mecanografía de esta memoria.

I N D I C E

CAPITULO 1.-	INTRODUCCION .....	1
CAPITULO 2.-	OBTENCION Y SELECCION DE LOS DATOS EXPERIMENTALES.....	4
	2.I. Descripción del experimento .....	4
	2.II. Pesos y Volumen fiducial .....	14
	2.III. Selección de la muestra y calidad.....	
	de los datos.....	17
	Referencias y descripción de tablas y.....	
	figuras .....	22
	Tablas y figuras .....	24
CAPITULO 3.-	SECCIONES EFICACES .....	35
	3.I. Definición de Sección eficaz .....	35
	3.II. Sensitividad .....	36
	3.III. Correcciones al número observado.....	
	de sucesos .....	37
	3.IV. Secciones eficaces topológicas y.....	
	de una reacción .....	38
	Referencias y descripción de tablas .....	42
	Tablas .....	43
CAPITULO 4.-	ESTUDIO DE LA REACCION $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$ .....	44
	4.I. Descripción del diagrama de Dalitz .....	44
	4.II. Relaciones de producción de resonancias .	46
	4.III. Análisis de los espectros de masa .....	57
	4.IV. Resultados .....	59
	4.V. Estudio del sistema $K_S^0K_S^0$ .....	61
	A) Introducción .....	61
	B) Método de análisis del sistema $K_S^0K_S^0$ .....	63
	C) Momentos de la distribución angular .....	68
	D) Formalismo de análisis de momentos.....	
	dependiente de la masa .....	75
	E) Resultados .....	79
	F) Análisis de amplitudes independiente.....	
	de la masa .....	88

G)	Análisis dependiente de la masa.....	
	de los momentos de la reacción $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$	
	a 6 y 7 GeV/c .....	95
H)	Conclusiones .....	99
	Referencias .....	101
	Descripción de tablas .....	103
	Tablas .....	104
	Descripción de figuras .....	109
	Figuras .....	111
CAPITULO 5.-	ESTUDIO DE LA REACCION $\pi^-p \rightarrow K^0K^+p$ y ANÁLISIS DE LA PRODUCCION DEL MESON $A_2^-$ .....	
	5.I. Análisis de producción de resonancias ..	121
	5.II. Verificación de las relaciones de isospín .....	125
	5.III. Estudio del $A_2^-$ .....	129
	A) Introducción .....	129
	B) Sección eficaz diferencial .....	131
	C) Matriz densidad del $A_2^-$ .....	135
	D) Sección eficaz total. Dependencia con la energía .....	140
	E) Conclusiones .....	142
	Referencias .....	143
	Descripción de tablas .....	144
	Tablas .....	145
	Descripción de figuras .....	150
	Figuras .....	151
CAPITULO 6.-	ESTUDIO DE LA PRODUCCION DE $\Lambda(1520)$ .....	161
	6.I. Introducción .....	161
	6.II. Sección eficaz diferencial .....	163
	6.III. Matriz densidad de polarización .....	169
	6.IV. Discusión de resultados y conclusiones ..	174
	Referencias .....	177
	Descripción de tablas .....	178
	Tablas .....	179

Descripción de figuras del Cap. 6 .....	188
Figuras .....	190
CAPITULO 7.- CONCLUSIONES .....	202



CAPITULO 1

Introducción

El experimento base del trabajo que se presenta en esta memoria comprende todos los estados finales que incluyen la desintegración visible de al menos un  $K_S^0$  y dispone de una geometría de detección  $4\pi$  y una alta estadística, 90 sucesos/ $\mu\text{b}$ . La técnica utilizada en su detección, cámara de burbujas, se ha demostrado insustituible para la detección de estados finales multipartículas incluyendo partículas extrañas principalmente por dos razones: la alta geometría de detección necesaria en las reacciones multicuerpos y el valor de las vidas medias de las partículas extrañas, que hace observable su desintegración, a energías bajas e intermedias, en el volumen visible de la cámara.

Los objetivos principales de la propuesta experimental han sido (1) los siguientes:

- Un estudio sistemático de las reacciones con intercambio de hipercarga a energía intermedia (4GeV/c).
- La detección y análisis de resonancias mesónicas con modos de desintegración incluidos entre  $K\bar{K}$ ,  $K\bar{K}\pi$ ,  $K\pi\pi$  ó  $\pi\pi\pi$ .

El trabajo objeto de la presente memoria comprende el análisis de las reacciones  $\pi^-p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$  y  $\pi^-p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \bar{p}$ , que ha permitido aportar resultados de interés en ambos objetivos de la propuesta experimental. En particular hemos analizado detalladamente los sistemas  $K_S^0 K_S^0$  en la primera reacción y  $K_S^0 K_S^0 \bar{p}$  extrayendo conclusiones sobre las resonancias producidas en reacciones cuasi dos cuerpos  $\pi^-p$  y con modos de desintegración en ambos sistemas.

---

(1) M. Aguilar-González et al. Propuesta presentada al "Track Chamber Committee" del CERN. CERN TCC 73-1 (1973).

Las conclusiones han sido comparadas con los resultados precedentes y con los modelos teóricos usuales a energías intermedias.

Los resultados obtenidos a la energía de nuestro experimento, junto con los de otros a energías superiores nos han permitido extraer información sobre algunas propiedades de resonancias observadas en dichos sistemas.

Además hemos estudiado la reacción con intercambio de hipercarga  $\pi^- p + K_S^0 \Lambda(1520)$  y contrastado los resultados con las predicciones suministradas por modelos de intercambio, teniendo en cuenta las características de la reacción  $K^- p + \pi^0 \Lambda(1520)$  a energía similar.

El orden seguido en la presentación del trabajo responde al esquema siguiente:

En una primera sección presentamos un resumen del proceso seguido en la obtención y preparación de los datos para el análisis físico, exponemos los criterios de selección y las características de la muestra experimental utilizada en nuestro trabajo (Capítulo 2), y describimos el cálculo de las secciones eficaces (Capítulo 3).

El estudio de la reacción  $\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n$  se presenta en el capítulo 4 que consta de dos partes. En la primera analizamos la contribución a dicha reacción de procesos resonantes intermedios. En la segunda parte estudiamos el sistema  $K_S^0 K_S^0$  en dicha reacción. El interés del trabajo se centra en el análisis de las características de la onda S en dicho sistema, comparando los resultados con los de experimentos anteriores.

En el capítulo 5 exponemos el estudio de la reacción  $\pi^- p + K_S^0 K^- p$ . También en este caso empezamos analizando la producción de resonancias en esta reacción para estudiar a continuación las propiedades de producción del mesón  $A_2^-$  desintegrándose en el sistema  $K^0 K^-$ . En particular extraemos la componente debida a intercambios de paridad natural a la sección eficaz y comparamos su variación con la energía en este modo de desintegración, con la obtenida para la desintegración en  $p\pi$  en trabajos precedentes.

El capítulo 6 presenta el estudio de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$  (1520), en los aspectos señalados anteriormente.

Finalmente resumimos las conclusiones del presente trabajo en el capítulo 7.

## CAPITULO 2

### I. Descripción del experimento

El experimento objeto del presente trabajo comenzó con la toma de fotografías de la cámara de burbujas de hidrógeno del CERN de 2 m. expuesta a un haz de  $\pi^-$  de 4.0 GeV/c

En este experimento realizado por una colaboración CERN - College de France - Madrid - Estocolmo, se tomaron en total  $1.8 \times 10^6$  fotografías aproximadamente de las cuales 200.000 fueron procesadas en Madrid.

A partir de estas fotografías se obtuvo un total de 151033 sucesos medidos, de los cuales 22.411 corresponden a Madrid, 22.475 al College de France, 96.687 al CERN y 9.460 a Estocolmo.

En este apartado describimos el funcionamiento de una cámara de burbujas y las distintas fases del proceso de obtención de los datos. Estas son: a) Escrutinio de las fotografías, b) medida de los sucesos seleccionados, c) ajuste geométrico y cinematográfico, y d) identificación.

La cámara de burbujas es un recinto que contiene hidrógeno líquido en estado próximo al gaseoso. Funciona a la vez como blanco y como detector. El blanco lo constituyen los núcleos de hidrógeno, mientras que como detector el funcionamiento es el siguiente:

- Antes de que las partículas del haz incidan en la cámara el acelerador envía a ésta un impulso de sincronización.

- Se produce una expansión del líquido de forma que este queda en estado metastable.

- Las partículas del haz atraviesan la cámara y originan interacciones con los núcleos de hidrógeno. El paso de una partícula cargada ioniza el líquido en estado metastable a lo largo de su recorrido con el suficiente desprendimiento de calor para que el hidrógeno pase a estado gaseoso. Por consiguiente se forman burbujas de gas a lo largo de las trazas de las partículas

cargadas.

- Se hacen funcionar los "flashes" y se toman fotografías de las trazas. Se toman tres fotografías simultáneas por tres cámaras fotográficas situadas en distintas posiciones.

- Se vuelve a comprimir el líquido.

Este proceso se repite tantas veces como sea necesario para tener la estadística requerida por el experimento. La cámara está situada en un campo magnético intenso ( $B = 10^4$  gauss) de forma que las partículas cargadas tienen trayectorias helicoidales. La curvatura de las trazas permite conocer el momento de las partículas correspondientes.

El proceso de obtención de los datos es laborioso y consta de varias etapas. Su objetivo es conocer el máximo de la información que define los estados de cada una de las partículas que intervienen en el proceso de interacción para todas las interacciones que interese estudiar. Para ello es necesario medir el trimomento de cada partícula así como identificar el tipo de partícula asociado al momento medido, lo que implica conocer los números cuánticos que definen los estados referidos.

Durante dicho proceso puede ocurrir que no sea posible obtener completamente la información necesaria para definir el cuádrimomento y que la identificación del tipo de partícula para algunas de las producidas en el estado final no sea unívoca. En tales casos la interacción no queda definida y se considera comprendida en un grupo distinto, llamado de sucesos ambiguos, que ha de ser posteriormente analizado para decidir, si es posible, de forma única.

Las etapas del proceso de obtención de los datos son las siguientes:

#### 1 - Escrutinio

Es el proceso de selección de topologías que incluyen las interacciones de interés.

En la parte de nuestro experimento procesada en Madrid se llevaron a cabo dos escrutinios independientes con el fin de obtener las eficacias de su realización. Dichas eficacias son utilizadas fundamentalmente en el cálculo de las secciones eficaces de los diferentes procesos detectados.

En nuestro experimento teníamos interés en estudiar interacciones en las que se producía al menos una partícula extraña. Por este motivo se seleccionaron los sucesos en que se observaba alguna de las siguientes características, asociadas a los distintos tipos de estas partículas:

a) Las partículas neutras  $K^0$  y  $\Lambda$  pueden desintegrarse en dos partículas cargadas, originando un  $V^0$ , así que se tomaron aquellos que tenían un  $V^0$  apuntando al vértice principal. La partícula  $\Sigma^0$  se desintegra en  $\gamma\Lambda$  de forma que la marca de su desintegración es también la observación de un  $V^0$ .

b) Seleccionando sucesos que presentan un codo ( $V^\pm$ ) en alguna de las trazas salientes del vértice principal incluimos posibles  $K^\pm$  y  $\Sigma^\pm$  que pueden desintegrarse dentro de la cámara originando esta topología. Para el  $\Sigma^\pm$ , de vida media muy corta, ( $\sim 10^{-10}$  sg.) la desintegración es observable en prácticamente todos los casos. Para el  $K^\pm$ , de vida media unas 100 veces superior, solo una pequeña fracción presenta desintegración visible.

c) Un  $V^0$  apuntando a un codo en alguna traza saliente puede corresponder a la desintegración de un  $\Xi^-$  por lo que también fueron incluidos. Si se localizaban sucesos con  $V^0$  de alguno de los tipos anteriores se observaba si había posibles  $\gamma$  apuntando al mismo vértice que el  $V^0$ . Estos  $\gamma$  pueden indicar la producción de  $\Sigma^0$  o  $\Xi^0$ .

Algunos sucesos que satisfacían los criterios anteriores fueron excluidos por los siguientes motivos:

a) Alguna de las trazas salientes mide menos de 4 cm. y no se desintegra. Estos sucesos no se pueden medir posteriormente debido a la corta longitud de la traza.

b) La traza del haz se desvía de las otras más de 2 cm. en 60 cm. de recorrido. De esta forma se evitan contaminaciones de  $\pi^-$  con momento muy diferente a 4.0 GeV/c o de otro tipo de partículas, dado que en la preparación del haz que se envía a la cámara hay una focalización precisa de las partículas, de una determinada masa y con momento en la región de interés.

c) Se rechazaron los sucesos cuyo  $V^0$  es claramente un par  $e^+e^-$  debido a la curvatura o la ionización de las trazas de desintegración y aquellos cuyo codo es evidentemente una cadena  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  ya que no corresponden a partículas extrañas.

## 2 - Medida

El proceso consiste en medir puntos en las diferentes proyecciones de la interacción, así como marcas de referencia de coordenadas espaciales conocidas, de forma que pueda reconstruirse en el espacio la trayectoria seguida por las trazas que aparecen en la interacción.

Para ello, en las 3 vistas, se miden:

- i) Posición proyectada de las marcas fiduciales.
- ii) Vértice de la interacción en sus distintas proyecciones.
- iii) Puntos de cada traza dejada por partículas cargadas que entran (haz) o salen de la interacción.  
(Aproximadamente 10 puntos por traza y por proyección)

## 3 - Cálculos y análisis postcinemáticos

3.1. Posteriormente a la medida de las interacciones consideradas de interés en el proceso de escrutinio es necesario, para extraer la información física sobre las características que definen el estado de cada partícula, seguir los procesos expuestos a continuación.

a) Reconstrucción geométrica.- Permite calcular las trayectorias seguidas por las partículas en la cámara de burbujas y, a partir de la trayectoria helicoidal calculada y su proyección,

estimar el valor del momento  $\bar{p}$  de cada una de las trazas.

b) Ajuste cinemático.- Permite, mediante la utilización de las ecuaciones de conservación del momento y energía, estudiar la probabilidad de que la interacción esté interpretada con diferentes posibles asignaciones de masa a las distintas trazas.

3.2. El proceso de reconstrucción geométrica es realizado por el programa llamado THRESH y el de ajuste cinemático por el programa GRIND cuyas operaciones describiremos brevemente en lo que sigue:

3.2.1. THRESH - Reconstruye en el espacio las coordenadas de los puntos de interacción y la trayectoria de las trazas en la forma siguiente:

Reconstrucción de puntos

1) El programa transforma al plano de las marcas fiduciales, generalmente al plano  $z = 0$ , las coordenadas  $x$ ,  $y$  de los vértices medidos, mediante la transformación

$$x'_i = \alpha_1 + \alpha_3 x_i + \alpha_5 y_i$$

$$y'_i = \alpha_2 + \alpha_4 x_i + \alpha_6 y_i$$

en donde los coeficientes  $\alpha_i$  son calculados si se ha medido la posición en el film de al menos tres marcas fiduciales (cuyas coordenadas en la cámara se conocen). El cálculo de  $\alpha_i$  puede convertirse en un ajuste si se miden más de tres marcas fiduciales.

2) THRESH calcula los coeficientes de las ecuaciones del rayo luminoso que pasa por el punto:

$$x = F_x^j z + G_x^j$$

$$y = F_y^j z + G_y^j$$

En donde las  $G$  y las  $F$  pueden calcularse en función de las

coordenadas  $x'$ ,  $y'$ , los índices de refracción y los espesores de los distintos medios.

3) Como el vértice ha sido medido en diferentes vistas, la intersección de los rayos luminosos construidos para cada vista proporciona la posición en el espacio. Dicha posición es calculada cuando solamente se miden dos proyecciones de la interacción y ajustada cuando se miden más de dos.

#### Reconstrucción de trazas

La reconstrucción de las trazas puede ser dividida en dos partes

- Determinación en primera aproximación.
- Determinación final.

a) En primera aproximación THRESH trabaja de la manera siguiente:

Normalmente los puntos medidos no son correspondientes, es decir, un punto del espacio solo está medido en una vista y las medidas hechas en otras vistas no corresponden a este punto (los vértices son excepción). Por lo tanto THRESH selecciona dos vistas, la primera ( $\alpha$ ) de forma que la trayectoria de la traza sea más ortogonalmente vista desde ella y la segunda ( $\beta$ ) de forma que la línea que conecta las dos mejores cámaras forma el mayor ángulo posible con la tangente de la traza en el punto de partida.

El punto de la traza correspondiente a la medida  $i$  en la vista  $\alpha$  se reconstruye por interpolación lineal entre las medidas de la vista  $\beta$ , y la interpolación se hace de la forma siguiente. Para cada medida de cada vista se encuentra el rayo de luz que pasa por el centro del objetivo. Su ecuación en la cámara es:

$$x = F_x^v z + G_x^v ; y = F_y^v z + G_y^v \quad v = \alpha \text{ ó } \beta$$

y se calculan las constantes  $F_s^v$  y  $G_s^v$

La condición para que dos rayos, que pasan a través de dos cámaras fotográficas diferentes interseccionen en la cámara es

$$\begin{vmatrix} F_x^\alpha - F_x^\beta & F_y^\alpha - F_y^\beta \\ G_x^\alpha - G_x^\beta & G_y^\alpha - G_y^\beta \end{vmatrix} = 0$$

Se evalúa el anterior determinante, para cada medida de la vista  $\alpha$ , en todos los puntos de la vista  $\beta$  hasta que entre los puntos  $j$  y  $j + 1$  se encuentra que cambia de signo.

Entonces se realiza una interpolación lineal de la forma

$$F_x^\beta = F_{xj}^\beta + \lambda(F_{xj+1}^\beta - F_{xj}^\beta)$$

y similarmente para  $F_y^\beta$ ,  $G_y^\beta$  y  $G_x^\beta$ .

$\lambda$  (y de aquí las  $F$ ) se encuentran por aproximaciones sucesivas. Se tiene así una serie de puntos cuyos rayos ópticos se cortan en el espacio. En primera aproximación se ajusta un círculo a los puntos proyectados en el plano  $x, y$ . (El campo magnético está dirigido en la dirección  $z$ )

$$(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + \alpha_1(x-x_1) + \alpha_2(y-y_1) = 0$$

donde  $x_1, y_1$  son las coordenadas del vértice en el espacio y  $\alpha_1, \alpha_2$  son parámetros. Del ajuste se obtienen:

- El radio de curvatura,  $\rho = 1/2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{1/2}$
- El ángulo azimutal,  $\beta = \arctg \alpha_2/\alpha_1$

Para cada punto proyectado se calcula el ángulo  $\theta_i$  de desplazamiento a lo largo de la hélice y el ángulo polar se calcula como

$$\operatorname{tg} \lambda = \sum_i (z_i - z_1) \theta_i / \rho \sum_i \theta_i^2$$

b) Determinación final

Como sabemos, la ecuación de los rayos ópticos para cada punto tiene la forma,

$$\begin{aligned} F_1 &\equiv x - F_x z - G_x = 0 \\ F_2 &\equiv y - F_y z - G_y = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

y con la primera aproximación de la hélice ya calculada tenemos  $\theta_i$  para cada punto. Sustituyendo las ecuaciones de la hélice en (1) tenemos:

$$\begin{aligned} f_1(\theta, \rho, \text{tg}\lambda, \beta, \xi, \eta, \zeta) &= 0 \\ f_2(\theta, \rho, \text{tg}\lambda, \beta, \xi, \eta, \zeta) &= 0 \end{aligned}$$

Para cada medida la aproximación  $\theta_i$  se introduce en las ecuaciones anteriores, y las posibles correcciones  $\Delta_1\theta_i$ ,  $\Delta_2\theta_i$  deben ser iguales y por tanto

$$\frac{f_1}{df_1/d\theta_i} = \frac{f_2}{df_2/d\theta_i}$$

lo que proporciona una ecuación,  $f_i(\rho, \text{tg}\lambda, \beta, x, y, z) = 0$  para cada punto. De forma que se encuentran las variaciones a los parámetros  $\Delta\rho$ ,  $\Delta\text{tg}\lambda$ ,  $\Delta\beta$ ,  $\Delta x_1$  .... que mejor satisfacen el sistema de ecuaciones. El proceso se repite hasta que se alcanza una convergencia.

Como resultado de THRESH conocemos  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  para cada traza, que es equivalente a conocer  $P$ ,  $\lambda$  y  $\phi$  ya que  $\rho = \frac{P \cos\lambda}{qR}$  y se conoce el valor del campo magnético en cada punto de la cámara.

3.2.2. GRIND

El programa GRIND tiene como función principal el obligar a que las cantidades físicas medidas satisfagan las ecuaciones de conservación del momento y la energía.

En el caso de que las desviaciones sean muy grandes, indicativas de que al menos una partícula neutra ha salido del vértice de la interacción. ensaya nuevas asignaciones de masa incluyendo la presencia de diferentes posibles partículas neutras de masa M.

Nuevamente intenta conservar exactamente el momento y energía en la interacción, cosa que ahora se traduce en una ecuación de conservación por desconocerse el momento de la partícula neutra. La ecuación es

$$M^2 = (\Sigma E_i - \Sigma E_f)^2 - (\Sigma \bar{p}_i - \Sigma \bar{p}_f)^2$$

Si las desviaciones son tales que la ecuación antedicha está muy mal satisfecha, GRIND informa de que "más de una partícula neutra" sale del proceso de interacción y del cuadrimomento total correspondiente al conjunto de partículas neutras.

Pero supongamos que cuando GRIND ensaya con solamente hipótesis de masa para las trazas, se encuentra que las desviaciones no son muy importantes. Entonces GRIND modifica los valores medidos en pequeñas cantidades de forma que las ecuaciones de conservación se satisfagan. El proceso seguido es el siguiente:

Supongamos que las cantidades medidas son  $m_i$  y tienen un comportamiento gaussiano. Se buscan las correcciones  $c_i$  a dichas cantidades que hacen que:  $F_u(m_i + c_i) = 0$ , que en primera aproximación se expresa

$$F_u(m_i) + \frac{\partial F_u}{\partial m_i} c_i = 0, \text{ que expresamos como}$$

$$f_u(c_j) = 0 \quad \text{con la condición}$$

$$\chi^2 = \sum_{ij} c_i \Delta_{ij} c_j \text{ sea mínimo} \quad (a)$$

en donde  $\Delta_{ij}$  es la matriz de correlación de errores en las variables  $m_i$

La ecuación (a) se interpreta en el sentido de que las correcciones a las cantidades medidas sean mínimas. Se tiene un problema de solución del mínimo de una función ( $\chi^2$ ) de forma que las ecuaciones de conservación se satisfagan.

Para resolverlo GRIND utiliza un método de multiplicadores de Lagrange.

De este modo se calculan las correcciones  $c_i$ , así como el  $\chi^2$  y probabilidad del ajuste.

Puede ocurrir que si las propiedades no lineales de  $F_\mu$  son importantes, los valores corregidos vayan peor en las ecuaciones de conservación que los originales. Este es el caso de no convergencia. En general el proceso se repite hasta que las ecuaciones de conservación se satisfacen en un cierto grado.

Como resultado del ajuste, GRIND proporciona, para cada hipótesis de masa, las correcciones a las cantidades medidas así como la probabilidad del ajuste, que es indicativa de la bondad de la hipótesis utilizada.

### 3.2.3. Análisis postcinemáticos. Identificación

Finalizada la operación de GRIND, el físico toma la información sobre las variables cinemáticas ajustadas para cada traza en cada hipótesis de masa, así como la probabilidad de la hipótesis y analiza en los proyectores la compatibilidad de las diferentes hipótesis con la interacción tal como se observa en las fotografías.

En particular la decisión entre hipótesis con probabilidades estadísticas razonables viene definido por criterios físicos entre los cuales cabe citar:

- 1 - Ionización de trazas cargadas

La densidad lineal de burbujas viene dada por  $I = I_0(1 + \frac{m^2}{2p^2})$ , siendo  $m$  la masa y  $p$  el momento de la partícula. Para cada traza de una interacción, la ionización indica sobre la masa de

las partículas cargadas y por tanto permite decidir, a partir del momento que GRIND proporciona para las trazas, cual es la hipótesis de masa más apropiada.

2 - La existencia de desintegraciones visibles en las trazas cargadas, que proporciona, a través de las probabilidades de desintegración para distintas partículas, indicaciones sobre la naturaleza de la partícula.

3 - La existencia de fotones materializados apuntando al vértice que es indicativo de la presencia de  $\pi^0$  producidos en la interacción.

#### 4 - Creación de la DST

Es el final y el objetivo de todo el proceso de medida. Las DSTs (Data Summary Tapes) son bandas magnéticas que contienen toda la información necesaria para el análisis físico.

La DST de nuestro experimento consta de uno o varios registros para cada suceso según que en la identificación solo se haya aceptado una hipótesis de masa o por el contrario exista ambigüedad entre varias hipótesis que sea imposible resolver en esta etapa del análisis. En cada registro está contenida toda la información necesaria para el análisis posterior, como momento del haz y de las partículas salientes, probabilidades de ajuste, "pulls" y coordenadas de los vértices etc., que a su vez permiten estudiar la calidad de los datos.

Describiremos con más detalle esta información en la parte III de este capítulo.

#### II. Pesos y volumen fiducial

En un experimento de cámara de burbujas existen pérdidas de sucesos debido a diferentes razones. Tanto para calcular secciones eficaces como para el estudio de cualquier proceso es necesario hacer correcciones al número de sucesos observados para tener en cuenta estas pérdidas.

Describiremos a continuación las causas por las cuales podemos perder un número significativo de sucesos en las reacciones que estudiamos en este trabajo. Podemos dividir las en dos tipos:

a) Pérdidas por escrutinio y procesado

Son los sucesos que se pierden durante el proceso de medida. Se tienen en cuenta para calcular las secciones eficaces, pero no es posible extraer información referente a ellos para el análisis físico de las reacciones de interés. Las correcciones correspondientes se describen en el capítulo 3.

b) Pérdida de partículas neutras con desintegración

Una partícula extraña neutra se observa a través de sus productos cargados de desintegración ( $V^0$ ). Estos  $V^0$  pueden dejar de observarse por dos motivos fundamentales:

b.1. El  $V^0$  se desintegra fuera de la región visible de la cámara.

b.2. El  $V^0$  se desintegra muy cerca del vértice de interacción de forma que no se distingue de un par de trazas salientes del vértice.

Tenemos en cuenta estas pérdidas definiendo una región fiducial y asignando a cada suceso observado en dicha región un peso igual al inverso de la probabilidad de que ese suceso se produzca.

La región fiducial se define por dos volúmenes llamados INVOL e INLITE, estando INVOL contenido en INLITE.

Solamente consideramos aquellos sucesos que tienen el vértice de interacción dentro de INVOL y los  $V^0$  dentro de INLITE.

La probabilidad,  $P_{ob}$ , de que se observe un  $V^0$  dentro del volumen fiducial es la probabilidad de que, habiéndose producido el suceso en INVOL, se desintegre en INLITE menos la probabilidad de que, habiéndose producido asimismo en INVOL, se desintegre antes de haber alcanzado una distancia  $l_0$  del vértice de in-

teracción, distancia que se fija como mínima para que el  $V^\circ$  no se confunda con trazas saliendo del vértice.

Si llamamos  $l$  a la distancia que la partícula neutra recorrería hasta salir del volumen fiducial, la probabilidad  $P_{ob}$  sería (Ref. [1])

$$\begin{aligned} P_{ob} &= e^{-l_0/\bar{l}} - e^{-l/\bar{l}} && \text{si } l > 0 \\ P_{ob} &= e^{-l_0/\bar{l}} && \text{si } l = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

donde  $\bar{l} = \beta \gamma c \tau_0$ , siendo  $\tau_0$  la vida media de la partícula en reposo y por tanto  $\bar{l}$  es el recorrido medio de la partícula en el laboratorio.

Las trazas observadas son proyecciones sobre el plano  $xy$  de las trazas reales. La longitud mínima se impone sobre esta proyección de forma que  $l_0 = l_{min}/\cos\alpha$ .  $l_{min}$  se eligió a 0.3 mm. observando la distribución de las distancias entre el vértice de interacción y el  $V^\circ$ , proyectada sobre el plano  $xy$  y determinando la distancia a partir de la cual esta distribución deja de tener una forma exponencial.

El peso debido a un  $V^\circ$  es pues

$$W = 1/P_{ob}$$

Si el suceso tiene mas de un  $V^\circ$ , el peso total que le asignamos es el producto de los pesos correspondientes a cada uno de ellos.

Para definir el volumen INVOL observamos las distribuciones de las coordenadas  $x$ ,  $y$  y  $z$  del vértice principal. Las de  $y$  y  $z$  presentan una dispersión pequeña alrededor de un valor central mientras que la de  $x$  es aproximadamente plana salvo en las zonas próximas a los bordes de la cámara en las cuales el número de interacciones observadas decrece rápidamente. Exigimos por lo tanto que  $x$  esté comprendida entre 2 valores de manera que, conservando el mayor número de sucesos, eliminemos este sesgo.

Las distribuciones en y y z no requieren cortes. Sin embargo para poder definir un INLITE que contenga a INVOL de forma que los pesos no sean muy grandes es preciso también restringir sus valores.

El volumen INVOL está definido de modo que

$$-72 \text{ cm} < x < 62 \text{ cm}$$

$$-17 \text{ cm} < y < 18 \text{ cm}$$

$$-37 \text{ cm} < z < -13 \text{ cm}$$

En las figuras 1, 2 y 3 representamos las distribuciones de x, y y z para las dos reacciones que estudiamos así como los cortes mencionados.

INLITE se define a partir de INVOL por un proceso iterativo. Eligiendo un volumen que contenga INVOL podemos calcular el peso medio correspondiente a ese volumen. Intentamos encontrar un volumen que proporcione un peso medio más pequeño posible. Para ello partimos de un volumen próximo a INVOL y dejando fijos los límites de las coordenadas x y z variamos los de la y a intervalos iguales, primero el superior y luego el inferior, hasta hallar un punto en el que la variación del peso medio respecto a los puntos consecutivos sea mínima. Fijando esos límites repetimos el proceso para la coordenada x. Para la z dejamos como extremos los límites físicos de la cámara ya que no hay problemas de visibilidad en los bordes en esa dirección.

El volumen obtenido de este modo es

$$-68 \text{ cm} < x < 78 \text{ cm}$$

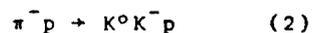
$$-27 \text{ cm} < y < 27 \text{ cm}$$

$$-50 \text{ cm} < z < 0$$

### III. Selección de la muestra y calidad de los datos

De todas las reacciones seleccionadas en el experimento,

utilizaremos para nuestro análisis las dos siguientes



En este apartado exponemos los criterios seguidos para obtener la muestra correspondiente a dichas reacciones y hacemos un estudio de la calidad de los datos tras el ajuste cinemático.

### III.A) Selección de la muestra

a) Tipo e hipótesis. Ya que los únicos  $K^0$  y  $\bar{K}^0$  que podemos observar con probabilidad apreciable son los  $K_S^0$ , solamente disponemos de los sucesos cuyo estado final es  $K_S^0 K_S^0 n$  para la reacción (1) y  $K_S^0 K^- p$  para la (2).

Identificamos los sucesos correspondientes a una reacción mediante dos números registrados, para cada suceso, en la DST llamados Tipo e Hipótesis.

El tipo consta de las cinco cifras siguientes:  $n^{0V^+}$ ,  $n^{0T^+}$ ,  $n^{0V^-}$ ,  $n^{0T^-}$  y  $n^{0V^0}$ , donde  $n^{0T^\pm}$  indica el número de trazas, positivas o negativas respectivamente, que salen del vértice principal sin desintegración en la cámara y  $n^{0V^{+,-,0}}$  tiene un significado análogo para las partículas cargadas o neutras cuya desintegración se observa. Así pues, el tipo caracteriza topológicamente un suceso.

La hipótesis es otro número que caracteriza la asignación de masas a la cual ha ajustado un suceso. Los sucesos ambiguos, teniendo el mismo tipo, ajustan a más de una hipótesis de masa. En el registro correspondiente a una de ellas tenemos información sobre las demás. Sabemos cuales son todas las hipótesis ambiguas con ella y la probabilidad del ajuste de cada una de ellas. Esta información tiene utilidad para intentar resolver las ambigüedades.

Los sucesos de la reacción (1) se caracterizan por tener el tipo 00002 y la hipótesis 103. Esta hipótesis indica que hay

2  $K^0$  medidos y una o varias partículas neutras no observadas una de las cuales debe ser un neutrón. Hay una palabra en la DST que informa si hay ajuste cinemático solamente con un neutrón o si deben producirse además uno o más  $\pi^0$  para que sea posible el ajuste. Representando en un diagrama doble el momento residual al cuadrado frente a la energía residual al cuadrado, los sucesos que realmente sean  $K^0K^0n$  deben situarse sobre una recta de pendiente unidad con ordenada en el origen igual a  $M^2$  neutrón. Los sucesos que incluyen algún  $\pi^0$  tendrán una energía residual mayor para un momento residual dado. Debido a los errores, las distribuciones de estos dos tipos de sucesos podrían solaparse en cuyo caso habría contaminación de un canal en otro. En nuestros datos observamos una separación clara entre los dos canales, como vemos en la figura 2.4, por lo que podemos separar los sucesos correspondientes a la reacción (1).

Los sucesos de la reacción (2) pueden ser del tipo 01101, hipótesis 5 o bien del tipo 01011, hipótesis 1 según que el  $K^-$  se desintegre visiblemente o no.

Seleccionamos de esta forma 1417 sucesos para el canal  $K^0K^0n$  y 1836 para el  $K^0K^0p$ . En la tabla 2.I presentamos la distribución de estos sucesos por laboratorios.

b) Ambiguos. De los 1836 sucesos  $K^0K^0p$  hay en total 17 ambiguos. Este número no es significativo estadísticamente por lo que hemos excluido estos sucesos de todo el análisis posterior.

Los sucesos ambiguos  $K^0K^0n$  son 70, lo que supone un 5% de la muestra total. De ellos, 63 son ambiguos con el canal  $AK^0\pi^0$  y 7 con el canal  $K^0K^0\pi^0$ . Con el fin de mantener para el análisis el mayor número de sucesos correspondientes al canal  $K^0K^0n$  estudiamos las probabilidades de ajuste a las hipótesis ambiguas. Para la hipótesis  $K^0K^0n$  se distribuyen de manera aproximadamente uniforme mientras que para la otra posible la probabilidad es siempre próxima a 0. Hemos aceptado para nuestra muestra aquellos sucesos cuya probabilidad de ajuste a  $K^0K^0n$  es mayor que el 50%.

### III.B) Análisis de la calidad de la muestra

A partir de la información contenida en la DST podemos analizar la calidad estadística de la muestra así como detectar la existencia de errores sistemáticos. Hemos hecho el análisis por separado para los distintos laboratorios ya que podría haber un efecto sistemático en alguno de ellos. Presentamos los resultados por separado para los sucesos de Madrid y para los del resto de la colaboración con el fin de examinar la compatibilidad de la muestra.

Las figuras 2.5 y 2.6 representan la masa de los  $K^0$ , medida a partir de sus productos de desintegración. Observamos que las distribuciones están centradas alrededor del valor aceptado,  $m_{K^0} = 498 \text{ MeV}$  (Ref. [2].) dentro del error estadístico.

Las distribuciones de las coordenadas  $x$ ,  $y$  y  $z$  del vértice principal están representadas en las figuras 2.1, 2.2 y 2.3. Las distribuciones presentan las características mencionadas en el apartado II. Podemos ver que, en las muestras de las dos reacciones no hay pérdidas sistemáticas de sucesos dentro de los límites de INVOL, señalados en las figuras y que fuera quedan pocos sucesos. Para el análisis físico de los procesos que estudiamos hemos utilizado solamente los sucesos que están dentro del volumen fiducial.

Asimismo hemos examinado la distancia recorrida por los  $K^0$  desde el vértice de la interacción hasta que se desintegran, distancia representada en la fig. 2.7. La distribución tiene una forma exponencial excepto para distancias muy próximas al vértice principal donde los  $V^0$  se confunden con trazas salientes del vértice. Tomamos por tanto los sucesos cuyos  $V^0$  están a más de 3 mm. del vértice. En el análisis posterior pesaremos los sucesos para corregir por las pérdidas inducidas por la selección.

La figura 2.8 representa la probabilidad asociada al  $\chi^2$  del ajuste. Esta probabilidad debe tener una distribución uniforme si los errores estadísticos están bien estimados. La muestra de

Madrid presenta una débil desviación en el sentido de las altas probabilidades que indica que los errores están ligeramente sobreestimados. Hemos impuesto que  $P(\chi^2) > 0.01$  con el fin de reducir contaminaciones.

Otras cantidades significativas para estudiar la bondad de los ajustes cinemáticos son los "pulls". Dado un parámetro P, se define el "pull" como: (Ref. [3])

$$\frac{P_{\text{medido}} - P_{\text{ajustado}}}{\sqrt{\Delta P_{\text{medido}}^2 + \Delta P_{\text{ajustado}}^2}}$$

En ausencia de errores sistemáticos los "pulls" presentan una distribución gaussiana centrada en 0 y de anchura unidad. Presentamos los "pulls" de las trazas ~~del haz~~ para los sucesos de Madrid, observando que están bien centrados pero tienen anchura menor que 1, confirmando el efecto de que los errores están ligeramente sobreestimados, (del orden del 15%). (Fig. 2.9)

Hemos examinado también la resolución de la masa efectiva de los sistemas de 2 partículas en el estado final. Las resoluciones medias son del orden de 5 MeV. En la figura 2.10 presentamos la masa efectiva del sistema  $K^0K^0$  frente a la resolución de dicha masa. Encontramos que la resolución  $\Delta m_{K^0K^0}$  crece ligeramente con la masa, siendo su valor medio el siguiente:  $\overline{\Delta m}_{K^0K^0} = 4.0 \pm 0.2$  MeV.

Finalmente, en la figura 2.11 está representada para la reacción (1) la masa residual, calculada a partir de las cantidades medidas. Esta masa está bien distribuida alrededor de la masa del neutrón con una pequeña dispersión, ( $\sim 0.04$  GeV<sup>2</sup>). Análogamente, hemos comprobado que para la reacción (2) está perfectamente centrada en 0.

Después de hacer todas las selecciones mencionadas en este apartado obtenemos una muestra aceptable para proceder al análisis de los procesos  $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$  y  $\pi^-p \rightarrow K^0K^-\bar{p}$  compuesta por 1227 sucesos para la primera reacción y por 1597 para la segunda.

Referencias del Capítulo 2

- /2.1/ M. Aguilar-Berítez y J. Salicio . Informe JEN nº 508, (1981).
- /2.2/ Review of Particle properties: Rev, Mod Phys, 52, nº2, (1980).
- /2.3/ M. Cerrada, Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid, (1975).

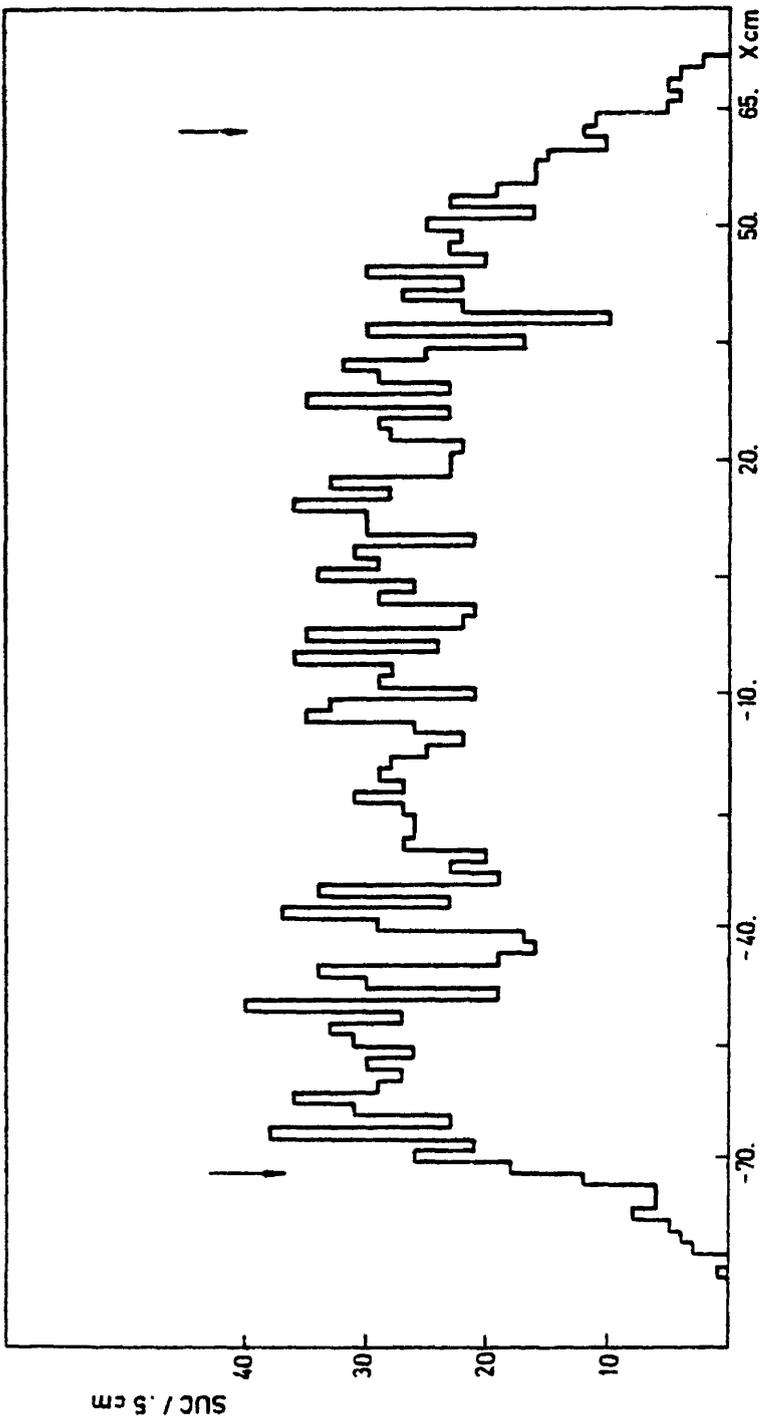
Descripción de Tablas y Figuras, del Capítulo 2

- Tabla 2.1 Distribución de sucesos correspondientes a los estados finales  $K^0 K^- p$  ,  $K^0 K^0 n$  y  $K^0 K^+ n$  (MM) por laboratorios.
- Figuras 2.1, 2.2, 2.3. Distribución de las coordenadas X, Y, y Z del vértice de la interacción para los sucesos de las muestras de Madrid y del CERN correspondientes a las dos reacciones estudiadas. Señalamos los límites del volumen INVOL en las tres coordenadas .
- 2.4 Diagrama de  $P_{residual}^2$  frente a  $E_{residual}^2$  Para los sucesos correspondientes al TIPO-2 e HIPOTESIS-103.
- a) Todos los sucesos, (incluyendo los MM).
  - b) Sucesos de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K_S^0 n$
- 2.5 Distribución de la masa medida del  $K_S^0$  en la muestra de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^- p$ .
- 2.6 Distribución de la masa medida de los  $K_S^0$  en la muestra de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ . En estas dos figuras señalamos el valor de la masa del  $K_S^0$ .

- 2.7 Distribución de la proyección sobre el plano XY de la distancia entre el vértice de la interacción y el del  $\kappa^0$  para la muestra de  $\kappa^0 \kappa^0 n$ .
- 2.8 Distribución de la probabilidad del ajuste cinemático para los sucesos de la muestra medida, en el laboratorio de Madrid.
- a) Reacción  $\pi^- p \rightarrow \kappa_S^0 \kappa_S^- p$ .
- b) Reacción  $\pi^- p \rightarrow \kappa_S^0 \kappa_S^0 n$ .
- 2.9 "Pulls" de las trazas incidentes.
- a) b) c) Momento, ángulo de "dip" y ángulo azimutal del  $\pi^-$  en la muestra de  $\kappa_S^0 \kappa_S^- p$ .
- d) e) f) Lo mismo para  $\kappa_S^0 \kappa_S^0 n$ .
- La curva representa una distribución gaussiana de anchura unidad.
- 2.10 Diagrama doble  $m_{\kappa^0 \kappa^0} - \Delta m_{\kappa^0 \kappa^0}$  para los sucesos de la reacción  $\pi^- p \rightarrow \kappa_S^0 \kappa_S^0 n$ .
- 2.11 Distribución de la masa residual medida en los sucesos de la muestra seleccionada para la reacción  $\pi^- p \rightarrow \kappa_S^0 \kappa_S^0 n$ .

TABLA 2.1

Laboratorio	K <sup>o</sup> K <sup>-</sup> p		K <sup>o</sup> K <sup>o</sup> n	
	1011-1	1101-5	(no MM)	(MM)
CERN	1162	35	870	407
Madrid	249	7	204	97
C. de F.	238	12	242	112
Estocolmo	126	7	101	48
Totales	1775	61	1417	664



25

Fig. 2.1

26

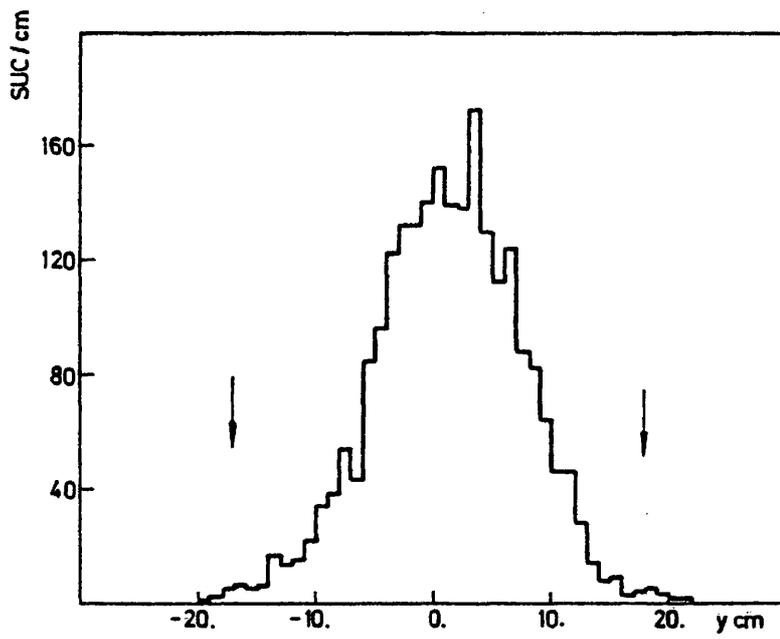


Fig. 2.2

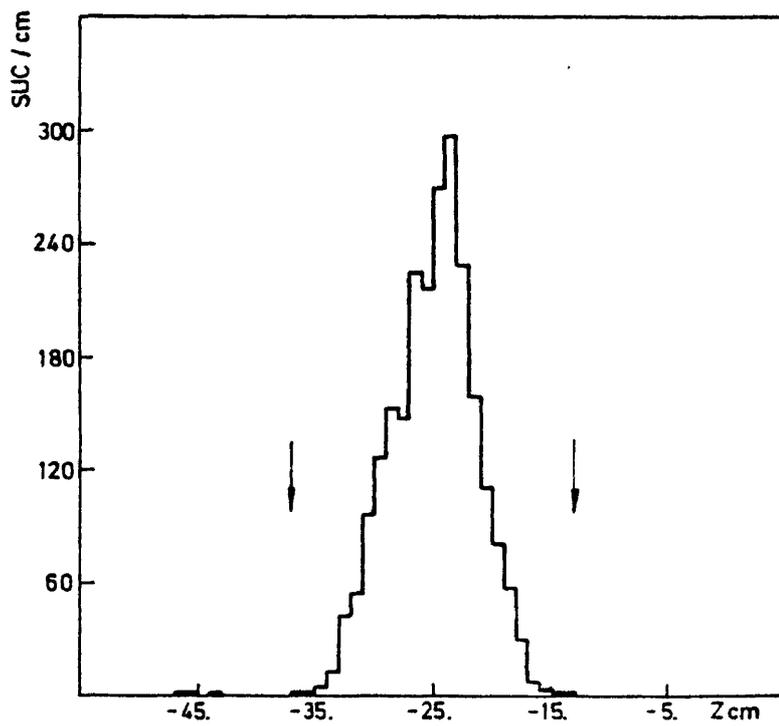


Fig. 2.3

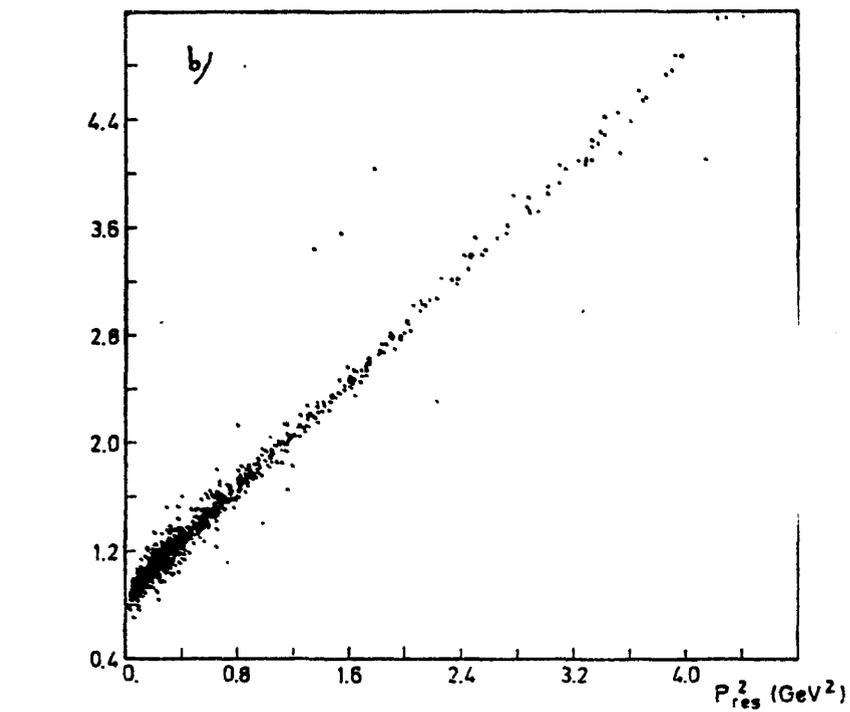
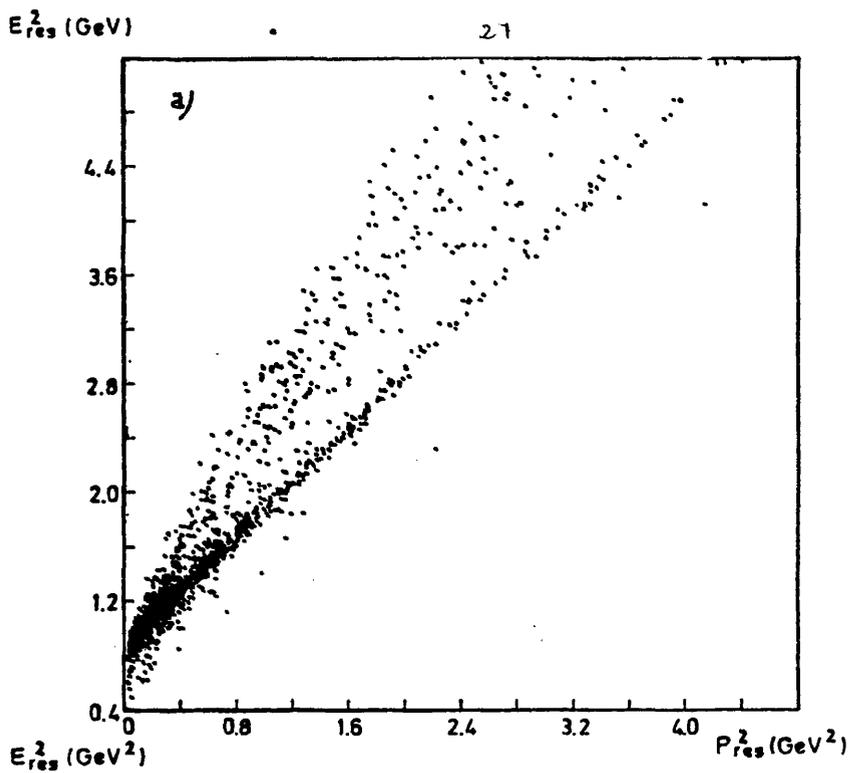


FIG. 2-4

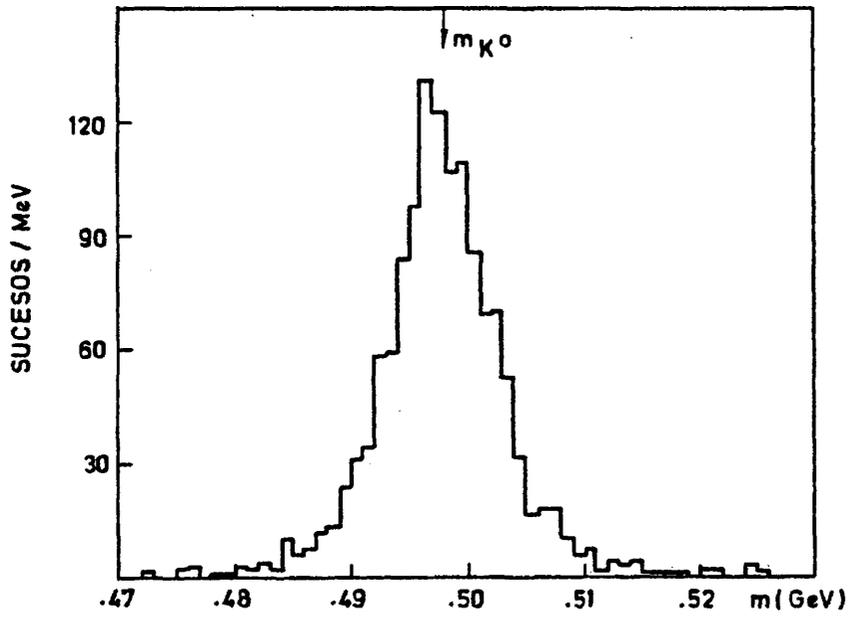


Fig. 2.5

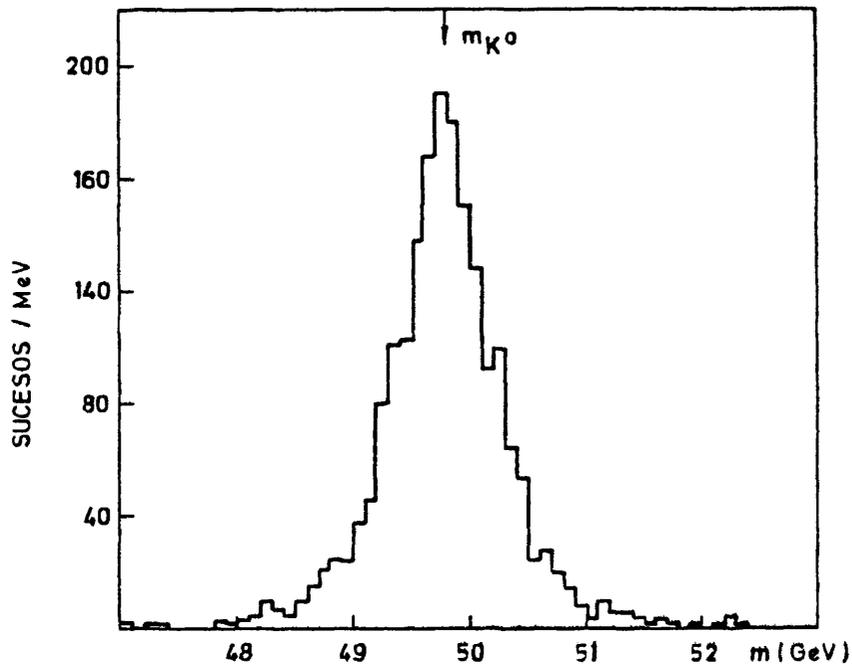


Fig. 2.6

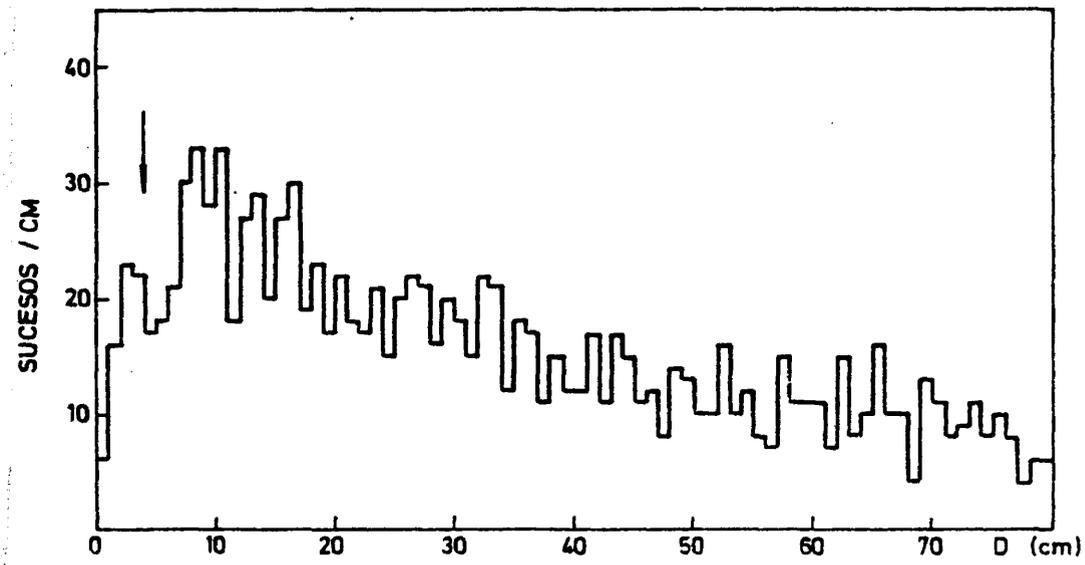


Fig. 2.7

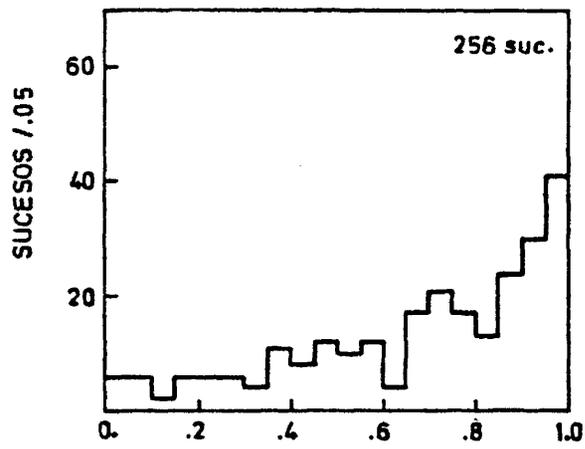


Fig. 2.8 a

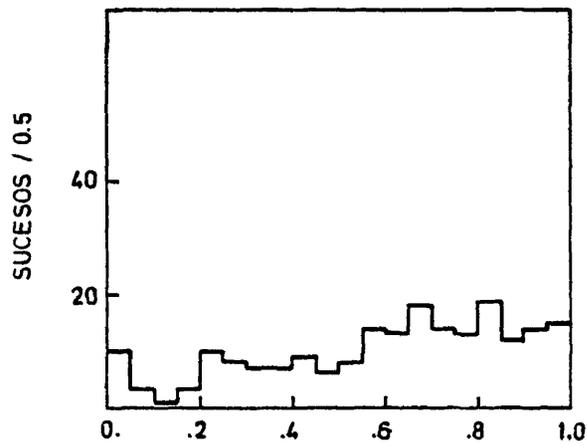


Fig. 2.8 b

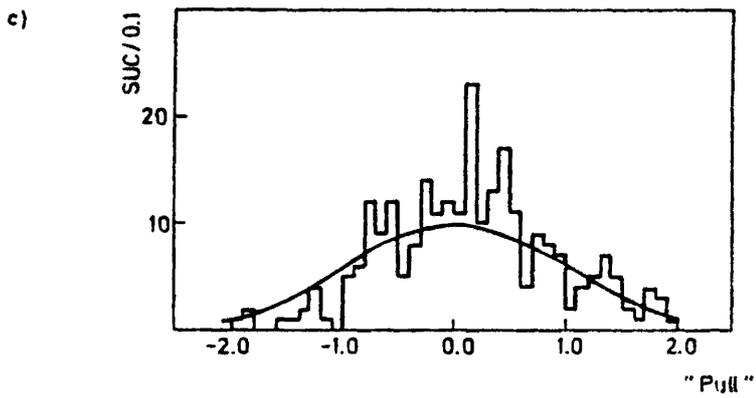
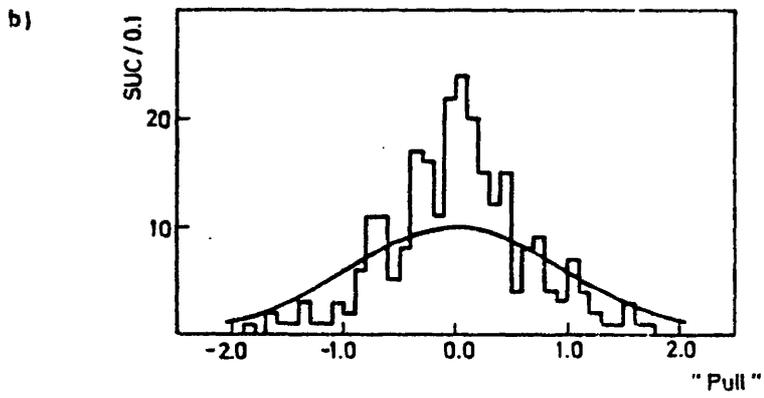
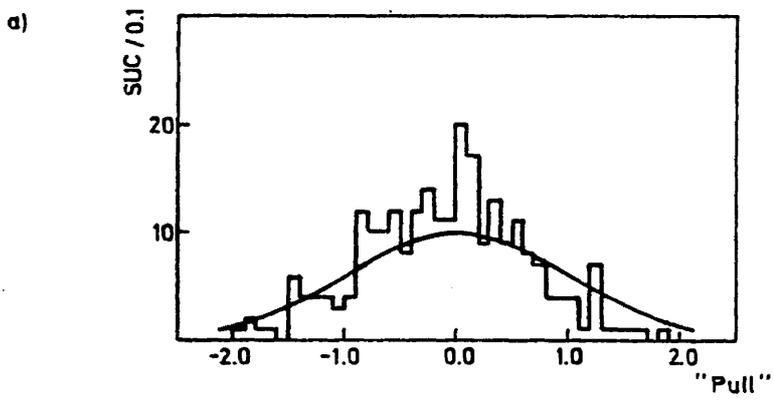


Fig. 2.9

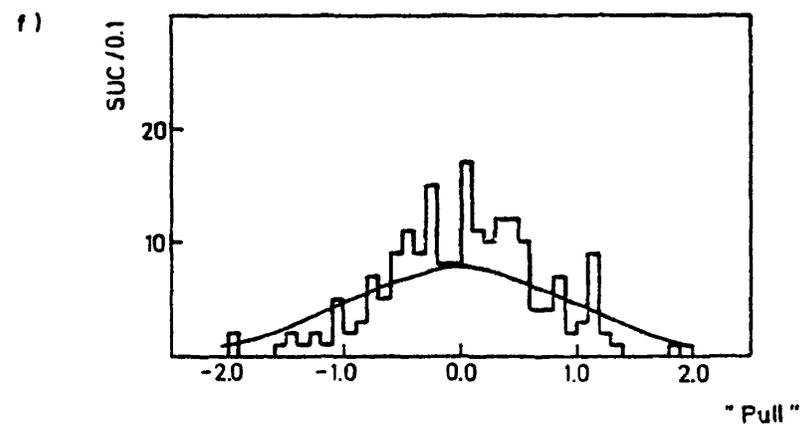
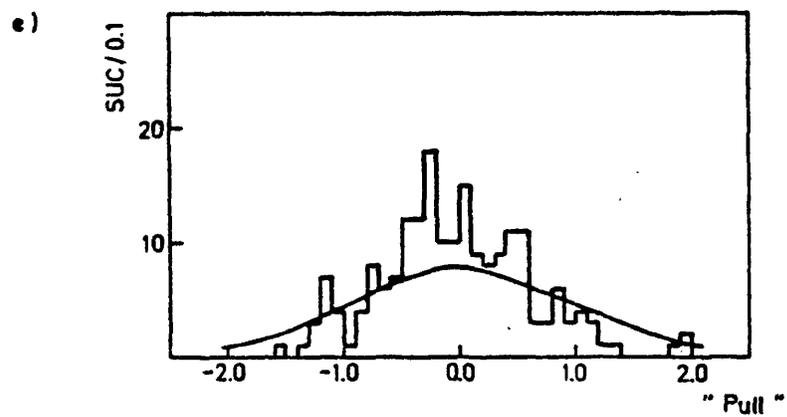
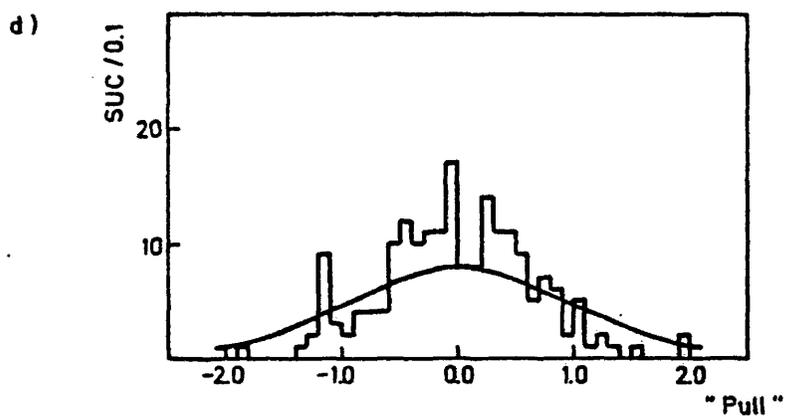


Fig. 2.9

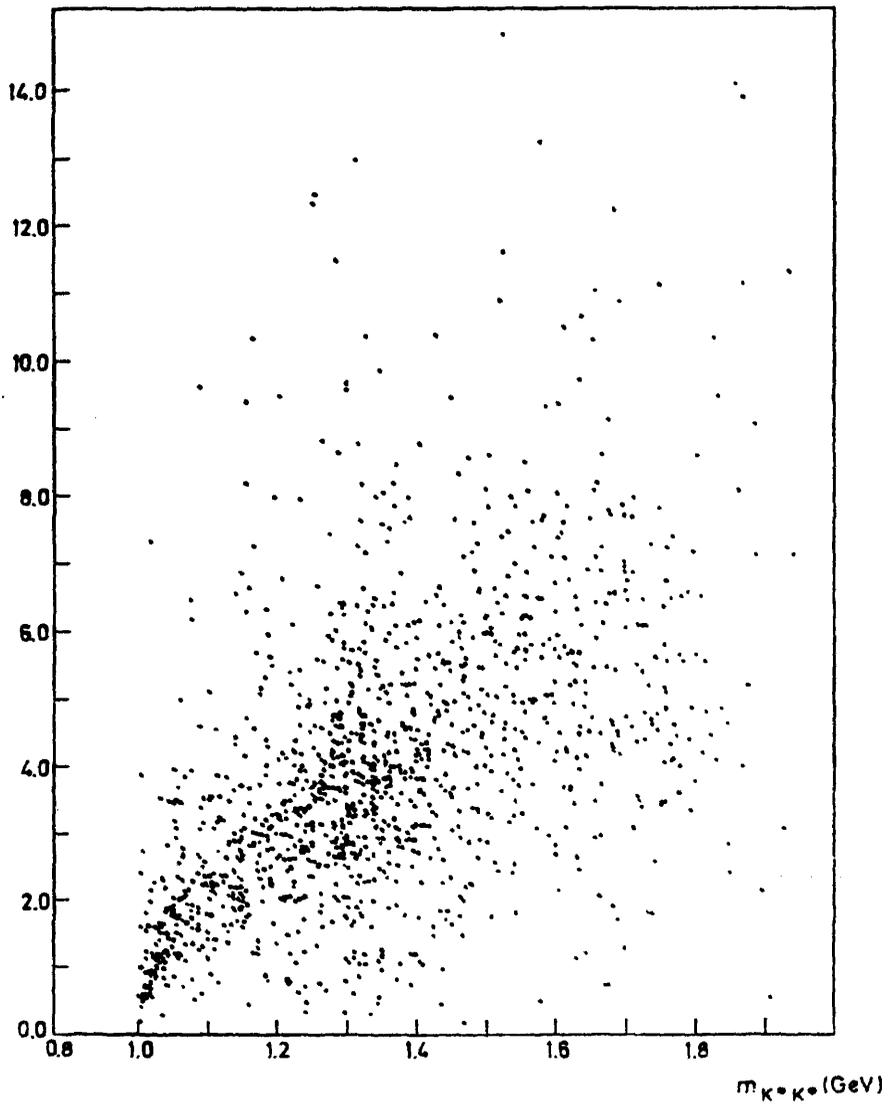
$\Delta m_{\kappa^0 \kappa^0}$  (MeV)

FIG. 2-10

3h

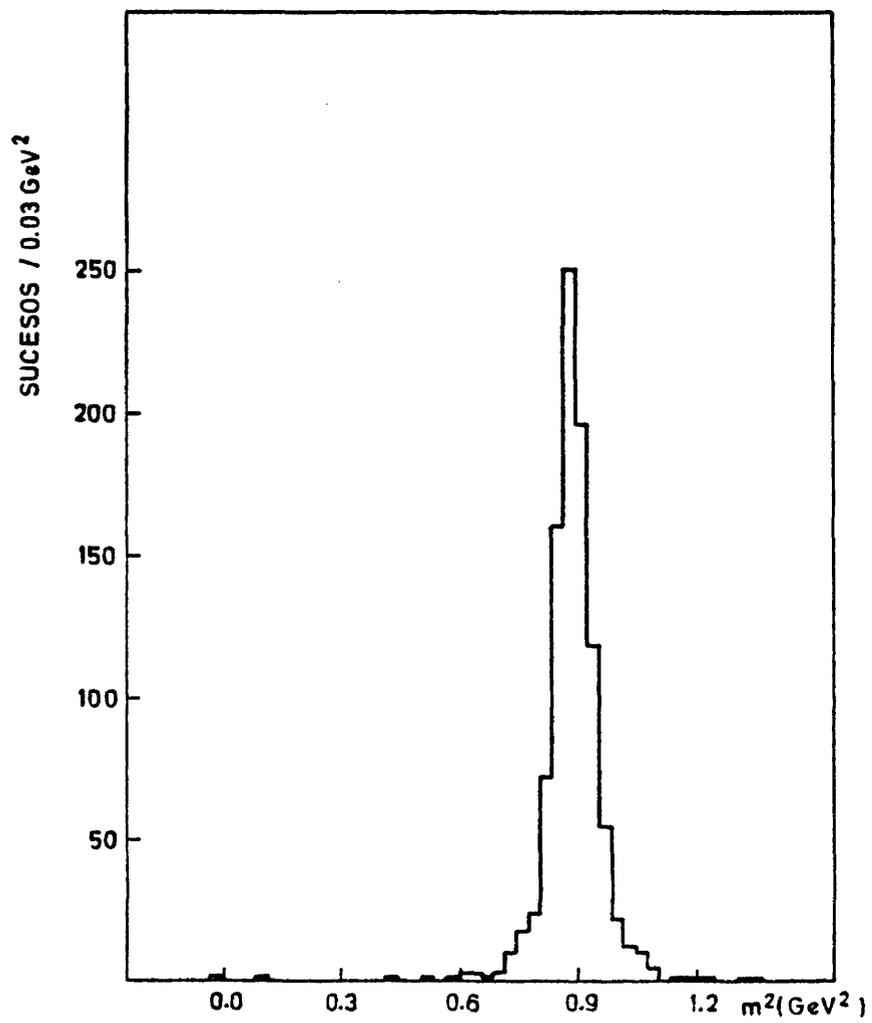


Fig. 2.11

CAPITULO 3

SECCIONES EFICACES

1) Definición de sección eficaz

Básicamente, la medida de la sección eficaz de interacción nos permite determinar la probabilidad de que dicha interacción tenga lugar. En experimentos que utiliza cámara de burbujas como blanco, la sección eficaz total de interacción se calcula utilizando la siguiente expresión |1|:

$$\sigma_T = \frac{N_T}{\rho \left(\frac{A}{M}\right)L} \quad (3.1)$$

en donde  $N_T$  es el número total de interacciones producidas en un cierto volumen de la cámara llamado volumen fiducial,  $\rho$  es la densidad del hidrógeno en las condiciones de la cámara,  $A$  el número de Avogadro y  $M$  es la masa molecular del hidrógeno.  $L$  es el recorrido libre total de las partículas del haz y se calcula sumando las longitudes de las trayectorias de las partículas del haz, bien hasta que interaccionan, bien hasta que salen de la cámara |2|. La cantidad  $\rho$  depende exclusivamente de la cámara y es conocida con su error. En cuanto a  $N_T$  y  $L$  son características del experimento y deben ser calculadas a partir de las fotografías.

La determinación de  $L$  se hace mediante un escrutinio especial, sobre una de las vistas (en nuestro caso la vista 2) de una de cada 20 fotografías, contándose todos los sucesos cuya proyección del vértice principal sobre dicha vista está dentro de la región definida por cuatro de las marcas fiduciales, lo cual nos permitirá calcular  $N_T$  así como el número de trazas del haz que atraviesan dicha región. Se calculan las longitudes de las trazas del haz que interaccionan con lo que puede obtenerse una longitud media de trazas que sufren interacción,  $\overline{L}_{int}$ ; se

determinan también las longitudes de las trazas que no interaccionan, obteniéndose  $\bar{l}_{no\ int}$ . El cálculo de estas longitudes hay que hacerlo utilizando la reconstrucción espacial de las trazas, por lo que es preciso definir un volumen INVOL para este cálculo; este INVOL es precisamente el volumen de la cámara que se proyecta sobre la región definida sobre la vista 2 y que se halla descrito en [2]. Como se ha contado tanto el número de partículas del haz que interaccionan como el número de partículas que no interaccionan en una fracción determinada de la muestra, podemos calcular el total de partículas del haz que interaccionan,  $N_{int}$ , y de las que no interaccionan,  $N_{no\ int}$ , con su error estadístico. De esta manera obtenemos L como:

$$L = N_{int} \bar{l}_{int} + N_{no\ int} \bar{l}_{no\ int} \quad (3.2)$$

#### 1f) Sensitividad

La cantidad  $s = \rho(A/M)L$  se denomina sensitividad de la muestra y depende, como hemos visto, de las condiciones de la cámara y del haz incidente, así como de la extensión de la muestra, pero no de las reacciones que consideramos. Se tiene una sensitividad para cada periodo de toma de fotografías ya que la cantidad L es diferente en cada uno de ellos. La sensitividad total de la muestra es la suma de las sensitividades correspondientes a las dos exposiciones que se realizaron. Aunque es la sensitividad total la que figura en la expresión (3.1) de la sección eficaz total de interacción, es conveniente sin embargo calcular  $\sigma_T$  por separado para las dos exposiciones ya que los valores obtenidos habrán de ser compatibles. Una discrepancia entre ambos indicaría la existencia de errores importantes en alguna de las magnitudes que intervienen en (3.1). Por el mismo motivo se calculan por separado las secciones eficaces totales de las muestras medidas y procesadas en los cuatro laboratorios de la colaboración para comprobar su compatibilidad.

Las sensitividades para la muestra de Madrid son

4.47  $\pm$  0.05 suc/ $\mu$ b en el primer periodo y 9.53  $\pm$  0.11 suc/ $\mu$ b en el segundo, lo que proporciona una sensibilidad total de:

$$s_{Mad} = 14.00 \pm 0.12 \text{ suc}/\mu\text{b}$$

La sensibilidad total del experimento, suma de las sensibilidades de los cuatro laboratorios es aproximadamente, [3], la siguiente:

$$s = 90.0 \pm 1.0 \text{ suc}/\mu\text{b}$$

### III) Correcciones al número observado de sucesos

Conocida la sensibilidad total del experimento  $s$ , sólo nos queda determinar el número total de interacciones ( $N_T$ ) para calcular la sección eficaz total ó bien el número de sucesos de una determinada reacción  $R$  ( $N_R$ ) para calcular la sección eficaz correspondiente a dicha reacción. Para determinar  $N_T$ , nos basamos en los resultados del escrutinio especial mencionado en el apartado A de este capítulo. Por el contrario,  $N_R$  se estima a partir del número de sucesos registrados en la DST. En ambos casos es preciso introducir factores de corrección que tengan en cuenta los diferentes tipos de pérdidas que hayan podido producirse. Para  $N_T$  solo hay que tener en cuenta pérdidas durante el proceso de escrutinio. Sin embargo para  $N_R$  hay que considerar también el proceso de medida, fallos en la reconstrucción geométrica y cinemática y proceso de identificación, así como las pérdidas por visibilidad que ya han sido descritas en el capítulo 2.

El escrutinio se realiza por operadores especializados siguiendo los criterios ya explicados (Cap.2, II). Podemos estimar el número de sucesos perdidos a partir de la comparación de dos escrutinios realizados por operadores diferentes. Si  $N_c$  es el número de sucesos comunes a los dos escrutinios,  $N_1$  es el de los encontrados exclusivamente en el primero de ellos y  $N_2$  en el segundo, se obtiene la eficacia conjunta mediante la expresión:

$$E_{12} = 1 - \frac{(N_c - N_1)(N_c - N_2)}{N_1 N_2} \quad (3.3)$$

La eficacia del escrutinio depende de la topología del suceso ya que diferentes topologías presentan distinta dificultad a la hora de observar si se cumplen los criterios establecidos. Debido a ello se calculan eficacias de escrutinio para cada topología. En la tabla 3.1 presentamos las eficacias de escrutinio de las topologías a que corresponden las dos reacciones que estudiamos.

El procesado incluye la medida de las trazas y la cadena de programas. En esta fase pueden perderse sucesos, debido a que no pueden ser medidos o a que no es posible la reconstrucción espacial o el ajuste cinemático. La salida de la cadena de programas informa de cuantos sucesos se pierden en el proceso y es posible por tanto definir una eficacia de procesado como el cociente entre el número de sucesos aceptados y por lo tanto registrados en la DST y el número de sucesos observados en el escrutinio. Por los motivos indicados anteriormente se calcula la eficacia de procesado para cada topología. En la tabla 3.1 se presentan las eficacias de procesado para las tres topologías a que pertenecen las reacciones que estudiamos, que son 002, 201 y 211.

#### IV) Secciones eficaces topológicas y de una reacción

El número de sucesos corregido por pérdidas de escrutinio y procesado es  $N_R^1 = N_R \cdot \frac{1}{E_1} \cdot \frac{1}{E_2}$ , siendo  $E_1$  y  $E_2$  las eficacias de escrutinio y de procesado. Con este número corregido podemos calcular las secciones eficaces topológicas mediante la fórmula (3.1). Dado que la sensibilidad se calcula en el volumen fiducial definido para el escrutinio especial,  $N_T$  es el número de sucesos de la topología dada producidos en ese volumen fiducial.

Consideremos una reacción determinada  $\pi^- p + A_v B_v$  --- donde A, B, --- indican partículas determinadas y el subíndice v

significa que dichas partículas se producen en un estado observable mediante la técnica de cámara de burbujas, bien por medio de su traza si es cargada bien por las trazas de sus productos de desintegración si es neutra. El número de sucesos de la reacción correspondiente a una topología debe corregirse por las pérdidas debidas a la visibilidad. La corrección por visibilidad,  $w$ , está incorporada en el peso de los sucesos explicado en el capítulo 2.

Si  $N_R$  es el número de sucesos de la reacción que tienen una topología dada, el número de sucesos corregido es

$$N'_R = N_R \cdot \bar{w} \cdot \frac{1}{E_1} \cdot \frac{1}{E_2}$$

y la sección eficaz  $\sigma_R = \frac{N'_R}{s}$

$\bar{w}$  es el peso medio de los sucesos de la reacción que tienen la topología considerada.

$\sigma_R$  se relaciona con la sección eficaz topológica en la forma

$$\sigma_R = \frac{N_R}{N_T} \bar{w} \sigma_T \quad (3.4)$$

Si una reacción se presenta en varias topologías, la sección eficaz será una suma de expresiones como la anterior, una por cada topología.

Según hemos mencionado, esta expresión es la sección eficaz de producción de estados observables de la reacción considerada. Tiene mayor interés físico la sección eficaz de la reacción incluyendo los estados no observables, que se puede calcular a partir de la anterior conociendo la probabilidad de que se produzca un estado observable. Por ejemplo, si uno de los productos de la reacción es un  $K_S^0$ , este puede observarse en la cámara solamente si se desintegra en un par  $\pi^+\pi^-$ . Dado que la fracción de  $K_S^0$  que se desintegra en  $\pi^+\pi^-$  es de un 69%, la sección eficaz

de una reacción que incluya un  $K^0$  en su estado final se obtendrá de la calculada por la fórmula (3.4) multiplicando por un factor  $1/0.69$ .

El valor de las secciones eficaces totales de las dos reacciones estudiadas en este trabajo son las siguientes:

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n} = 32.9 \pm 2.6 \mu b$$

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^- p} = 25.8 \pm 1.8 \mu b$$

Conocida la sección eficaz total de una reacción podemos calcular a partir de ella secciones eficaces diferenciales como pueden ser  $d\sigma/dm$  o  $d\sigma/dt$  donde  $m$  representa la masa efectiva de un determinado sistema de partículas del estado final, p.ej  $K^0 K^0$  en la primera reacción etc.

Análogamente  $t$  puede ser la transferencia de cuadrimomento entre cualquiera de las partículas incidentes y una o varias partículas salientes. Aproximamos la sección eficaz diferencial dividiendo en varios intervalos la variable que se considere y contando el número de sucesos de la reacción que hay en ese intervalo. Si hay  $N_i$  sucesos en el intervalo  $i$ , de la variable  $m$  p.ej., tenemos

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta m}\right)_i = \frac{N_i}{N_T} \sigma_T / \Delta m_i \quad (3.5)$$

donde  $N_T$  es el número total de sucesos y  $\sigma_T$  es la sección eficaz total de la reacción correspondiente. Otro tipo de secciones eficaces que es posible calcular son las de producción de un cierto estado final mediante procesos a cuasi dos cuerpos como pueden ser:



Un análisis de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$  que incluya la producción de las resonancias observadas en el diagrama de Dalitz proporciona el número de sucesos producidos mediante procesos a cuasi dos cuerpos como los anteriores. La sección eficaz del proceso será:

$$\sigma_p = \frac{N_p}{N_T} \sigma_T \quad (3.6)$$

En el estudio particular de las reacciones  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$  y  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^+ p$  que desarrollamos posteriormente expondremos las secciones eficaces de los diferentes procesos que contribuyen a esas reacciones así como algunas secciones eficaces diferenciales de interés.

Referencias del Capítulo 3

- /2.1/ M. Cerrada. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid, (1975).
- /3.2/ M. Aguilar-Benítez y J. Salicio. Informe JEN nº508, (1981).
- /3.3/ C. Albajar y M. Aguilar-Benítez. Informe JEN nº495, (1981).

Descripción de tablas del Capítulo 3

- 3.1 Eficacias de escrutinio y procesado correspondientes a las reacciones:  $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K_s^0 n$  ( topología 002), y  $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K^- p$  ( topologías 201 y 211 ).

TABLA 3.I

Topología	Eficacia de escrit. (%)	Eficacia de procesado (%)	Factor de corrección	Sucesos en DST	Sección eficaz ( b)
002	99.5	92.4	1.09	1121	74.8 ± 2.4
201	98.9	93.3	1.08	5605	369.8 ± 6.2
211 +/-	99.6	85.0	1.18	303 439	21.0 ± 1.3 32.5 ± 1.7

#### CAPITULO IV

##### ESTUDIO DE LA REACCION $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$

En este capítulo analizamos el canal  $K_S^0K_S^0n$  sobre la muestra seleccionada que hemos descrito en el cap. II. Estudiaremos en primer lugar las relaciones de producción de resonancias a partir del diagrama de Dalitz y los espectros de masa. En un segundo apartado describiremos los efectos observados en el sistema  $K_S^0K_S^0$  y su posible interpretación. Después expondremos el formalismo utilizado en el análisis de dicho sistema y finalmente discutiremos los resultados del análisis.

##### I) Descripción del diagrama de Dalitz

En una reacción con tres cuerpos en el estado final

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$$

recibe el nombre de diagrama de Dalitz (d. D.) la representación de los sucesos sobre un sistema de ejes  $M_{12}^2 - M_{13}^2$  [1], (siendo  $M_{ij}$  la masa efectiva del sistema formado por las partículas  $i, j$ ). De las tres posibles combinaciones de dos partículas que se pueden formar solamente dos de ellas son independientes [2], por lo que el diagrama describe completamente las correlaciones entre las masas efectivas de los sistemas de dos partículas salientes.

En la reacción considerada puede producirse el estado final a través de varios procesos dinámicos diferentes.

a) Si la dinámica de la reacción es la mas simple posible, tienen la misma probabilidad todas las combinaciones posibles de momentos de las partículas salientes compatibles con la conservación del cuadrimomento, y la densidad de puntos en el diagrama es uniforme [2]. Llamaremos a este tipo de procesos producción en espacio de fases.

b) Si la dinámica es más compleja la densidad de puntos

deja de ser uniforme, existiendo acumulaciones de sucesos en algunas regiones del diagrama y enrarecimientos en otras. Entre otros destacan por su importancia los procesos intermedios resonantes en los cuales se produce como resultado de la interacción un estado inestable (resonancia) que tras un tiempo no observable se desintegra en dos de las partículas salientes. En este caso la reacción sería

$$a + b \rightarrow R_{ij} + k \quad R_{ij} \rightarrow i + j \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (4.I.1)$$

La producción de una resonancia en el sistema (ij) se manifiesta como una acumulación de sucesos en el espectro de masa efectiva  $m_{ij}$  con forma de distribución de Breit-Wigner centrada en la masa de la resonancia  $m_R$  y con una anchura  $\Gamma_R$  relacionada con su onda media. Esta distribución se ve afectada en la práctica por la existencia de otros procesos diferentes de (1) que dan lugar al mismo estado final. Dichos procesos contribuyen a la distribución de masa como un fondo no resonante que, en ocasiones, puede alterar la forma de la distribución resonante esperada. [3]

Una manera de reconocer la producción de una resonancia es observando si en el d.D. se presentan acumulaciones de puntos en las proximidades de una recta  $M_{ij}^2 = m_R^2$  que corresponde a la masa fija  $m_R$  del sistema (ij). En este caso la densidad de puntos es proporcional al cuadrado del elemento de matriz invariante que está relacionado con la sección eficaz de producción [3]. Otra característica de una resonancia que se puede estudiar en el d.D es el spin, debido a la siguiente relación, válida para  $M_{ij}$  fijo [4]

$$M_{jk}^2 = a + b \cos \theta_{ij} \quad (4.I.2)$$

donde  $\theta_{ij}$  es el ángulo polar de desintegración en la base de helicidad de la resonancia  $R_{ij}$  [5] y  $a$  y  $b$  son cantidades que dependen de  $M_{ij}$ . La distribución de  $\cos \theta_{ij}$ , que depende del spin y de la matriz densidad de la resonancia, puede obtenerse a partir

de la expresión (4.I.2).

Sin embargo la densidad de puntos en el d.D. tiene integrada la dependencia de dos de las variables que describen cinemáticamente cada suceso, (transferencia de momento y ángulo azimutal de desintegración p.ej.) por lo que no es posible analizar de forma completa los procesos dinámicos que contribuyen a la reacción.

En particular el diagrama de Dalitz no proporciona información sobre la interferencia entre las amplitudes de producción de resonancias con distinto spin-paridad con lo que su poder separador de resonancias degeneradas en masa es limitado.

## II. Relaciones de producción de resonancias

Las propiedades del d.D mencionadas nos permiten observar qué resonancias se producen apreciablemente en todos los sistemas de dos partículas salientes, distinguiéndolas de las reflexiones provenientes de otros procesos competitivos, así como estimar las secciones eficaces de producción de los diferentes procesos observados. De la expresión (4.I.2) podemos analizar la distribución del ángulo polar de desintegración de las resonancias que se presentan en la reacción y obtener de ella información sobre la matriz densidad de polarización como veremos mas adelante.

El diagrama de Dalitz de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  se representa en la fig. 4.1 y sus proyecciones en la fig. 4.2.

Puesto que en el estado final se producen dos partículas indistinguibles los únicos sistemas de masa efectiva son  $K_S^0 K_S^0$  y  $K_S^0 n$  habiendo además dos combinaciones  $K_S^0 n$  por cada uno de los sucesos y en consecuencia dos puntos por suceso en el diagrama.

Estudiando el sistema  $K^0 K^0$  podemos observar dos acumulaciones de sucesos en forma resonante, una en la zona umbral del espectro que corresponde a una masa de  $\approx 1.0 \text{ GeV}/c^2$  y otra muy ancha que se extiende en la región de masas  $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c^2$ . Las

resonancias establecidas que con masas próximas a las indicadas se desintegran en  $K_S^0 K_S^0$  son: [6]

- a)  $s^*$ : con masa  $m_{s^*} = 0.98 \text{ GeV}/c^2$ , spin 0 ( $J = 0$ ) e isospín 0 ( $I = 0$ )
- b)  $f^0$ :  $m_{f^0} = 1.27 \text{ GeV}/c^2$   $J = 2$ ,  $I = 0$
- c)  $A_2$ :  $m_{A_2} = 1.31 \text{ GeV}/c^2$   $J = 2$ ,  $I = 1$
- d)  $\epsilon(1300)$   $m_\epsilon \sim 1.30 \text{ GeV}/c^2$   $J = 0$ ,  $I = 0$

no estando bien determinadas las propiedades de esta última resonancia.

La proyección sobre  $K^0 K^0$  (fig 4.2a) muestra que en esta zona de  $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c^2$  aparece un único pico en el espectro de masas  $m_{K^0 K^0}^2$ , por lo que incluiremos una sola distribución resonante para interpretar dicha acumulación de sucesos.

En el sistema  $K^0 n$  se presenta una pequeña acumulación de sucesos correspondiente a una masa aproximada de  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  y no hay evidencia de ningún otro efecto resonante. En esta zona de masas existe el  $\Lambda(1520)$  de masa  $1.52 \text{ GeV}/c^2$ ,  $J = 3/2$ ,  $I = 0$ . En el análisis del diagrama de Dalitz suponemos que el estado final se produce a través de varios procesos competitivos entre sí. Partiendo de las estructuras con forma resonante observadas en la reacción  $\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n$ , incluiremos los procesos intermedios siguientes:

$$\pi^- p + S^* n \quad S^* + K_S^0 K_S^0 \quad (3.II.1)$$

$$\pi^- p + (A_2 - f_0) n \quad (A_2 - f_0) + K_S^0 K_S^0 \quad (3.II.2)$$

$$\pi^- p + \Lambda(1520) K^0 \quad \Lambda(1520) + K_S^0 n \quad (3.II.3)$$

que describen la interacción como producción y desintegración de las resonancias indicadas, así como el proceso de producción directa del estado final de acuerdo con la distribución esperada por espacio de fases:

$$\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n \quad (3.II.4)$$

Recordemos que (3.II.2) representa el pico que existe entre 1.2 o 1.4 GeV/c<sup>2</sup> en el espectro de  $m_{K^0 K^0}$ , el cual será descrito por una sola distribución de acuerdo con las razones expuestas, aunque pueden contribuir a él  $A_2$ ,  $f_0$  y  $\epsilon(1300)$ .

Otra hipótesis que haremos en el análisis será que el cuadrado del elemento de matriz es la suma incoherente de términos provenientes de cada una de las reacciones (1), (2), (3) y (4) en la forma, [7]:

$$|A_{\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n}|^2 = \sum_{i=1}^4 \alpha_i \frac{|A_i|^2}{\int |A_i|^2 dPS} \quad (4.II.5)$$

en donde  $M_i$  es la amplitud del proceso (i) y  $\alpha_i$  es la fracción que la sección eficaz del proceso (i) representa respecto de la sección eficaz total de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$ .

Estas fracciones satisfacen las condiciones:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 = 1 \quad (4.II.6a)$$

$$0 < \alpha_i < 1 \quad (4.II.6b)$$

de forma que al integrar la expresión (5) sobre todas las variables del espacio de fases obtenemos que la condición de normalización se satisface:

$$\int |A_{\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n}|^2 dPS = 1 \quad (4.II.7)$$

Los procesos (1), (2) y (3) que se caracterizan por tener una resonancia o un complejo de resonancias en el estado intermedio pueden ser representados conjuntamente en la forma:

$$\pi^- p \rightarrow R_i + c_i \quad R_i \rightarrow a_i + b_i$$

Su amplitud correspondiente  $A_i$  se expresa como sigue, /3/:

$$A_i = \sum_{\Lambda} T_i^{(\Lambda)} B_i D_i^{(\Lambda)} \quad (4.II.8)$$

en donde:

a)  $T_i$  describe la reacción a cuasi dos cuerpos de producción del sistema  $R_i$  y depende de las variables  $\underline{s}$  y  $\underline{t}$ , cuadrado de la energía en el CM de la interacción y cuadrado de la transferencia de cuadrimomento respectivamente. En nuestros datos  $\underline{s}$  es aproximadamente constante por ser el haz cuasimonocromático, así que  $T_i$  es función de  $\underline{t}$ ; recordando que la densidad de puntos en el d.D. tiene integrada la dependencia en esta variable, a la ecuación (5) contribuyen expresiones de la forma:

$$\int dt T_i^{(\Lambda)}(t) T_i^{*(\Lambda')}(t) = \rho_{\Lambda\Lambda'}^{(i)} \quad (4.II.9)$$

Los índices  $\Lambda$  y  $\Lambda'$  que figuran en  $T_i$  y  $D_i$  en las ecuaciones (8) y (9) indican la helicidad con que se produce la resonancia  $R_i$ , y pueden tomar valores enteros comprendidos entre  $-J_i$  y  $J_i$  siendo  $J_i$  el spin de  $R_i$ . Las cantidades  $\rho_{\Lambda\Lambda'}$  constituyen lo que se conoce como matriz densidad de polarización que está relacionada con la distribución angular de desintegración como explicaremos con detalle al exponer el análisis de momentos. Según sabemos, en el d.D. existe información parcial sobre dicha distribución angular, la correspondiente al ángulo polar, y ello nos permite calcular los elementos diagonales de la matriz densidad.

b)  $B_i$  representa la dependencia de la amplitud en la masa equivalente del sistema de partículas en que se desintegra  $R_i$ :  $m_{\chi_0\chi_0}$  en los procesos (1) y (2) y  $m_{K^0\pi}$  en (3). Normalmente usaremos distribuciones tipo Breit-Wigner con anchura dependientes de la masa expresadas como: |8|

$$|B(m)|^2 = \left(\frac{q}{q_0}\right)^2 \frac{\Gamma_0 m_0}{(m^2 - m_0^2)^2 + (m_0 \Gamma)^2} \quad (4.II.10a)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \quad (4.II.10b)$$

En alguno de los ajustes realizados hemos empleado, para describir el  $S^*$ , expresiones diferentes de la anterior, conservando la forma general de una distribución resonante. La expresión (10) es aproximada y pensamos que no describe bien el espectro de masas de resonancias de spin alto como  $f_0-A_2$ . Ya que en el análisis del d.D. no pretendemos medir los parámetros de las resonancias sino solo estimar la importancia de su producción, utilizamos estas expresiones más simples. En el estudio del sistema  $K^0\bar{K}^0$  expondremos correcciones más aproximadas que la presente en (10) para interpretar efectos debidos a barrera centrífuga.

c)  $D_i$  describe la dependencia angular de la desintegración de la resonancia. Su forma general es [5]:

$$D_i^{(\Lambda)}(\theta, \phi) = 4\pi N_J D_{\Lambda 0}^{J*}(\theta, \phi, 0)$$

en donde  $J$  es el spin de la resonancia,  $N_J$  una constante que depende de  $J$  y  $D_{\alpha\beta}^J$  son las funciones de rotación de Wigner.

Para calcular el cuadrado del elemento de matriz (8), como función de las variables propias del d.D. debemos integrar la expresión que se obtiene en  $\underline{t}$  y  $\phi$ . Al integrar en  $\underline{t}$  aparecen los elementos  $\rho_{\Lambda\Lambda'}$ , definidos anteriormente mientras que la integración en  $\underline{\phi}$  proporciona funciones  $I_{\Lambda\Lambda'}^J(\cos\theta)$  que son nulas si  $\Lambda \neq \Lambda'$  por la ortogonalidad de las  $D_{\Lambda\Lambda'}^J$ . Partiendo de (8) la expresión de  $|A_i|^2$  toma la forma:

$$|A_i|^2 = |B_i(m)|^2 \sum_{\Lambda} \rho_{\Lambda\Lambda}^{(i)} I_{\Lambda\Lambda}(\cos\theta) \quad (4.II.11)$$

dependiendo por tanto únicamente de los elementos diagonales de la matriz densidad. De estos, no todos son independientes, verificándose la condición de normalización:

$$\sum_{\Lambda} \rho_{\Lambda\Lambda} = 1$$

y la relación siguiente, debida a la conservación de la paridad en la interacción:

$$\rho_{mm'} = \rho_{-m-m'}$$

si trabajamos en base de helicidad.

La dependencia en  $\cos\theta$  de las resonancias incluidas en el análisis que se obtiene es:

-  $\Lambda(1520)$  :  $J = 3/2$

$$I_{\Lambda}(\cos\theta) = \frac{3}{4} \left[ (1 - \cos^2\theta) + 2\rho_{1/2\ 1/2} (2\cos^2\theta - 2/3) \right] \quad (4.II.12a)$$

$$\rho_{3/2\ 3/2}^{3/2} = \frac{1}{2} - \rho_{1/2\ 1/2}^{3/2}$$

-  $A_2-f_0$ :  $J = 2$

$$I_{A_2}(\cos\theta) = \frac{15}{8} \left[ \rho_{22} (1 - \cos^2\theta) + 4\rho_{11} \cos^2\theta (1 - \cos^2\theta) + 3\rho_{00} (\cos^2\theta - 1/3)^2 \right]$$

$$\text{con } 2\rho_{11} + 2\rho_{22} + \rho_{00} = 1 \quad (4.II.12b)$$

-  $S^*$  : Ya que su spin es 0, la distribución angular de su desintegración es isótropa y  $|M_{S^*}|^2$  no depende de  $\cos\theta$ .

Finalmente el proceso (4), producción directa del estado  $K^0\bar{K}^0$  de acuerdo con las predicciones del espacio de fases debe tener una amplitud de módulo constante para que la correspondiente densidad de puntos sobre el diagrama sea asimismo constante, por lo que fijaremos:

$$|A|^2 = 1 \quad (4.II.13)$$

Resumiendo la discusión anterior diremos que el d.D. puede

ser analizado en términos de las siguientes cantidades:

- a) Masas y anchuras de las resonancias.
- b) Fracciones de producción.
- c) Elementos diagonales de las matrices densidad  $\rho^{A(1520)}$  y  $\rho^{A_2}$ , aunque no todos son independientes por las condiciones de normalización impuestas.

Para obtener dichas cantidades hemos utilizado el método de máxima verosimilitud, [9].

Definimos la función de máxima verosimilitud (f.M.V.) como

$$L = \prod_{j=1}^N |A_j|^2 \quad (4.II.14)$$

en donde el cuadrado de la amplitud total se calcula para cada suceso mediante la expresión (5) y el producto se extiende a todos los sucesos de la muestra experimental. Los valores de los parámetros anteriores, (masas y anchuras, fracciones, ---) mas probables son aquellos que hacen máxima la f.M.V. En la práctica lo que hacemos es hallar el mínimo de  $-\ln L$  y los correspondientes parámetros, lo cual es equivalente.

Para obtener una representación adecuada de los datos hemos realizado varios ajustes. En la descripción del primero de ellos expondremos con detalle el método general del ajuste mientras que en los otros mencionaremos las modificaciones introducidas.

1 - En un primer análisis no se incluyen los términos de distribuciones angulares. Ello equivale a suponer que la desintegración de las resonancias es isótropa y proporciona una primera estimación de la importancia relativa de los procesos intermedios considerados lo que nos permite juzgar la validez de la descripción de la reacción en términos de dichos procesos. El procedimiento de ajuste ha sido el siguiente, [7]:

- a) Se calculan las integrales de normalización que aparecen

en (5) mediante un método de generación de sucesos por técnicas de Montecarlo, [7]. La integral  $\int |A|^2 dPS$  es proporcional a la suma, extendida a todos los sucesos generados, de los valores de  $|A_i|^2$ .

b) Se obtiene el valor mínimo de  $-\ln L$  como función de los parámetros del ajuste.  $L$  es la f. M. V. definida en (14). En este primer ajuste los parámetros son las masas y anchuras así como las fracciones de producción de las mismas, definidas en (5) y (6). En el proceso de minimización se dejan fijas masas y anchuras, obteniendo los valores mas probables de las fracciones. Este paso se lleva a cabo con el programa MINUIT, de la librería de programas del CERN [32].

c) Se vuelven a generar sucesos por Montecarlo, asignando a cada uno de ellos un peso, obtenido a partir de la expresión (5) utilizando los valores de los parámetros que proporciona el ajuste. Con estos sucesos ponderados se calcula la predicción de la densidad de puntos en el d.D. Esta predicción se compara en las proyecciones sobre los sistemas  $K^0n$  y  $K^0K^0$  con los espectros experimentales, calculando el  $\chi^2$  para evaluar la calidad del ajuste.

Con este método de análisis el cálculo de las integrales de normalización, que dependen de la masa y anchura de las resonancias, se realiza previamente al proceso de minimización, debido a su complejidad. Por este motivo dichas cantidades se mantienen fijas en el proceso de estimación paramétrica. Una manera de estimar estos parámetros consiste en modificar sus valores iniciales obteniendo iterativamente nuevos mínimos de  $-\ln L$ . Este procedimiento es largo y dado que en este análisis no pretendemos medir masas y anchuras sino estudiar si la descripción de la reacción como producción incoherente de los estados intermedios considerados junto con producción directa es razonable, hemos hecho una serie de ajustes simplificando el método de la forma siguiente: Partiendo de los valores que figuran en las tablas del PDG [6] se varían los parámetros de las resonancias

ordenadas por su importancia en el espectro:  $f^0-A_2$ ,  $S^*$  y  $\Lambda(1520)$ ; se modifica primero  $m_{A_2}$  y se obtienen los mínimos de la función  $-\ln L$  para 3 valores diferentes de este parámetro. Interpolando una parábola entre ellos se toma como valor definitivo de  $m_{A_2}$  el correspondiente al mínimo de dicha parábola. También podemos estimar su error,  $\Delta m_{A_2}$ , calculando la variación que es necesaria para que  $-\ln L$  aumente en 0,5 respecto de su valor en el mínimo de la función. De la misma manera se determinan sucesivamente  $\Gamma_{A_2}$ ,  $m_{S^*}$ ,  $\Gamma_{S^*}$ ,  $m_\Lambda$  y  $\Gamma_\Lambda$  con sus errores.

En la tabla I aparecen las masas y anchuras de las resonancias incluidas en el ajuste junto con sus fracciones de producción estimadas y el valor del  $\chi^2$  obtenido para las diferentes proyecciones. En él observamos que el estado final  $K^0 K^0 \pi$  se interpreta de manera razonable como resultado de la producción y posterior desintegración de  $\Lambda(1520)$ ,  $f^0-A_2$  (descritas mediante una sola distribución de Breit-Wigner) y  $S^*$  junto con producción directa. En cuanto a las fracciones de producción, parecen aceptables las de  $f^0-A_2$  (32%) y  $\Lambda$  (7,5%) pero la de  $S^*$  (52%) resulta excesiva.

2 - En un segundo ajuste se modificó la descripción del  $S^*$  con el fin de examinar si es necesaria una fracción tan alta como la anterior para interpretar el d.D. En este caso el término  $B_{S^*}(m_{K^0 K^0})$  de la expresión (8) está dado por la amplitud  $\pi\pi \rightarrow KK$  descrita en [10]. Dicha amplitud está extraída de un análisis multicanal de la reacción  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  a 17.5 GeV/c, que considera las reacciones  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ ,  $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$  y  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  relacionadas mediante el formalismo de la matriz K, [3] y [7]. Con esta parametrización estamos suponiendo que el  $S^*$  se produce en la interacción  $\pi^- p$  mediante el mecanismo de intercambio de un pión, hipótesis que es razonable, [11].

En el formalismo de la matriz K, la matriz f:

$$f = \begin{pmatrix} f^{\pi\pi \rightarrow \pi\pi} & f^{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}} \\ f^{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}} & f^{K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}} \end{pmatrix}$$

que tiene como elementos las amplitudes de las tres reacciones incluidas en el análisis multicanal se expresa en la siguiente forma: [7]

$$f = (Q^{-1/2} K^{-1} Q^{-1/2} - i) \quad (4.II.15)$$

en donde Q es la matriz diagonal cuyos elementos son los momentos del  $\pi$  en  $CM_{\pi\pi}$  y del K en  $CM_{KK}$  respectivamente, y K definida como:

$$K_{ij} = \frac{\alpha_i \alpha_j}{s_1^0 - s} + \frac{\beta_i \beta_j}{s_2^0 - s} + \gamma_{ij} \quad (4.II.16)$$

es una matriz real y simétrica que garantiza automáticamente que los requerimientos de analiticidad y unitariedad se satisfacen, [3].

Los parámetros  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_{ij}$  y  $s_i^0$  son los de la ref. [10].

A través de la ecuación (15) podemos calcular la amplitud  $f^{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}}$  que hemos introducido en este ajuste. Existe un pico en la zona umbral del sistema  $K^0\bar{K}^0$ , disminuye hasta un mínimo hacia 1.3 GeV y vuelve a aumentar para valores mayores de  $m_{K^0\bar{K}^0}$ . El  $S^*$  corresponde al pico umbral y por tanto en (8) haremos:

$$B_{S^*}(m_{K^0\bar{K}^0}) = f^{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}}(m_{K^0\bar{K}^0}^2) \quad (4.II.17)$$

si  $m_{K^0\bar{K}^0} < 1.34$  GeV, masa que corresponde al mínimo y anularemos  $B_{S^*}$  para  $m_{K^0\bar{K}^0} > 1.34$ .

Las otras dos resonancias se describen igual que en el ajuste anterior siendo sus masas y anchuras las determinadas por el procedimiento descrito.

Los valores de las fracciones de  $f_0-A_2$  y  $\Lambda(1520)$  no varían sensiblemente de uno a otro ajuste, mientras que la del  $S^*$  es 25% y la de producción en espacio de fases 28%. La descripción del espectro  $K^0\bar{K}^0$  es peor, sin embargo, en este segundo caso, en

especial en la zona de 1.1 - 1.3 GeV de  $m_{K^0K^0}$ .

3 - En un tercer ajuste volvemos a utilizar la distribución de B-W para representar el  $S^*$ , pero haciendo el mismo corte en la masa equivalente del sistema  $K^0K^0$  que en el caso anterior, ( $m_{KK} < 1.34$ ). De esta forma suprimimos la gran producción resonante que dicha distribución predice a altas masas eficaces, obteniendo una fracción del  $S^*$  igual al 30% con la cual se interpreta el espectro de manera aceptable.

Este conjunto de ajustes muestra que es razonable suponer que la reacción  $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$  está dominada por la producción de las tres resonancias consideradas junto con producción en espacio de fases las fracciones obtenidas nos informan de la importancia relativa de cada proceso, si bien estos valores son solamente indicativos ya que dependen de las masas y anchuras asignadas a las distribuciones resonantes, cuya estimación es solo aproximada.

4 - En un nuevo ajuste tomamos para los parámetros de las resonancias los resultados del análisis a los espectros de masas que exponemos en el apartado 4.III, el cual proporciona una estimación mejor de masas y anchuras. El tipo de parametrización es el mismo que en el tercer ajuste, es decir, supone distribuciones de Breit-Wigner para todas las resonancias y se hace el corte mencionado en  $m_{K^0K^0}$  para el  $S^*$ .

El ajuste incluye los términos de distribución angular en el cuadrado de la amplitud, ec. (11) y podemos, por tanto, determinar los elementos diagonales de la matriz densidad para el  $f_0 - A_2$  y el  $\Lambda(1520)$ . Utilizamos en este análisis la base de helicidad en el canal S, |12|. Las fracciones resultantes son parecidas a las obtenidas anteriormente.

En la tabla I presentamos los resultados de los cuatro ajustes así como los test de  $\chi^2$  de cada uno de ellos sobre los espectros de masas  $K^0K^0$  y  $nK^0$ . Finalmente, en la figura 2 aparecen dichos espectros con los valores experimentales y las proyeccio-

nes del resultado del ajuste IV.

### III. Análisis a los espectros de masas

En este tipo de análisis el espectro de masas  $m$  es descrito, en una región que incluye la resonancia  $R + 1 + \frac{1}{2}$ , mediante la superposición de una distribución que describe la producción de  $R$  y un fondo no resonante al que contribuyen los demás procesos intermedios que dan lugar al mismo estado final.

Si suponemos que no existe interferencia entre resonancia y fondo se puede escribir el cuadrado de la amplitud, integrada en todas las variables cinemáticas diferentes de  $m_{12}$  como, [3]:

$$|A(m_{12})|^2 = \alpha_R f_R(m_{12}) + \alpha_F f_F(m_{12}) \quad (4.III.1)$$

$$\text{con } \alpha_R + \alpha_F = 1$$

$f_R$  describe la amplitud resonante y  $f_F$  el fondo, normalizados ambos de forma que  $\alpha_R$  y  $\alpha_F$  sean la fracción de sucesos resonantes y de fondo respectivamente en la región elegida. Esta se define de manera que el fondo se puede representar por una función sencilla de la masa, usualmente un polinomio de grado bajo.

Para describir las resonancias hemos empleado las mismas expresiones que en el análisis de diagrama de Dalitz, dadas en las fórmulas (4.II.10), es decir distribuciones de B-W con anchura dependiente de la masa.

En el caso del  $\Lambda(1520)$ , cuya anchura es comparable a la resolución experimental,  $\Delta m_{NK^0}$ , debemos tener en cuenta que la distribución observada de masa equivalente tiene la forma, [13]:

$$B'(m) = \int_{-\infty}^{\infty} R(m-m') B(m'; m_0 \Gamma_0) dm' \quad (4.III.2)$$

en donde el efecto de la imprecisión experimental al determinar la masa equivalente está incluido en la función de resolución

$R(m-m')$ . Esta última, que depende en general de la distribución de  $\Delta m'$  en función de  $m'$ , como puede verse en [13], ha sido aproximada en nuestro análisis por:

$$R(m-m') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m-m')^2}{2\sigma^2}} \quad (4.III.3)$$

una gaussiana de anchura igual al error medio en la masa,  $(\Delta m_{nK^0})$ .  $B(m; m_0, \Gamma_0)$  es la función de Breit-Wigner usual y  $B'(m'_{nK^0})$  es la distribución utilizada para analizar el  $\Lambda(1520)$ .

La normalización requerida en (1) es:

$$\int_{m_1}^{m_2} f_{R,F}(m) dm = 1$$

y con ella  $\alpha_R$  y  $\alpha_F$  son las fracciones de resonancia y fondo en la región  $m_1 < m < m_2$ .

En estos ajustes las masas y anchuras son parámetros libres lo cual permite una estimación mejor de sus valores que en el método seguido en el análisis global al diagrama de Dalitz. Como la cantidad de  $\Lambda(1520)$  observada en  $K^0n$  es muy pequeña, sus parámetros se fijaron a los obtenidos al analizarla en el espectro  $K^-\bar{p}$  en la reacción  $\pi^-\bar{p} \rightarrow K^0K^-\bar{p}$  que estudiaremos en el próximo capítulo.

El método de ajuste ha sido el de máxima verosimilitud, en las regiones de masa equivalente que mostramos, junto con el número de sucesos y la parametrización del fondo para cada resonancia:

- |              |   |             |
|--------------|---|-------------|
| a) $f_0-A_2$ | $1.18 < m_{K^0K^0} < 1.45 \text{ GeV.}$ | 623 sucesos |
|              | $f_F(m) = 1. + A(m-1.18)$               |             |
| b) $S^*$     | $0.99 < m_{K^0K^0} < 1.20 \text{ GeV}$  | 339 sucesos |
|              | $f_F(m) = 1. + A(m-0.99)$               |             |

c)  $\Lambda(1520)$   $1.45 < m_{K^0 K^0} < 1.65$  GeV 411 sucesos  
 $f_F(m) = 1. + A(m-1.45)$

$$m_0(\Lambda_{1520}) = 1.520 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_0(\Lambda_{1520}) = 0.013 \text{ GeV}$$

Los resultados de los ajustes se presentan en la tabla II donde también figuran el número de sucesos resonantes producidos para cada una de las resonancias. También presentamos en la tabla el número de sucesos resonantes obtenido en el cuarto ajuste al diagrama de Dalitz para comparar los resultados obtenidos.

En las figuras 4.3, 4.4 y 4.5 mostramos los espectros experimentales en las regiones indicadas junto con las distribuciones obtenidas en los ajustes.

#### IV. Resultados

Los análisis realizados muestran que en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$  hay una producción importante de  $S^*(\sim 29\%)$  y  $A_2-f_0(\sim 32\%)$  y una pequeña cantidad de  $\Lambda(1520)$  ( $\sim 6,5\%$ ).

El análisis al diagrama de Dalitz y los análisis a los espectros de masas presentan un acuerdo razonable como podemos observar en la tabla II siendo la diferencia de sucesos resonantes en los dos casos la siguiente:

$$\Delta N_{S^*} = 110.6 \pm 83.6 \text{ suc.}$$

$$\Delta N_{f_0-A_2} = 94 \pm 65 \text{ suc}$$

$$\Delta \Lambda = 18.5 \pm 30.5 \text{ suc}$$

La mayor discrepancia se observa en el  $S^*$ , siendo compatibles los dos resultados dentro de menos de 2 desviaciones típicas. Dado que el análisis al diagrama de Dalitz describe de forma mas completa la reacción hemos tomado el resultado de éste para estimar la sección eficaz de producción de las resonancias anali

zadas. De acuerdo con la fórmula (3.6) del capítulo 3, la sección eficaz de producción de una resonancia R, producida en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ , es:

$$\sigma_R = \alpha_R \cdot \sigma_{\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n}$$

De acuerdo con esta expresión tenemos

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow n S^*} = 9.7 \pm 0.9 \mu b$$

$\hookrightarrow K_S^0 K_S^0$

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow n(F^0 - A_2)} = 10.6 \pm 0.9 \mu b$$

$\hookrightarrow K_S^0 K_S^0$

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda} = 2.1 \pm 0.4 \mu b$$

$\hookrightarrow K_S^0 n$

El  $\Lambda(1520)$  se observa también en el estado final  $K^0 K^- p$ , y como su I-spin es 0 podemos relacionar teóricamente las cantidades de  $\Lambda$  observadas en los dos estados finales. En el próximo capítulo en que estudiaremos la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$  obtendremos la relación que debe existir entre ambas y utilizaremos la sección eficaz que hemos obtenido para comprobar dicha relación.

Hemos determinado los elementos diagonales de la matriz densidad de polarización de las resonancias  $\Lambda_2^0$  y  $\Lambda(1520)$  con los resultados siguientes:

$$\Lambda_2^0 : \rho_{00} = 0.36 \pm 0.06$$

$$\rho_{11} = 0.16 \pm 0.03$$

$$\rho_{22} = 0.16 \pm 0.03$$

$$\Lambda(1520) : \rho_{3/2 \ 3/2} = 0.5 \pm 0.02$$

$$\rho_{1/2 \ 1/2} = 0.0 \pm 0.02$$

El  $A_2^0$  se produce fundamentalmente con helicidad 0 habiendo una producción menor de estados con helicidad 1 y 2. Por el contrario el  $\Lambda(1520)$  se produce totalmente con helicidad 3/2.

El estudio de la producción de resonancias en la reacción  $\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n$  muestra que esta reacción se produce en una gran proporción a través de resonancias que se desintegran en el sistema  $K_S^0 K_S^0$ ,  $f^0 - A_2$  y  $S^*$ . En la próxima sección de este capítulo estudiaremos con mayor detalle dicho sistema de partículas.

## Y. Estudio del sistema $K_S^0 K_S^0$

### A) Introducción

El estudio de este sistema tiene un gran interés para comprender las propiedades del sistema  $K\bar{K}$ , el cual ha sido investigado anteriormente en experimentos de formación en aniquilaciones  $\bar{p}p$ : |7|, |14| y |15| y en experimentos de producción en interacciones  $\pi^- p$  y  $\pi^+ n$ : |10|, |16|, |17|, |18|, |19|, |20| y |21|. Una de las características del sistema  $K_S^0 K_S^0$  es el elevado número de resonancias que presenta a pesar de que solamente son posibles ondas pares. Además son muy intensos los efectos de interferencia entre resonancias, hecho que complica su estudio. Por otra parte existen discrepancias entre los resultados de diferentes experimentos sobre el comportamiento de la onda S.

En el rango de energías intermedias cubierto por nuestro experimento, 4.0 GeV/c, y por los otros experimentos mencionados |16| - |21|, entre 6 y 10 GeV/c, las únicas ondas importantes son las ondas S, P y D especialmente en la región  $m_{K\bar{K}} < 1.6 \overset{GeV}{V}$  que es la que consideraremos; en el canal  $K_S^0 K_S^0$  solo están presentes S y D.

En la región próxima al umbral se produce el  $S^*$ , resonancia bien conocida a partir de experimentos  $\bar{p}p$  |7|, |14| y |15| y  $\pi^- p$  |10|.

En el experimento  $\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n$  a 6 y 7 GeV/c |16| y |17|, el análisis muestra que hay un gran aumento de la intensidad de

la onda S en la región  $m_{K^0K^0} \sim 1.3$  GeV. El estudio de la fase  $\psi_s$  muestra que hay dos soluciones posibles: una de ellas interpreta el efecto como una resonancia estrecha de  $I = 1$  con masa y anchura  $m_0 = 1.255$  GeV,  $\Gamma_0 = 0.080$  GeV; la otra es consistente con una anchura mucho mayor ( $\sim 0.300$  GeV). En el experimento a 9.0 GeV/c, [18], el resultado es compatible con la segunda solución tanto para el módulo como para la fase de la amplitud salvo el pico en 1.300 GeV que no aparece en este caso. También son compatibles con el análisis de las reacciones  $\pi^-p \rightarrow K^+K^-n$  y  $\pi^+n \rightarrow K^+K^-p$  que tratadas conjuntamente permiten separar las contribuciones de  $I = 0$  e  $I = 1$ . Aunque existen ambigüedades en la extracción de las amplitudes, el resultado favorece la presencia de un pico muy ancho con  $I = 0$ , y producido mediante intercambio de un piñon (OPE).

En la reacción  $\pi^-p \rightarrow K^0K^-p$  a 10 GeV/c, [20], se observa también un pico en la misma región de 1.3 GeV que solo puede ser de  $I = 1$ . Un reanálisis de los anteriores experimentos presentado también en [20] admite una interpretación de los datos en que la onda S tiene  $I = 1$  por lo que se mantiene la ambigüedad sobre la asignación del I-spin.

La onda D' presenta menos problemas. En la región de 1.3 GeV tiene una gran intensidad que puede corresponder a la producción de las resonancias  $f_0$  y  $A_2$ . También puede producirse el mesón  $f'$  con una masa superior (1.5 GeV) y aunque no se observa ningún pico en esa región su presencia puede manifestarse a través de efectos de interferencia con  $f_0$  y  $A_2$  que modifican la forma de la distribución de B-W. En la región de 1.3 GeV no existen observables ligados directamente a la onda S, sino que esta última únicamente se presenta en interferencia con la onda D. Por ello tiene importancia la forma de describir esta última a la hora de estudiar las propiedades de producción de la onda S.

El  $f^0$  tiene  $I = 0$  y su masa y anchura son  $m_0 = 1.271$  GeV y  $\Gamma_0 = .180$  GeV. Su producción es fundamentalmente a través de OPE [22].

El  $A_2$  tiene  $I = 1$ ,  $m_0 = 1.312$  GeV y  $\Gamma_0 = .102$  GeV. Su G-paridad es  $G = (-1)^{I+J} = -1$  y por lo tanto no se acopla a un sistema de  $2\pi$  así que su mecanismo de producción no puede ser OPE.

La fuerte interferencia que existe entre las ondas S y D indica que son producidas de manera coherente y es de esperar que esto sea debido a mecanismos de producción análogos en las dos ondas. El efecto de interferencia es importante a bajas transferencias de momento, disminuyendo rápidamente dicho efecto cuando aumenta  $|t|$ . A bajo  $|t|$  la producción de  $A_2$  es pequeña como muestran los experimentos  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  [23]; en nuestros datos esta pequeña producción es consistente con la ausencia de producción de onda D con helicidad diferentes de 0. Todo ello sugiere que el efecto de interferencia es debido a producción coherente  $f_0$  - onda S.

En nuestro trabajo analizamos el sistema  $K_S^0 K_S^0$  en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  a una energía diferente, 4 GeV, de momento del haz. Estudiamos las propiedades de producción de la onda S a ésta energía y comparamos con los análisis previos mencionados. Con nuestros datos el rango de energías en el que se ha analizado el sistema  $K^0 \bar{K}^0$  a energías intermedias es bastante amplio, de 4 a 10 GeV/c de momento del haz. Por este motivo se puede estudiar la dependencia con la energía de la producción de onda S y de su interferencia con la onda D, obteniendo alguna evidencia sobre su mecanismo de producción, [24].

En este apartado discutiremos las características de nuestros datos a través de los momentos de las distribuciones angulares de desintegración; después expondremos el formalismo de análisis a los momentos, los resultados del análisis de nuestros datos y su comparación con otros experimentos y finalmente presentaremos las conclusiones de nuestro análisis.

#### B) Método de análisis del sistema $K_S^0 K_S^0$

Los números cuánticos del  $K^0$  ( $IJ^P = 1/2 0^-$ ) y el hecho de que los dos kaones sean indistinguibles restringen los posibles

valores del isospín y espín-paridad del sistema  $K_S^0 K_S^0$ .  $I$  debe ser 0 o 1 mientras que  $J$  solo puede tomar valores enteros que definen el momento angular orbital relativo entre las dos partículas. Al simetrizar la función de onda del sistema,  $|5|$ , encontramos que se anula para  $J$  impar, por lo que dicho sistema solamente puede producirse en ondas pares y como consecuencia la paridad, que en nuestro caso se calcula como  $P = (-1)^J$ , debe ser positiva.

El hecho de que el sistema  $K_S^0 K_S^0$  se presente únicamente en ondas pares tiene otra consecuencia que utilizaremos mas adelante. Al ser  $J$  un número par la  $G$ -paridad que en  $K\bar{K}$  vale  $G = (-1)^{I+J} |2|$ , es +1 cuando  $I = 0$  y -1 si  $I = 1$ . Aunque el  $K_S^0 K_S^0$  no tiene extrañeza definida, sabemos que en la interacción  $\pi^+ p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  debe producirse un estado con extrañeza nula. Este es  $K^0 \bar{K}^0$  y para él tiene sentido el número cuántico  $G$ -paridad, que está relacionado con el isospín en la forma indicada.

En resumen los estados con espín-paridad que podemos tener en el sistema  $K_S^0 K_S^0$  son:

$$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$$

y de Isospín y  $G$ -paridad:

$$I^G = 0^+ \text{ o } 1^-$$

Las resonancias con desintegración en  $K^0 K^0$  analizadas en el estudio del diagrama de Dalitz pueden clasificarse de acuerdo con lo que acabamos de exponer. Así el  $S^*$  tiene  $J^P, I^G = 0^+, 0^+$  mientras que para el  $f^0-A_2$   $J^P = 2^+$  junto con  $I^G = 0^+$  si es  $f^0$  e  $I^G = 1^-$  si es  $A_2$ .

Por otra parte la onda  $S$  encontrada en anteriores experimentos tendrá una de las dos posibles asignaciones de  $I^G$  si es un único estado, o bien sera una superposición de estados de isospín 0 o 1. Si su comportamiento es resonante, como la mayoría de dichos experimentos sugieren, su isospín estará bien definido, pudiendo ser 0 ó 1.

Ya hemos mencionado en el apartado anterior que la masa de esta resonancia es muy próxima a la del sistema  $f^0-A_2$ . Por este motivo no era posible su estudio en los análisis realizados, del Diagrama de Dalitz y del espectro de masas  $K^0K^0$ . La manera de analizar dos resonancias de diferente espín-paridad degeneradas en masa es hacer uso de la distribución angular de desintegración. La distribución esperada para una resonancia de espín 2 como  $f^0$  o  $A_2$  se vería afectada por el hecho de existir una producción importante de onda S. La diferencia entre ambas distribuciones, esperada y observada, nos daría información sobre la onda S presente.

La distribución angular de desintegración se obtiene mediante la siguiente expresión:

$$I(\cos\theta, \phi) = \int \frac{\partial\sigma(t, m, \cos\theta, \phi)}{\partial t \partial m \partial \cos\theta \partial \phi} dt dm/N \quad (4. V.1)$$

en donde  $t$  es el cuadrado de la transferencia de cuadrimomento del protón incidente al neutrón saliente;  $m$  es la masa equivalente del sistema  $K^0K^0$  y  $\Omega = (\theta, \phi)$  define la dirección de un  $K^0$  en el sistema del centro de masas  $K^0K^0$  respecto de un sistema de ejes convenientemente elegidos. El factor de normalización  $N$  es la integral de la sección eficaz diferencial extendida a las cuatro variables de que depende, de forma que  $\int I(\Omega)d\Omega = 1$ .

En la fig. 4.6 presentamos las distribuciones en  $\cos\theta$  y  $\phi$  de nuestros datos respecto al sistema de referencia tomando en la base de helicidad en el canal  $t$  que describimos posteriormente.

Si suponemos que el proceso  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$  está dominado por la producción de resonancias en el sistema de partículas  $1 + 2$ , la amplitud de transición se expresa como, [5]:

$$M_{fi} = \sum_{J\Lambda} \alpha_J \langle p_f \lambda_3 \Lambda | T^J | p_i \lambda_a \lambda_b \rangle \langle B(m_{12}) | \bar{D}_1 \lambda_1 \lambda_2 | M(m_{12}) | J\Lambda \rangle \quad (4. V.2)$$

En esta expresión  $p_i$  y  $p_f$  indican los momentos en el siste

ma de centro de masas de la reacción de una de las partículas incidentes y de uno de los componentes del estado intermedio a cuasi dos cuerpos, (partícula 3 o sistema 1 + 2);  $\lambda_i$  es la helicidad de la partícula  $i$  mientras que  $\underline{J}$  y  $\underline{\Lambda}$  representan respectivamente el momento angular y su tercera componente (en el sistema de referencia elegido) del sistema de partículas 1 + 2, siendo su masa equivalente  $m_{12}$ .

La amplitud que describe la reacción a estudiar está expresada en la ecuación (2) como superposición coherente de varios estados intermedios caracterizados por la presencia de resonancias en el sistema de partículas 1 + 2 que pueden tener en general espines diferentes. Para cada uno de ellos  $\langle T_{\lambda_a \lambda_b \lambda_3}^J ; \Lambda(t) \rangle$  es la amplitud del proceso  $a + b \rightarrow R_J + 3$ , en donde  $R_J$  representa una resonancia de espín  $J$ .

$B(m_{12})$  describe la propagación de dicha resonancia que normalmente será aproximada mediante una función de Breit-Wigner:

$$B(m) = \frac{\Gamma_0 m_0}{m_0^2 - m^2 - im_0 \Gamma_0} \quad (4. V.3)$$

El último factor,  $\langle M_{\lambda_1 \lambda_2, \Lambda}^2(m_{12}) \rangle$ , describe la desintegración de  $J$  en las partículas 1 y 2. Depende de la masa equivalente  $m_{12}$  como indicamos explícitamente y de la dirección de  $\bar{p}_1$ , momento de una de las partículas en que se desintegra, dirección definida por los ángulos  $\theta$  y  $\phi$  que figuran en la ecuación (1). Depende asimismo del espín y su tercera componente de la resonancia  $R_J$ .

El formalismo que acabamos de explicar brevemente, suponiendo que la reacción tiene lugar a través de estados resonantes intermedios, puede ser aplicado a situaciones mas generales. En particular la ecuación (3) que expresa la variación de la amplitud con la masa  $m_{12}$  es solamente aproximada, por lo que tienen interés análisis en los cuales no se incluye de antemano

una forma de dependencia en  $m_{12}$ . En estos casos se analiza la amplitud en función de las otras variables en diferentes intervalos de  $m_{12}$  utilizando el mismo tipo de desarrollo que en (2); (Análisis independiente de la masa). La amplitud, o la sección eficaz correspondiente, que se obtiene en cada intervalo nos dará información sobre su variación con  $m_{12}$ .

Este formalismo es útil en el estudio de un sistema de partículas determinado cuando en dicho sistema solamente hay un número pequeño de ondas parciales significativas, en análisis tanto independientes como dependientes de la masa, considerando en estos últimos como ondas diferentes las distintas resonancias que se puedan producir. Con él se puede determinar la importancia relativa de cada una de las ondas parciales producidas y, ya que se tiene en cuenta la interferencia entre ellas, el grado de coherencia con que se producen.

En la reacción que investigamos,  $\pi^- p + K_S^0 K_S^0 n$ , consideraremos procesos a cuasi dos cuerpos  $\pi^- p + (K_S^0 K_S^0) n$ , a los cuales aplicaremos el método de análisis que hemos esbozado. Esto está justificado por los resultados del análisis al diagrama de Dalitz, donde hemos visto que una gran parte de la reacción está mediada por resonancias que se desintegran en  $K^0 K^0$  mientras que es muy pequeña la fracción de resonancias que se desintegran en  $K^0 n$ . En consecuencia representamos la amplitud por la expresión (2) en donde  $J$ ,  $A$  y  $m_{12}$  son el momento angular, su tercera componente y la masa equivalente del sistema  $K^0 K^0$ , mientras  $\vec{p}_1$  es el momento de uno de los  $K^0$  referido al centro de masas de dicho sistema. Las helicidades posibles de las partículas incidentes y salientes son:

$$\lambda_{\pi^-} = \lambda_{K^0} = 0 \quad \lambda_p, \lambda_n = \pm 1/2$$

La amplitud es una suma de amplitudes de helicidad, que describen la producción de estados con valores definidos de  $J$  y  $A$  en el sistema  $K^0 K^0$ , cuya intensidad relativa es proporcional

a  $|\langle T_{\lambda\lambda}^J; \Lambda(t) \rangle|^2$ . Cada estado de  $(J\Lambda)$  definidos contribuye de forma característica a la distribución angular de desintegración. El análisis de esta última informa por lo tanto sobre las amplitudes de helicidad.

C) Momentos de la distribución angular

El cuadrado de la amplitud definida por la expresión (2), integrado en la variable t adopta la forma: [5]

$$\frac{d^2\sigma}{dm d\Omega_D} = \sum_{JJ'} \alpha_J \alpha_{J'} N_J N_{J'} F_J F_{J'}^* B^J(m) \sum_{\Lambda\Lambda'} A_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'}(\Omega_D) \quad (4.v.4a)$$

$$A_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} = \rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} D_{\Lambda 0}^{J*}(\Omega_D, 0) D_{\Lambda' 0}^{J'}(\Omega_D, 0) \quad (4.v.4b)$$

En esta expresión la suma está extendida a todos los pares  $(JJ')$  de momentos angulares que contribuyen a la reacción. Los símbolos que aparecen en ella son los siguientes.

- $\alpha_J$  : coeficiente (complejo) de la onda J en la amplitud (2).  
 $|\alpha_J|^2$  representa la intensidad relativa de dicha onda.
- $N_J = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}}$  es el factor de normalización
- $F_J$  representa el elemento de matriz de desintegración entre estados de helicidad

$$F_J = \langle \lambda_{K^0} = 0, \lambda_{K^0} = 0 | M | J\Lambda \rangle$$

De acuerdo con la normalización adoptada en la ref. [5],  $F_J = 1$ .

- $B^J(m)$  describe la dependencia de la onda J con la masa  $m_{K^0 K^0}$ . Incluye, además de la función de Breit-Wigner dada por la ec. (3), la parte dependiente de m de la amplitud de desintegración  $M_{00;\Lambda}^J(m)$  cuyo efecto es modificar la forma de la distribución de B-W, de forma que la anchura es dependiente de la masa [8].
- $\rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'}$  están definidos como:

$$\rho_{AA'}^{JJ'} = \frac{1}{2} \int dt \sum_{\lambda_p \lambda_n} T_{\lambda_p \lambda_n}^J; A(t) T_{\lambda_p \lambda_n}^{J*}; A'(t) \quad (4. V.5)$$

cuando  $J = J'$  son los elementos de la matriz densidad de polarización de la onda  $J$ . En el caso general son elementos de una matriz densidad conjunta.

-  $D_{AO}^J(\Omega_D, 0)$  son las funciones de rotación cuyos argumentos son los ángulos de desintegración,  $\Omega_D = (\theta, \phi)$ , del sistema  $K^0K^0$  con momento angular y tercera componente  $J$  y  $A$ . Relacionan los estados  $(K^0K^0)$  con trimomento definido  $\bar{p}_{K^0}$  y los estados con  $JA$  definidos, [5]

$$\langle \theta \phi; \lambda_1 = 0, \lambda_2 = 0 | JM; \lambda_1 = 0, \lambda_2 = 0 \rangle = N_3 D_{M0}^{J*}(\theta, \phi, 0)$$

La expresión (4) integrada en la variable  $\underline{m}$  es proporcional a la distribución angular de desintegración  $I(\theta, \phi)$ , de acuerdo con (1). En consecuencia es posible analizar  $I(\theta, \phi)$  a través de (4) si se conocen las ondas  $|JA\rangle$  que intervienen de manera apreciable en la reacción.

Un método apropiado para examinar la relativa importancia de los diferentes estados de momento angular en que se produce el sistema  $K^0K^0$  consiste en el cálculo de los momentos de la distribución angular experimental. Estos proporcionan además una visualización adecuada de la variación con  $m_{K^0K^0}$  de dicha distribución [3]. Los momentos se definen como:

$$H(LM) = \langle D_{M0}^{L*}(\Omega_D, 0) \rangle = \int d\Omega_D D_{M0}^{L*}(\Omega_D, 0) I(\Omega_D) \quad (4. V.6)$$

Debido a la ortogonalidad de las funciones  $D$  se verifica que:

$$\int d\Omega D_{M0}^{L_1}(\Omega, 0) D_{M'0}^{L_2}(\Omega, 0) = \frac{4\pi}{2L_1+1} \delta_{L_1 L_2} \delta_{MM'}$$

y la distribución angular puede expresarse en función de los momentos, [5]:

$$I(\Omega_D) = \sum_{LM} \left( \frac{2L+1}{4\pi} \right) H(LM) D_{M0}^{L*}(\Omega_D, 0) \quad (4. V. 6b)$$

por lo que la información contenida en los momentos es equivalente a la de la distribución angular.

Partiendo de la ecuación (6) calculamos los momentos experimentales en la forma siguiente: [3]

$$H^{\text{exp}}(LM) = \sum_i w_i D_{M0}^{L*}(\Omega_D^i, 0) \quad (4. V. 7a)$$

con un error dado por:

$$\Delta^2 H^{\text{exp}}(LM) = \sum_i |w_i D_{M0}^{L*}(\Omega_D^i, 0)|^2 \quad (4. V. 7b)$$

en donde  $w_i$  es el peso del suceso  $i$  y la suma se extiende a todos los sucesos experimentales. Los momentos calculados de esta manera no están normalizados de forma que  $I(\Omega) d\Omega = 1$ . En nuestro caso, ya que  $D_{00} = 1$ ,

$H^{\text{exp}}(00) = \int d\Omega I(\Omega) = N$  (número total de sucesos ponderados) y esto fija la normalización de los momentos.

Como ya hemos dicho, los momentos nos permiten estudiar la variación con la masa de la distribución angular. Una vez definidos unos intervalos en  $m_{K_0 K_0}$  se calcula mediante la expresión

(8)  $H_{\Delta_j}^{\text{exp}}(LM)$ , siendo  $\Delta_j$  uno cualquiera de dichos intervalos y donde  $\sum_{\Delta_j}$  la suma se extiende ahora a los sucesos de  $\Delta_j$ . La normalización está definida por  $H_{\Delta_j}^{\text{exp}}(00) = N_j$ , siendo  $N_j$  el número de sucesos pesados en  $\Delta_j$ . Esta relación muestra que  $H(00)$  coincide con el espectro de masas cuando se calcula como función de  $m_{K_0 K_0}$ .

Los momentos  $H_{\Delta_j}(LM)$  pueden obtenerse a partir de la sec-

ción eficaz diferencial, ec. (4):

$$H_{\Delta_j}(LM) = \int_{\Delta_j} dm \int d\Omega_D \frac{d^2\sigma}{dm d\Omega_D} \quad (4.V.8)$$

en donde la integral en  $m$  se extiende al intervalo  $\Delta_j$ .

Es interesante notar que el cálculo de los momentos experimentales puede hacerse a través de la ec. (7) cuando se dispone de datos en todas las direcciones  $\Omega_D$ . Esto sucede en experimentos de cámara de burbujas en los que se pueden medir los momentos  $\bar{p}_i$  de los productos de la reacción con geometría  $4\pi$ . En otro tipo de experimentos, en que la detección de las partículas salientes tiene un ángulo sólido limitado no es posible el cálculo de los momentos experimentales mediante la citada ecuación. En su lugar es preciso recurrir al desarrollo indicado en (6b) y ajustar la distribución  $I(\Omega_D)$  en el intervalo angular donde se dispone de datos con los  $H(LM)$  como parámetros, [17].

Desarrollando la distribución angular como función de  $m_{KK}$  mediante la fórmula (4) obtenemos la siguiente expresión para los momentos, también en función de  $m_{K\bar{K}}$

$$\begin{aligned} \frac{dH(LM)}{dm} = & \sum_J |\alpha_J|^2 |B^J(m)|^2 \sum_{\Lambda\Lambda'} \rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ} (J\Lambda' LM|JM) (J0 L0|J0) + \\ & + 2 \sum_{J' < J} \text{Re}\{\alpha_J \alpha_{J'}^*\} B^J(m) B^{J'}(m) \sum_{\Lambda\Lambda'} \left(\frac{2J'+1}{2J+1}\right)^{1/2} \rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} (J'\Lambda' LM|JA) + \\ & (J'0 L0|J0) \end{aligned} \quad (4.V.9)$$

en donde los  $J'\Lambda' LM|JA$  son coeficientes de Clebsh-Gordan y los demas términos han sido explicados anteriormente.

Para cada valor de  $L$  existen  $2L + 1$  momentos, en principio complejos; las propiedades de simetría de los coeficientes de C-G y de la matriz densidad reducen considerablemente el número de cantidades diferentes de cero relacionadas con los momentos.

En primer lugar, ya que  $D_{-M0}^L = D_{M0}^{L*}$  y ser  $I(\Omega_D)$  una cantidad real,  $H(L-M) = H^*(LM)$  por lo que solo deberemos considerar  $M > 0$ , en total  $L + 1$  momentos para cada  $L$ .

Todos los  $H(LM)$  con  $L > 2J_{\text{máx}}$  son iguales a 0 por anularse los coeficientes de C-G correspondientes. Por consiguiente pueden determinarse las ondas parciales que intervienen en la reacción observando que momentos experimentales son significativamente distintos de cero.

Los elementos de la matriz densidad satisfacen la siguiente condición, que fija su normalización, [5]

$$\sum_{\Lambda} \rho_{\Lambda\Lambda}^{JJ} = 1$$

Junto a esta, los elementos de  $\rho$  satisfacen la condición siguiente que expresa que la matriz densidad es hermítica:

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} = \rho_{\Lambda'\Lambda}^{J'J*}$$

mientras que la invariancia bajo paridad de la amplitud de producción implica la relación siguiente, [25]

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} = (-1)^{\Lambda-\Lambda'} \rho_{-\Lambda-\Lambda'}^{JJ'}$$

válida si el eje de cuantificación está en el plano de producción. Llamando  $H_{JJ'}(LM)$  a la expresión

$$H_{JJ'}(LM) = \sum_{\Lambda\Lambda'} \left( \frac{2J'+1}{2J+1} \right)^{1/2} \rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} (J\Lambda' LM | J\Lambda) (J'0 L0 | J0) \quad (4. V. 10)$$

se verifican las dos relaciones siguientes [26]:

$$H_{JJ'}(LM) = (-1)^M H_{J'J}^*(L-M) \quad (4. V. 11a)$$

$$H_{JJ'}(LM) = (-1)^{J-J'+L+M} H_{JJ'}(L-M) \quad (4. V. 11b)$$

que indican que  $H_{JJ'}(LM)$  es real si  $L$  es par, e igual a 0 si  $L$  es impar, en nuestro caso en que  $J$  y  $J'$  son pares.

Para analizar la distribución angular de desintegración elegimos el sistema de helicidad en el canal  $t$ . Es un sistema de referencia ligado al centro de masas de  $K\bar{K}$  cuyo eje  $z$ , (eje de cuantificación), tiene la dirección del  $\pi^-$  incidente, el eje  $y$  es la normal al plano de producción y el eje  $x$  es perpendicular a los otros dos  $|12|$ . En este sistema el momento transferido tiene la dirección del eje  $z$ , por lo que es conveniente para el estudio de los mecanismos de producción mediante intercambios en el canal  $t$ .

Las características que presentan los momentos experimentales, calculados de acuerdo con la expresión (7), son los siguientes:

a) Los momentos con  $L > 4$  son compatibles con 0 en la región de masas investigada  $1.0 < m_{K^0K^0} < 1.5$  GeV. Aunque en algunos intervalos, momentos con  $L = 6$  son ligeramente distintos de 0, no se observan estructuras definidas en ellos a diferencia de aquellos otros con  $L < 4$ . Podemos concluir que es una buena hipótesis el suponer que el sistema  $K^0K^0$  se produce exclusivamente en ondas con momento angular  $J < 2$ .

b) También son nulos los momentos con  $L$  impar de acuerdo con las relaciones de simetría dadas por las ec. (11). Esto indica que la muestra experimental no tiene sesgos direccionales acusados que puedan impedir el análisis de la distribución angular.

c)  $H(43)$  y  $H(44)$  son compatibles con 0. Según la fórmula (10) este hecho significa que no hay producción importante de estados con tercera componente de  $J$  igual a  $\pm 2$  en la onda D.

d) Los momentos  $H(00)$ ,  $H(20)$  y  $H(40)$  son significativamente distintos de 0 en la región de  $m_{K^0K^0}$  mencionada. Su expresión teórica dada por la ecuación (9), muestra la relación que existe entre la variación con la masa de dichos momentos y las estructuras resonantes que contribuyen a las diferentes ondas parciales.

En el apartado (4.III.D) desarrollamos las expresiones de estos 3 momentos suponiendo que solamente estados con  $\Lambda = 0$  contribuyen a ellos. Con dichas expresiones podemos interpretar algunas de las características mas importantes que encontramos en estos momentos con  $M = 0$ .

d1 -  $H(00)$ , proporcional al espectro de  $m_{K^0\bar{K}^0}$ , está descrito por la superposición incoherente de las distribuciones de masa de las ondas S y D. Los análisis al diagrama de Dalitz y al espectro de masas expuestos anteriormente, indican que la superposición de las distribuciones de Breit-Wigner del  $S^*$  y del complejo  $f^0-A_2$ , con un fondo que corresponde a la producción en espacio de fases interpreta razonablemente el espectro de masas.

d2 -  $H(20)$ , que consta de un término de interferencia entre las ondas S y D y términos que dependen exclusivamente del cuadrado de la amplitud de la onda D, se hace negativo para masas  $m_{K^0\bar{K}^0} < 1.25$  GeV, sufre una fuerte variación cerca de  $m_{K^0\bar{K}^0} = 1.30$  GeV, pasando a ser positivo y decreciendo lentamente a partir de  $m_{K^0\bar{K}^0} = 1.35$  GeV. Este efecto solo puede ser debido a la interferencia entre las dos ondas indicando que hay una gran producción coherente de ambas. La forma de  $H(20)$  representada en la fig. 4.7 sugiere una superposición coherente de dos amplitudes de Breit-Wigner, una con  $J = 0$  y la otra con  $J = 2$ , cuyo término de interferencia reproduciría la dependencia con  $m_{K^0\bar{K}^0}$  observada.

Este importante efecto de interferencia había sido ya observado en anteriores experimentos, [17], [18] y [19]. En la mayoría de ellos se concluye que dicho efecto está relacionado con un pico en la amplitud de la onda S en la zona de 1.3 GeV con una anchura muy grande, ( $\sim 300$  MeV). La forma de interferencia se acentúa para bajas transferencias de momento, siendo mas acusadas en la región  $0 < |t| < 0.2$  GeV<sup>2</sup>.

d3 - El momento  $H(40)$ , al cual contribuye exclusivamente la onda D, es nulo cerca del umbral y crece posteriormente con un pico hacia la masa de 1.3 GeV. En el canal  $K_S^0\bar{K}_S^0$  pueden desintegrarse las resonancias  $f^0(1270)$ ,  $A_2(1310)$  y  $f'(1515)$  con espín-

paridad  $2^+$ . Las dos primeras ya han sido consideradas en apartados anteriores.

El  $f^0$  se produce fundamentalmente mediante el intercambio de un pión [22] por lo que cabe suponer que sea importante a bajas transferencias de momento. El  $A_2$  no se acopla a un sistema de dos piones, por lo que su mecanismo de producción debe ser diferente. Los análisis del estado final  $K^0K^0\pi$  a 6.0 y 7.0 GeV, [17] y a 9.0 GeV [18], [23] muestran que su producción es pequeña a bajo ( $t$ ), creciendo su contribución relativa a mayores transferencias de momento.

No existe evidencia de que haya producción del  $f'$  en el diagrama de Dalitz del estado final  $K^0K^0\pi$  en los datos de nuestro experimento. Sin embargo en el estudio de dicho estado final a 6.0 y 7.0 GeV, cuyo espectro  $K^0K^0$  es semejante al nuestro, se comprueba que la onda D se describe aceptablemente mediante interferencia  $f^0-f'$ . Por este motivo hemos incluido el  $f'$  en nuestro análisis aunque esperamos que su contribución sea muy pequeña.

e) Los momentos  $H(21)$ ,  $H(22)$ ,  $H(41)$  y  $H(42)$  tienen una pequeña desviación de cero en la zona de 1.3 GeV, lo que indica que hay alguna producción de estados en onda D con tercera componente de  $J$  igual a 1, aunque es natural suponer que ésta es mucho menor que la producción de estados con tercera componente nula.

En la fig. 4.7 mostramos las gráficas de los momentos  $H(00)$ ,  $H(20)$  y  $H(40)$  para  $|t| < 0.2 \text{ GeV}^2$  junto con los resultados de los ajustes que describiremos posteriormente. En la figura superponemos el momento  $H(20)$  en el intervalo  $0.2 < |t| < 0.5 \text{ GeV}^2$  con el fin de observar la disminución del efecto de interferencia cuando la transferencia de momento es mayor.

#### D) Formalismo de análisis de momentos dependiente de la masa

Hemos visto que los momentos experimentales observados sugieren que solamente se producen estados cuya tercera componente

de espín  $\Lambda$  es 0 o  $\pm 1$ . Esta estructura de los momentos puede ser analizada por medio de una superposición de estados resonantes con espines 0 y 2 caracterizados por los parámetros de las respectivas amplitudes de Breit-Wigner y por los elementos de su matriz densidad. El objetivo del análisis es entender la intensa interferencia entre las ondas S y D. Algunos experimentos anteriores sugieren que esta sea debida a la producción de un estado resonante, con masa de aproximadamente 1.3 GeV y con anchura grande producido de forma coherente con el  $f^0$ . Por este motivo consideramos que la reacción puede ser descrita en la zona 1.2 - 1.5 GeV de  $m_{K^0\bar{K}^0}$  por las siguientes resonancias:

- Onda D: Mesones  $f^0$  y  $f'$  interfiriendo mutuamente. El  $f^0$  se observa claramente en el espectro de masas y ya hemos indicado que domina la amplitud en onda D a bajas transferencias de momento. El  $f'$  se incluye porque es necesaria su presencia para interpretarse los datos a 6.0 y 7.0 GeV/c de momento del  $\pi^-$  incidente [16]. Otros experimentos muestran que la producción de  $A_2$  es pequeña a bajas transferencias de momento, en las cuales se centra nuestro estudio.

- Onda s: Resonancias con masa y anchura variables, descrita por una amplitud de Breit-Wigner que puede interferir con el  $f^0$  y el  $f'$ .

El análisis se realiza en el intervalo de masas  $1.0 < m_{K\bar{K}} < 1.5$  GeV en la región de transferencias de momento  $|t| < 0.2$  GeV<sup>2</sup>, en la cual la interferencia onda s - onda D es mas acusada.

En la región de  $|t|$  elegida podemos hacer una hipótesis que simplifica considerablemente el estudio y es la del aceptar de que el mecanismo de intercambio de un pión (OPE) sea predominante. Esto es así en el caso del mesón  $f^0$  producido fundamentalmente mediante dicho mecanismo. En el sistema de helicidad en el canal t tanto el pión incidente como el intercambiado tienen la dirección del eje z, por lo cual solamente los elementos de matriz densidad  $\rho_{00}^{JJ'}$  son diferentes de 0. (Ver [27]). De acuerdo con la fórmula (9) esta propiedad lleva consigo que todos los

momentos  $H(LM)$  con  $M \neq 0$  son nulos. Aunque se ha comprobado que el modelo OPE requiere correcciones absorptivas para interpretar los datos [28], esta característica de la distribución angular se sigue verificando experimentalmente a bajas transferencias de momento, [19].

Suponiendo que solamente estados con tercera componente de momento angular nula se producen en la región de  $|t|$  seleccionada, podemos expresar los momentos con  $M = 0$  en la forma:

$$\frac{dH(00)}{dm} = |\alpha_2|^2 |F_2(m)|^2 + |\alpha_0|^2 |B_s(m)|^2 \quad (4.. V .12a)$$

$$\frac{dH(20)}{dm} = \frac{2}{7} |\alpha_2|^2 |F_2(m)|^2 + \frac{2}{\sqrt{5}} |\alpha_2| |\alpha_0| |B_{f_0}(m)| |B_s(m) r_{f_0-s} \cos(\phi_{f_0}(m) -$$

$$- \phi_s(m) + \phi_2) +$$

$$+ |\beta| |B_{f'}(m)| |B_s(m) r_{f'-s} \cos(\phi_{f'}(m) - \phi_s(m) + \phi_3) \quad (4.. V .12b)$$

$$\frac{dH(40)}{dm} = \frac{2}{7} |\alpha_2|^2 |F_2(m)|^2 \quad (4.. V .12c)$$

siendo:

$$|F_2(m)|^2 = |B_{f_0}(m)|^2 + |\beta|^2 |B_{f'}(m)|^2 + 2|\beta| r_{f_0-f'} \cos(\phi_{f_0}(m) - \phi_{f'} + \phi_1)$$

$$(4.. V .13)$$

Los símbolos que aparecen en las fórmulas anteriores son los siguientes:

i)  $B_R(m)$  es la amplitud de Breit-Wigner que describe las tres resonancias:  $f_0$ ,  $f'$  y onda  $s$ . Su expresión para esta última está dada por la ec. (4.II.10).

En las resonancias en onda  $D$  la distribución resonante no es bien interpretada por la ecuación anterior, especialmente si

la anchura es grande como en el caso del mesón  $f^0$ . En ondas con momento angular alto se obtiene una aproximación mejor si la anchura dependiente de la energía se expresa en la forma siguiente, |29|:

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{D_l(qR)}{D_l(q_0R)} \quad (4. V .14a)$$

siendo  $R = 3.5 \text{ GeV}^{-1}$ ,  $q$  es el momento de uno de los productos de desintegración en el centro de masas del sistema resonante,  $q_0$  es el momento correspondiente a la masa de la resonancia y  $l$  es el momento angular orbital que en nuestro caso coincide con el espín de la resonancia:  $l = 2$ .

Siguiendo la referencia |17| consideramos la anchura de las resonancias  $f_0$  y  $f'$  como suma de las anchuras parciales debidas a los modos de desintegración  $f \rightarrow \pi\pi$  y  $f \rightarrow K\bar{K}$ :

$$\Gamma^{\text{tot}}(m) = \gamma^{\pi\pi} \Gamma^{\pi\pi}(m) + \gamma^{K\bar{K}} \Gamma^{K\bar{K}}(m) \quad (4. V .14b)$$

$\Gamma^{\pi\pi}$  y  $\Gamma^{K\bar{K}}$  están dadas en la ec. (14a) y las fracciones de desintegración son las siguientes:

$$\gamma_{f^0}^{\pi\pi} = 0.8, \gamma_{f^0}^{K\bar{K}} = 0.03, |6| \quad \text{y}$$

$$\gamma_{f'}^{\pi\pi} = 0.99, \gamma_{f'}^{K\bar{K}} = 0.01, |30|$$

$$\text{Finalmente, } D_2(x) = 9 + 3x^2 + x^4, |17|$$

La amplitud de Breit-Wigner empleada para el  $f^0$  y el  $f'$  es:

$$B_2(m) = \frac{(\gamma^{K\bar{K}} \Gamma^{\pi\pi})^{1/2}}{m_0^2 - m^2 - im_0 \Gamma^{\text{tot}}(m)} \quad (4. V .14c)$$

Las funciones  $\phi_R(m)$  que aparecen en las ec. (12) y (13) son las fases de las amplitudes  $B_R(m)$ , definidas como:

$$\operatorname{tg} \phi_R = \frac{\operatorname{Im} B_R(m)}{\operatorname{Re} B_R(m)} \quad (4. \text{ v. } 14d)$$

La normalización de las amplitudes está expresada por las condiciones:

$$\int_I |B_S(m)|^2 dm = 1 \quad \int_I |F_2(m)|^2 dm = 1 \quad (4. \text{ v. } 15)$$

siendo I el intervalo de masas considerado.

ii)  $\alpha_0$  y  $\alpha_2$  son cantidades complejas que representan las contribuciones relativas de las ondas S y D a la amplitud total, ec. (2). Integrando las ecuaciones (12) en el intervalo de masas señalado y teniendo en cuenta la definición (6) y las condiciones (15),  $|\alpha_0|^2$  y  $|\alpha_2|^2$  son las fracciones de producción de las ondas correspondientes, verificando la condición  $|\alpha_0|^2 + |\alpha_2|^2 = 1$ ;  $\beta$  representa la intensidad relativa de producción de  $f'$  respecto del  $f_0$ .

iii) Los factores  $r_{R-R'}$  son los módulos de los elementos  $\rho_{00}^{JJ'}$ :  $\rho_{00}^{JJ'} = r_{JJ'} e^{i\chi_{JJ'}}$ . Los elementos de la matriz densidad satisfacen la siguiente desigualdad, tipo Schwartz [26]:

$$|\rho_{AA'}^{JJ'}| < \rho_{AA}^{JJ'} \rho_{AA'}^{JJ'} \quad (4. \text{ v. } 16)$$

En nuestro análisis suponemos que  $\rho_{00}^{JJ} = 1$ , ya que los otros elementos de matriz densidad con A o A' distintas de cero se anulan, por lo que se cumple que  $0 < r_{JJ'} < 1$ .  $r_{R-R'}$  determina el grado de coherencia entre las resonancias R y R', no habiendo coherencia cuando  $r_{R-R'} = 0$  y siendo esta máxima cuando  $r_{R-R'} = 1$ . Las fases de  $\alpha_2$ ,  $\beta$  y  $\rho_{00}^{JJ'}$ , que no dependen de la masa, aparecen sumadas en los parámetros  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  y  $\phi_3$ .

#### E) Resultados del análisis dependiente de la masa

Las características que presentan los datos hacen posible

el estudio de la onda S en la región de masas 1.2 - 1.4 GeV con el formalismo que hemos descrito. En las ec. (12) podemos ver que el término en H(20) que depende exclusivamente de la amplitud en onda D, y el momento H(40) son idénticos. La marcada diferencia de forma entre ambos momentos, Fig. 4.7 solamente puede ser debida al término de interferencia entre las dos ondas, que contribuye a H(20). Un análisis conjunto a los tres momentos basado en dichas ecuaciones puede darnos alguna información sobre las características de la onda S que origina tal interferencia.

Además de las hipótesis simplificadoras sobre los estados de momento angular producidos en la reacción, supondremos que el sistema  $K\bar{K}$  se produce exclusivamente a través de resonancias. El análisis al diagrama de Dalitz indicaba que la producción de resonancias en dicho sistema era la contribución dominante al estado final  $K^0K^0\pi$ , motivo por el cual esperamos que con esta hipótesis sea posible interpretar los datos sin un número muy alto de parámetros que ajustar.

En el análisis a los momentos realizamos dos ajustes diferentes. En el primero de ellos (ajuste I), consideramos las tres resonancias mencionadas en el apartado anterior:  $f^0$ ,  $f'$  y una resonancia en onda S cuya masa y anchura se determinarán en el análisis. En el segundo, (ajuste II) añadiremos a las anteriores el  $S^*$  que supondremos producido incoherentemente con ellas.

En todos los ajustes las masas y anchuras de los mesones  $f_0$  y  $f'$  se mantienen fijas:

$$m_{f_0} = 1.27 \text{ GeV}, \Gamma_{f_0} = 0.18 \text{ GeV}, m_{f'} = 1.52 \text{ GeV y}$$

$\Gamma_{f'} = 0.09 \text{ GeV}$ . Los tres primeros valores están tomados de la ref. [6] mientras que el último lo está de la ref. [17]. Aunque este último valor es algo superior al promedio mundial compilado en [6], que es  $\Gamma_{f'} = 0.065 \pm 0.010 \text{ GeV}$ , es el resultado de un ajuste hecho sobre el mismo modo de desintegración,  $K^0K^0$ , y con la misma distribución resonante, ec. (14), que nuestro análisis, obteniendo  $\Gamma_{f'} = 0.092^{+0.039}_{-0.022} \text{ GeV}$ . Otra determinación de la

anchura del  $f'$  en la reacción  $K^-p \rightarrow AK^+K^-$  a 4.2 GeV, [31], ajustando el espectro  $K^+K^-$  mediante interferencia  $f^0-A_2-f$  dio como resultado una anchura  $\Gamma_{f'} = 0.083 \pm 0.023$  GeV, también superior al promedio citado. Fijando las masas y anchuras de las resonancias en onda D reducimos el número de parámetros libres.

En el ajuste I las expresiones utilizadas como descripción de los momentos experimentales son las dadas por las ec. (12). Los parámetros libres son, junto a la masa  $m_s$  y anchura  $r_s$  de la resonancia en onda S, las dos fracciones  $|\alpha_0|^2$  y  $|\beta|^2$ , las fases no dependientes de la masa:  $\phi_1, \phi_2$  y  $\phi_3$  y los factores  $r_{f^0-f'}$ ,  $r_{f^0-s}$  y  $r_{f'-s}$ , siendo en total 10 parámetros libres.

El método de ajuste es el mínimo  $\chi^2$  y se aplica en la siguiente forma:

a) Dividimos el intervalo de masa  $1.0 < m_{K^0\bar{K}^0} < 1.5$  GeV en 10 subintervalos de 50 MeV. En cada uno de ellos se calculan los momentos experimentales y sus errores mediante las fórmulas (7).

b) Construimos la función:

$$\chi^2 = \sum_{L,j} \frac{|H^{th}(L0) - H^{exp}(L0)|^2}{\Delta^2 H^{exp}(L0)} \quad (4. V .16)$$

donde  $H^{th}(L0)$  está definido por medio de las ecuaciones (12). Como la normalización en ellas es tal que  $\int_I \frac{dH(00)}{dm} = 1$  debido a las condiciones (15), mientras que  $\int_I \frac{dH^{exp}(00)}{dm} dm = N_T$  (ver apartado 4.III.c) debemos hacer:

$H^{th}(L0) = N_T H(L0)$ , donde  $N_T$  es el número total de sucesos en el intervalo de masas elegido y  $H(L0)$  son las cantidades definidas por las ecuaciones (12).

c) Determinamos los valores de los parámetros que mejor describen los datos experimentales que son aquellos que hacen mínima la función  $\chi^2$ .

Al igual que en ajustes explicados anteriormente el proceso

de minimización se hace numéricamente con el programa MINUIT [32] de la librería de programas del CERN, el cual da como resultado los parámetros del mínimo con sus errores, definidos como la variación necesaria en dichos parámetros para que el  $\chi^2$  aumente en una unidad. Tanto las integrales de normalización, ec. (15) como las integrales de  $dH(L0)/dm$  en cada subintervalo son calculadas por un simple método de rectángulos.

Los resultados de este ajuste se presentan en la tabla 4. III y las distribuciones  $dH(L0)/dm$  obtenidas están representadas en la fig. 4.8 junto con las distribuciones experimentales. La comparación entre ambas muestra que los momentos experimentales se interpretan aceptablemente con la descripción adoptada. El  $\chi^2$  total es 29 con 20 grados de libertad. Junto al  $\chi^2$  total dado por la ec. (15), calculamos los  $\chi^2$  parciales correspondientes a cada momento. Los resultados son:

$$\chi_0^2 = 4 \quad \chi_2^2 = 6 \quad \text{y} \quad \chi_4^2 = 19 \quad \text{para 10 intervalos cada uno de ellos.}$$

La resonancia en onda s tiene como masa y anchura las siguientes:  $m_s = 1.011 \pm 0.005$  GeV  $\Gamma_s = 0.087 \pm 0.015$  GeV con una fracción de producción  $\alpha_0 = 0.70 \pm 0.03$ .

La onda D debida a la interferencia  $f_0$ - $f'$  contribuye con el 30% restante a la sección eficaz total. El ajuste indica que es fundamentalmente  $f_0$ , siendo la intensidad relativa del  $f'$  respecto al  $f_0$ :  $\beta_{f'}/\beta_{f_0} = 0.04 \pm 0.05$  compatible con 0, resultado que está de acuerdo con la ausencia de estructura en el espectro de masas  $m_{K^0\bar{K}^0}$  en la zona del  $f'$ :  $m_{K^0\bar{K}^0} \sim 1.5$  GeV.

Otro parámetro importante en la descripción de los momentos, en particular  $H(20)$  es el parámetro  $r_{f_0-s}$  que indica el grado de coherencia entre las ondas correspondientes. El resultado obtenido,  $r_{f_0-s} = 1.00 \pm 0.02$  indica que la fuerte interferencia observada requiere que ambas ondas sean producidas con la máxima coherencia posible.

Antes de discutir la masa y anchura de la onda s debemos

hacer notar que en el intervalo de masas estudiado aparece el pico del  $S^*$  relativamente más intenso a bajo momento transferido que en la muestra completa y donde lo habíamos analizado previamente. Por este motivo es natural obtener una onda  $s$  que reproduzca aproximadamente el  $S^*$  con el tipo de análisis hecho, (una sola resonancia en onda  $S$ ). Los ajustes preliminares realizados con esta parametrización excluían la zona del  $S^*$ , restringiéndose al intervalo 1.2 - 1.5 GeV que incluye la región de interferencia. La calidad de los ajustes era mala, y en particular no se lograba describir el momento  $H(20)$ . El resultado definitivo muestra por el contrario que una resonancia con la masa y anchura obtenidas puede dar lugar a la señal de interferencia observada.

La masa  $m_g$  es muy próxima a la del  $S^*$ , y como mostramos en la fig. 5.a la contribución de dicha onda interpreta bien la región del espectro de masas,  $H(00)$ , correspondiente al  $S^*$ . Sin embargo la anchura  $\Gamma_g$  es notablemente mayor que el valor aceptado para el  $S^*$   $\Gamma_{S^*} \sim 40$  MeV [6], y que el resultado de nuestro ajuste al espectro de masas,  $\sim 50$  MeV. Por esta razón no podemos concluir que el  $S^*$  producido coherentemente con el  $f^0$  sea el origen de la interferencia observada. La mayor anchura puede explicarse por el hecho de haber incluido en el análisis una sola resonancia en onda  $S$  que tiene que describir tanto el pico cercano al umbral como la intensidad de dicha onda necesaria para producir el efecto de interferencia en la zona de 1.3 GeV.

Lo que el análisis parece indicar es que una amplitud relativamente plana, correspondiente a la intensidad de onda  $S$  obtenida aproximadamente en 1.3 GeV, que vemos en la fig. 4.6, podría producir la señal observada en el momento  $H(20)$ .

En el ajuste II añadimos a las tres resonancias del anterior el  $S^*$  parametrizado mediante una distribución de Breit-Wigner. Para no incluir muchos parámetros nuevos en el análisis suponemos que se produce de forma no coherente con las otras resonancias. Esta hipótesis parece razonable si tenemos en cuenta que el  $S^*$  contribuye fundamentalmente al intervalo  $1.0 < m_{K\bar{K}} <$

1.1 GeV, relativamente alejada de la zona en la cual se observa la interferencia.

En este caso el cuadrado de la amplitud es una superposición incoherente de la forma:

$$|A|^2 \propto \alpha_{S^*} |m^{S^*}|^2 + |1 - a_{S^*}| |M^{S-f^0-f'}|^2 \quad (4. v .17)$$

en donde  $M^{S-f^0}$  está dada por la ecuación (2) y  $|m^{S^*}|^2$  es simplemente la distribución de Breit-Wigner del  $S^*$  ya que este tiene espín 0.  $\alpha_{S^*}$  representa la fracción de producción de  $S^*$ .

La adición de este término solamente afecta al momento H(00) porque al representar una amplitud en onda S no puede modificar el momento H(40) y al no interferir con la onda D no contribuye a H(20).

Llamando  $H^c(20)$  a los momentos definidos por las ecuaciones (12), que en este ajuste describen la parte correspondiente a la producción coherente de  $s-f^0-f'$ , podemos escribir:

$$\frac{dH(00)}{dm} = \alpha_{S^*} |B_{S^*}(m)|^2 + (1 - \alpha_{S^*}) \frac{dH^c(00)}{dm}$$

$$\frac{dH(20)}{dm} = (1 - \alpha_{S^*}) \frac{dH^c(20)}{dm}$$

$$\frac{dH(40)}{dm} = (1 - \alpha_{S^*}) \frac{dH^c(40)}{dm}$$

Esta es la parametrización completa empleada en el segundo ajuste. La distribución de B-W del  $S^*$  está dada por la ecuación (4.II 10) con una masa fija:  $m_{S^*} = 1.01$  GeV.

El ajuste I nos ha enseñado que las características de la onda S producida coherentemente con la onda D pueden depender de la anchura del  $S^*$ , ya que ésta influirá en la intensidad de dicha onda S en la zona de 1.3 GeV. Por ello hemos hecho varias minimizaciones fijando  $\Gamma_{S^*}$  a distintos valores entre 0.02 y 0.06

GeV.

El método de ajuste es el de mínimo  $\chi^2$  con un parámetro adicional:  $\alpha_{S^*}$ .

En la tabla 4.IV presentamos las fracciones de producción de las diferentes resonancias incluidas en el ajuste, junto con  $m_S$  y  $\Gamma_S$ , masa y anchura de la resonancia producida coherentemente con el  $f^0$  y  $f'$ , para diferentes valores de  $\Gamma_{S^*}$ .

La significación estadística del ajuste es muy dependiente de la anchura del  $S^*$ , en función de la cual varían apreciablemente las características de la otra onda S. La mejor descripción de los momentos se obtiene para  $\Gamma_{S^*} = 0.028 \pm 0.015$  <sup>GeV</sup>, valor próximo al presentado en la ref. [6]. La correspondiente fracción de producción de la otra resonancia en onda S es  $\alpha_S = 0.53 \pm 0.04$ , su masa  $1.076 \pm 0.015$  GeV y su anchura  $\Gamma_S = 0.242 \pm 0.010$  GeV. La descripción de esta resonancia tanto con la  $\Gamma_{S^*}$  indicada como con otros valores próximos, es relativamente consistente con la segunda solución obtenida en las ref. [16] y [17], interpretable en términos de una resonancia de gran anchura. Nuestros datos parecen incompatibles con una resonancia estrecha distinta del  $S^*$  en la onda S. La masa es próxima a 1.1 GeV, decreciendo con  $\Gamma_{S^*}$ . Aunque las estimaciones más significativas de la masa favorecen valores bajos para  $m_S$ , debemos tener en cuenta que el tipo de parametrización utilizado, en el que el  $S^*$  no interfiere con la onda D puede influir en el resultado.

El ajuste I muestra que una amplitud en onda S decreciente con  $m_{K^0K^0}$  y que puede relacionarse a un ensanchamiento del  $S^*$  interpreta aceptablemente el efecto de interferencia. La exclusión de esta posibilidad en el ajuste II hace necesaria una intensidad alta de onda S en interferencia con la onda D en el intervalo  $1.1 < m_{K^0K^0} < 1.2$  GeV donde  $H(20)$  es negativo y por tanto una masa baja para la resonancia correspondiente. El análisis independiente de la masa, que presentaremos más adelante, sugiere una resonancia ancha con masa próxima a 1.3 GeV, más acorde con la obtenida en experimentos anteriores, [17] y [19].

La onda D es fundamentalmente  $f_0$ . Su fracción en el ajuste de mayor significación es  $\alpha_D = 0.28 \pm 0.04$  y la intensidad relativa del  $f'$  con respecto al  $f^0$  es  $\beta_{f'/f_0} = 0.08 \pm 0.05$  muy próxima a la obtenida en el primer ajuste y comparable a la de la Ref [16],  $f'/f_0 = 0.14 \pm 0.04$ . El grado de coherencia  $r_{f^0-S} = 1$  muestra que al igual que en el primer tipo de ajuste es necesaria una coherencia total para explicar la interferencia S-D.

El ajuste II interpreta los momentos observados de la distribución angular como superposición incoherente de dos amplitudes: a) La primera describe el pico del  $S^*$ , aproximada por una distribución de B-W con  $m_{S^*} = 1.01$  y  $\Gamma_{S^*} = 0.03$  GeV y b) la segunda debida a interferencia entre una onda D que es fundamentalmente  $f^0$  y una resonancia en onda S con las características de masa y anchura reseñadas.

Esta resonancia tendría un isospín  $I = 0$  si suponemos que es producida mediante OPF, mecanismo que está en la base del formalismo utilizado. En este caso es posible asimilarla al mesón  $\epsilon$  cuyos parámetros determinados a partir de su desintegración en  $\pi\pi$  son  $m_\epsilon \sim 1.3$  GeV y  $\Gamma_\epsilon \sim .2 - .4$  GeV, [6].

Comparando los dos ajustes que hemos realizado en este análisis dependiente de la masa encontramos que las características mas significativas de los datos son relativamente bien interpretadas mediante el formalismo desarrollado. En particular el momento H(20) se puede describir de forma razonable con este tipo de análisis.

De acuerdo con la ref. [17] nuestros resultados son compatibles con la presencia de una resonancia en onda S diferente del  $S^*$ , producida coherentemente con el mesón  $f^0$  y con una anchura grande.

Sin embargo la preferencia estadística de esta segunda interpretación es pequeña comparada con la primera. En ésta, (ajuste I), el efecto observado se interpreta como consecuencia de la interferencia entre el mesón  $f^0$  y una amplitud en onda S lentamente

te variable con la masa y que con el método seguido en dicho ajuste está descrita como una amplitud de Breit-Wigner centrada en la masa del  $S^*$  y de anchura próxima a 0.08 GeV. Con esta descripción de los datos, de similar significación estadística, la amplitud no tiene un pico ancho en la zona 1.2 - 1.3, sino que a partir de la zona del  $S^*$  irá disminuyendo lentamente sin tener ninguna estructura. Este tipo de comportamiento es análogo al obtenido en el análisis de la ref. |18|.

La significación de los ajustes realizados es pequeña en ambos casos. Debemos tener en cuenta sin embargo que para no aumentar excesivamente el número de parámetros no hemos incluido en el análisis términos que correspondan a la producción de un fondo no resonante. Asimismo hemos excluido el mesón  $A_2^0$ , cuya presencia podría manifestarse en la diferencia apreciable que encontramos entre los momentos experimentales y ajustados  $H(00)$  y  $H(40)$  en la zona  $1.3 < m_{K\bar{K}} < 1.35$  GeV.

El primer ajuste interpreta los momentos observados con una estructura más simple en la onda S del sistema  $K^0\bar{K}^0$ . La única resonancia presente es el  $S^*$ , cuya interferencia con el complejo  $f^0-f'$  podría explicar la forma del momento  $H(20)$ . No obstante la anchura que obtenemos para el  $S^*$  ( $\sim 0.090$  GeV) no resulta compatible con el valor de la ref. |6| ( $0.040 \pm 0.010$ ) ni con el que resulta del ajuste al espectro de masas  $K_S^0\bar{K}_S^0$  ( $0.049 \pm 0.015$  GeV). El  $\chi^2/NDF = 29/20$ .

La estructura de la onda S en el segundo ajuste es diferente. El  $S^*$  tiene una anchura,  $\Gamma_{S^*} = 0.03^{GeV}$  y el efecto de interferencia en  $H(20)$  es debido a una resonancia diferente, que en nuestro ajuste tiene una masa  $M_S = 1.076$  GeV y una anchura  $\Gamma_S = 0.242$  GeV. Este ajuste no requiere una anchura tan grande para el  $S^*$  como el anterior y su significación estadística ( $\chi^2/NDF = 31/20$ ) es similar a la del anterior. Como veremos posteriormente, el análisis de los momentos independiente de la masa favorece ligeramente la presencia de una resonancia diferente del  $S^*$  en la onda S por lo que preferimos los resultados del ajuste II como

descripción de la onda S en el sistema  $K^{\circ}K^{\circ}$ .

F) Análisis de amplitudes independiente de la masa

En el estudio anterior considerábamos la interpretación de efectos observados en base a una resonancia ancha que proporcione la rápida variación en el momento  $H(20)$  a bajas transferencias de momento. El análisis se fundamentaba en suponer que el sistema  $K^{\circ}K^{\circ}$  se produce exclusivamente en estados de momento angular 0 y 2, con tercera componente igual a 0, y cuya dependencia con la masa puede expresarse por medio de amplitudes de tipo Breit-Wigner con anchura dependiente de la masa.

Con este tipo de estudio podemos tratar conjuntamente toda la muestra experimental en el intervalo de masas de interés admitiendo una forma de variación específica con la masa de los momentos ajustados.

Otro posible método de análisis no incluye ninguna hipótesis "a priori" sobre dicha variación. La expresión (4) de la sección eficaz diferencial  $\frac{d^2\sigma}{dm d\Omega_D}$  se integra en la variable m en cada uno de los intervalos de masa en los que calculamos los momentos experimentales.

En este caso la sección eficaz diferencial, se expresa de acuerdo con la ecuación (4) en la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_D} = \frac{N}{4\pi} \sum_{JJ'} \frac{\sqrt{2J+1} \sqrt{2J'+1}}{J J'} \sum_{\Lambda\Lambda'} \rho_{\Lambda\Lambda'}^{JJ'} D_{\Lambda 0}^{J*}(\Omega_D) D_{\Lambda' 0}^{J'}(\Omega_D) \quad (4. v. 18)$$

en donde N es el número de sucesos en uno de los intervalos de masa seleccionados. Algunas de las constantes que figuran en la ecuación (4) se han incluido en las cantidades  $\rho$  que ahora satisfacen la condición de normalización:  $\sum_{J\Lambda} \rho_{\Lambda\Lambda}^{JJ} = 1$

Los elementos de la matriz densidad pueden ser expresados por medio de las amplitudes de helicidad que los definen [18]:

$$N \rho_{AA'}^{JJ'} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} f_{\lambda\lambda'A}^J f_{\lambda\lambda'A}^{J'*} \quad (4. v. 19)$$

en donde

$f_{\lambda\lambda'A}^J = \langle p_f \lambda'A | T^J | p_i \lambda \rangle$  de acuerdo con la fórmula (5).  $\lambda$  y  $\lambda'$  son las helicidades del protón y neutrón respectivamente. La expresión anterior es válida si suponemos que las amplitudes de helicidad son constantes en la zona de transferencias de momento consideradas. En general, las cantidades  $f_{\lambda\lambda'A}^J$  introducidas de esta forma representan valores efectivos de las amplitudes de helicidad.

El cálculo de los momentos de la distribución angular dada por la ecuación (18) como resultado una expresión análoga a la ecuación (9):

$$NH(LM) = \sum_{JJ'} \left( \frac{2J+1}{2J'+1} \right)^{1/2} \sum_{\substack{\lambda\lambda' \\ \lambda'}} f_{\lambda\lambda'A}^J f_{\lambda\lambda'A}^{*J'} (J'A'LM|JA)(J'OLO|J'O) \quad (4. v. 20)$$

En esta ecuación hemos usado el hecho de que solamente son independientes la mitad de las amplitudes de helicidad, por lo que podemos fijar  $\lambda' = +1/2, |28|$ . También suponemos que solamente interfieren entre si las amplitudes con idénticas helicidades de protón y del neutrón, hipótesis que ya estaba implícita en la definición de la matriz densidad, ecuación (5), basada en el hecho de que no podemos medir en nuestro experimento la helicidad de los nucleones. Por este motivo en la ecuación (20) solamente aparecen las siguientes combinaciones de helicidad del neutrón:

$$f_A^J f_{A'}^{*J'} = f_{1/2 \ 1/2A}^J f_{1/2 \ 1/2A}^{*J'} + f_{-1/2 \ 1/2A}^J f_{-1/2 \ 1/2A}^{*J'}$$

Al igual que en el análisis dependiente de la masa es necesario hacer hipótesis que reduzcan el número de parámetros de

los ajustes. Para ello es conveniente introducir las combinaciones de las amplitudes que se expresan a continuación: [33]

$$f_{\Lambda\pm}^J = \frac{1}{\epsilon_\Lambda} (f_\Lambda^J \mp (-1)^\Lambda f_{-\Lambda}^J) \quad \begin{aligned} \epsilon_\Lambda &= \frac{1}{\sqrt{2}}, \Lambda \neq 0 \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{2}, \Lambda = 0 \end{aligned} \quad (4. v. 21)$$

Estas combinaciones de las amplitudes de helicidad tienen el siguiente significado físico: Asintóticamente, (cuando  $s \rightarrow \infty$ , siendo  $s$  el cuadrado de la energía en el centro de masas) representan la amplitud correspondiente al intercambio de estados de paridad definida, natural ( $f_{\Lambda+}^J$ ) o no natural ( $f_{\Lambda-}^J$ ) [2]. Tiene interés su uso para separar mecanismos de intercambio que pueden contribuir a la producción del sistema  $K\bar{K}$ . (Ver p.ej. [20]). Los estados con  $\Lambda = 0$  son siempre producidos por intercambio de paridad no natural, según la ecuación (21).

El número de amplitudes  $f_\Lambda^J$  que tenemos que considerar, en principio, en el análisis, sería de 6:  $f_0^0$  y  $f_\Lambda^2$  con  $\Lambda$  variando de -2 a 2. Además cada una de ellas tiene dos posibles helicidades del neutrón:  $\pm 1/2$ . Así pues el conjunto completo de amplitudes que describen el sistema está dado por 12 cantidades complejas. Por el contrario, solamente tenemos 9 momentos susceptibles de ser analizados, ya que los demás se anulan idénticamente debido a las simetrías del problema. Ya que los momentos con  $M > 2$  son compatibles con 0 en todos la región investigada supondremos que solamente se producen estados con  $\Lambda = 0, 1$ . Si el mecanismo de producción predominante es OPE las amplitudes sin cambio de espín del nucleón, ( $\lambda' = 1/2$ ) serán poco importantes a baja transferencia de momento, ya que son proporcionales a  $\sqrt{-t}$  [18].

Si expresamos los momentos (20) en función de las amplitudes de intercambio de paridad definida encontramos que no aparecen términos de interferencia entre amplitudes asociadas a paridades diferentes. Así la única amplitud de intercambio de paridad natural que consideramos después de haber excluido  $f_{2+}^2$ , que es  $f_{1+}^2$ , no figura en interferencia con  $f_0^0$ ,  $f_0^2$  o  $f_{1-}^2$  que son las

amplitudes de intercambio de paridad no natural. Por este motivo las fases relativas de  $f_{1+}^2$  con relación a las demás amplitudes no es analizable a través de los momentos, por lo cual podemos considerar real dicha amplitud.

Otra propiedad del modelo OPE es que las fases de las amplitudes no dependen del valor de  $\Lambda$ , lo cual quiere decir en nuestro caso que  $f_0^2$  y  $f_{1-}^2$  tienen la misma fase si dicho modelo es válido. Suponiendo que esta propiedad siga siendo válida en reacciones en las cuales OPE es el mecanismo predominante, (producción de  $S^*$  y  $f^0$ ), en el análisis solamente interviene una fase, la relativa entre la onda S y las ondas D de paridad no natural.

Con las hipótesis mencionadas los momentos que analizaremos ( $J < 4$ ,  $M < 2$ ) se expresan mediante la ecuación (20) como, |17|:

$$H(00) = |S|^2 + |D_0|^2 + |D_{1+}|^2 + |D_{1-}|^2$$

$$H(20) = \frac{2}{\sqrt{5}} |S| |D_0| \cos \phi_D + \frac{1}{7} (2|D_0|^2 + |D_{1+}|^2 + |D_{1-}|^2)$$

$$H(21) = -\sqrt{2/5} |D_{1-}| |S| \cos \phi_D - \frac{2}{7} |D_0| |D_{1-}|$$

$$H(22) = -\frac{\sqrt{6}}{14} (|D_{1+}|^2 - |D_{1-}|^2)$$

$$H(40) = \frac{2}{7} |D_0|^2 - \frac{4}{21} (|D_{1+}|^2 + |D_{1-}|^2)$$

$$H(41) = -\frac{2}{7} \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{3}} |D_0| |D_{1-}|$$

$$H(42) = -\frac{\sqrt{10}}{21} (|D_{1+}|^2 - |D_{1-}|^2)$$

La notación empleada en estas expresiones es la espectrocópica correspondiente a las amplitudes consideradas y así  $S = f_0^2$ ,  $D_{1+} = f_{1+}^2$ , etc.

En las ecuaciones anteriores tenemos siete cantidades determinadas directamente a partir de los datos, los momentos experi-

mentales, en función de cinco cantidades desconocidas que son:  $|S|^2$ ,  $|D_0|^2$ ,  $|D_{1+}|^2$ ,  $|D_{1-}|^2$  y  $\cos\phi_{SD}$ . En consecuencia es posible analizar las amplitudes por medio de un ajuste a dichos momentos utilizando el método de  $\chi^2$ .

En un análisis independiente de la masa es conveniente seleccionar intervalos de masa lo mas estrechos posible de forma que se pueda suponer que en ellos las amplitudes son constantes. Sin embargo la anchura adoptada está limitada por la estadística disponible. Si el número de sucesos por intervalo es pequeño el ajuste pierde significación estadística. Esta limitación disminuye a su vez las posibilidades de analizar la variación de las amplitudes con la masa.

El ajuste ha sido realizado en siete intervalos de la masa  $m_{K^0K^0}$  de 75 MeV de anchura en la región definida por  $0.995 < m_{K^0K^0} < 1.520$  GeV y  $|t| < 0.2$  GeV<sup>2</sup>. De esta forma tenemos aproximadamente 100 sucesos pesados por intervalo salvo en los dos últimos en los que hay 50 y 25 sucesos pesados respectivamente. Este número de sucesos nos permite hacer un análisis de amplitudes aceptable en una región de  $m_{K^0K^0}$  que coincide con la definida para el análisis dependiente de la masa. Los momentos experimentales se calculan de acuerdo con la ec. (8) con un error determinado mediante la siguiente expresión (3):

$$\Delta^2_{H(LM)} = \sum_i |w_i D_{M0}^{L*}(\Omega_i)|^2$$

La normalización de los cuadrados de las amplitudes es la siguiente

$$|S|^2 + |D_0|^2 + |D_{1+}|^2 + |D_{1-}|^2 = N_j \quad (4. v. 22)$$

siendo  $N_j$  el número de sucesos pesados en el intervalo de masa  $j$  ya que según hemos referido los momentos experimentales están normalizados de modo que:

$$H^{exp}(00) = N_j$$

La condición de normalización nos indica que de los cuatro módulos de las amplitudes incluidas en el análisis solo 3 son independientes pudiéndose obtener el cuarto por medio de dicha condición. En el ajuste, sin embargo, hemos impuesto únicamente que los cuatro módulos al cuadrado sean positivos, ya que el número de sucesos en cada intervalo es conocido solamente dentro del error estadístico. De esta forma ajustamos todos los momentos de forma semejante. Por el contrario imponer la relación (22) equivale a fijar de antemano el valor ajustado de  $H(00)$ .

Para valorar la calidad de los ajustes obtenidos de esta forma presentamos en la tabla IV.5 los momentos experimentales calculados directamente junto con el número de sucesos predicho por el ajuste a la ecuación (22) y el  $\chi^2$  mínimo de cada intervalo de masa  $m_{K^0K^0}$  (sobre dos grados de libertad). Podemos ver que el ajuste es razonable en casi todos los intervalos de masa. El gran  $\chi^2$  del intervalo  $1.22 < m_{K^0K^0} < 1.295$  es debido al momento  $H(41)$  que tiene un  $\chi^2$  parcial igual a 4.5.

Las fluctuaciones estadísticas pueden alterar el resultado del análisis. En nuestros momentos experimentales observamos que  $H(40)$  tiene un valor distinto de cero en  $3\sigma$  en el intervalo de masas mas próximo al umbral del sistema  $K\bar{K}$ . Un valor no nulo de dicho momento solamente puede ser debido a una producción relativamente importante de las amplitudes  $D_{1+}$  o  $D_{1-}$ . Un primer ajuste, cuya única restricción sobre las amplitudes es la mencionada antes, proporcionaba como resultado que en ese primer intervalo la fracción de onda  $D$  era aproximadamente de un 50% y debida fundamentalmente a  $D_{1-}$  y  $D_{1+}$ . Como este resultado no es razonable ya que se sabe que en la zona umbral prácticamente todo el sistema  $K^0\bar{K}$  se produce a través del  $S^*$ , rechazamos el resultado de aquel ajuste. Como la cantidad obtenida de  $D_1$  en los demás intervalos era pequeña, y sobre todo en la zona donde los momentos  $H(4M)$  muestran ser significativamente distintos de 0,  $1.2 < m < 1.45$  GeV, restringimos los valores en que dichas amplitudes podrían variar a ser menores que  $0.1 N_j$ .

Los cuadrados de las amplitudes y la fase relativa entre las ondas S y D se presentan en la tabla IV.5. Los  $\chi^2$  mínimos del ajuste son los que se mencionaron antes. Examinando las amplitudes resultantes del análisis podemos observar en primer lugar que la producción de estados con tercera componente de espín distinta de 0 es compatible con 0 en todo el rango de  $m_{K^0\bar{K}^0}$  investigado. Esto confirma la validez de las hipótesis hechas en el análisis dependiente de la masa, en el que suponíamos que no hay prácticamente producción de estos estados. Solamente en el primer intervalo  $|D_{1+}|^2$  resultan ser diferentes de cero con cierta significación. Este hecho está relacionado con el gran valor negativo de  $H(40)$  en dicho intervalo, el cual debe ser considerado como una fluctuación estadística.

$D_{2+}$  es también distinto de cero cuando  $m_{K^0\bar{K}^0}$  está próximo a la masa del  $A_2^-$  ( $m_{K^0\bar{K}^0} \sim 1.320$  GeV). El valor obtenido  $21.0 \pm 5.0$  es consistente con el número de sucesos que podemos esperar en nuestro experimento ( $\sim 25$  sucesos,  $|24|$ ) a partir de la sección eficaz del proceso  $\pi^-p \rightarrow A_2^0n$ ,  $|23|$  y las relaciones de desintegración del  $A_2$   $|6|$ .  $\downarrow 3\pi$

A pesar de la escasa significación de esta pequeña producción con amplitud  $D_1$ , limitada a un solo intervalo de masa, este resultado indicaría que el  $A_2^0$  es producido fundamentalmente en estados con  $\Lambda = \pm 1$  mediante intercambio de paridad natural.

La onda D es fundamentalmente  $D_0$ . Esta amplitud es importante en la región  $1.2 < m_{K^0\bar{K}^0} < 1.4$  GeV. Aunque la estadística de que disponemos no permite estudiar con detalle como varía esta amplitud con la masa, el resultado de nuestro análisis, presentado en la fig. 4.10b muestra una forma para la intensidad de esta onda que puede ser debida a la producción de una resonancia centrada aproximadamente en 1.3 GeV, consistente con el  $f^0$ . Este resultado es compatible con la descripción de la onda  $D_0$  obtenida del análisis dependiente de la masa en la que una parametrización que incluye interferencia  $f^0-f'$  indica que solamente el  $f^0$  es necesario para interpretar los datos. Como resultado del análisis

obtenemos también la fracción de producción de la onda  $D_0$  :  $\alpha_{D_0} = 0.3$ .

La intensidad de la onda S se representa en la fig. 4.10a. Además del pico umbral debido al  $S^*$  podemos observar otro, centrado aproximadamente hacia 1.2 GeV. La forma que presenta esta onda es análoga en nuestro análisis y en el de la ref. [17] ya mencionada. Este aumento en la intensidad de la onda S se produce en dos intervalos de masa, entre 1.15 y 1.3 GeV, que corresponde a la máxima interferencia entre las ondas S y D. Así pues la amplitud S que resulta de este análisis favorece la interpretación de dicha interferencia en términos de un estado diferente del  $S^*$  producido coherentemente con el  $f_0$ . Podemos estimar la significación estadística de este pico en la amplitud si consideramos que este se produce sobre un fondo lineal obtenido interpolando a partir de los intervalos de masa adyacentes,  $1.07 < m_{K^0 K^0} < 1.145$  y  $1.295 < m_{K^0 K^0} < 1.37$  GeV.

Los valores de la amplitud  $|S|^2$  predichos por la interpolación son 49.1 en el intervalo  $1.145 < m_{K^0 K^0} < 1.22$  GeV y 45.5 en  $1.295 < m_{K^0 K^0} < 1.37$  GeV que tenemos que comparar con los resultados del ajuste  $72.3 \pm 16.8$  y  $71.4 \pm 16.5$  respectivamente. La diferencia es compatible con 0, para cada punto, dentro de dos desviaciones típicas. Esta amplitud  $|S|^2$  es compatible con una resonancia en onda S en la región de 1.3 GeV de gran anchura, si bien esta resonancia tiene baja significación estadística. (entre 3 y  $4\sigma$ ).

#### G. Análisis dependiente de la masa de los momentos de la reacción $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$ a 6.0 y 7.0 GeV

El análisis de los datos de nuestro experimento a 4.0 GeV/c de momento del haz con el formalismo dependiente de la masa favorece una forma para la onda S diferente de la obtenida en la referencia [17] con momentos del haz de 6.0 y 7.0 GeV/c. Por el contrario un análisis de amplitudes con el mismo tipo de aproximaciones que en la citada referencia da como resultado una amplitud

S, que con pequeña significación estadística, es consistente con ella. Con el fin de estudiar si este resultado es debido al tipo de análisis realizado repetido el dependiente de la masa con los datos de la referencia [17] (ver fig. 4.11). El método ha sido el mismo utilizado con nuestros datos, considerando las resonancias  $f^0$  y  $f'$  con masas y anchuras fijas junto con una resonancia en onda S interfiriendo con ellas en un primer ajuste y añadiendo un término correspondiente al  $S^*$  producido incoherentemente en el segundo.

La forma de los momentos experimentales y su descripción por medio de nuestro formalismo son análogas a las obtenidas para nuestros datos, como podemos ver en la fig. 4.11. Sin embargo los ajustes favorecen la interpretación del efecto de interferencia en términos de una resonancia en onda S coherente con el  $f^0$  y  $f'$  producida además del  $S^*$ , siendo la significación estadística mayor que en nuestros datos.

Las características de dicha resonancia dependen también de la anchura del  $S^*$ , siendo  $\Gamma_{S^*} = 0.04$  GeV la anchura del  $S^*$  con la que se obtiene mejor descripción de los momentos. La tabla 4.VI muestra los resultados de los dos tipos de ajuste, el que solamente incluye tres resonancias interfiriendo mutuamente y el que añade el  $S^*$  con  $\Gamma_{S^*} = 0.04$  GeV. En el primer caso el  $\chi^2$  mínimo sobre el número de grados de libertad es 75/26 siendo las estimaciones de masa y anchura de la onda S:  $m_S = 1.04 \pm 0.01$  y  $\Gamma_S = 0.18 \pm 0.01$  GeV. En el segundo los valores obtenidos para dichos parámetros son  $m_S = 1.18 \pm 0.02$  y  $\Gamma_S = 0.36 \pm 0.02$  GeV con  $\chi^2/NGL = 52.5/26$ .

Estos resultados muestran que la señal de interferencia S-D observada en el experimento a 6.0 y 7.0 GeV/c es interpretada con nuestro formalismo dependiente de la masa mediante una resonancia en onda S de gran anchura y con masa próxima a 1.2 GeV compatible con la segunda solución del análisis de amplitudes de dicho experimento. Una posible interpretación de esos datos en términos de una sola resonancia S en la región  $1.0 < m_{K\bar{K}} < 1.5$

GeV tiene mucha menor significación estadística. El espectro de masas  $H(00)$  no muestra diferencias apreciables entre las dos descripciones, pero los momentos  $H(20)$  y  $H(40)$  son mucho mejor aproximados por la segunda descripción, como podemos apreciar en los  $\chi^2$  parciales que presentamos en la tabla 4.VI.

Si bien este resultado es consistente con el análisis de amplitudes tanto del experimento citado como del nuestro, ya hemos observado que la significación estadística de la onda S resonante es baja en los datos a 4.0 GeV. No podemos concluir que la discrepancia observada en el análisis dependiente de la masa sea debida a la menor sensibilidad estadística de nuestra muestra o a la diferente energía de ambos, ya que en otro experimento a mayor energía, 7/18/, (8.9 GeV/c de momento del haz), y con estadística comparable al de 6.0 y 7.0 GeV/c se obtiene una amplitud en onda S sin estructura alguna en la zona  $1.1 < m_{K^0\bar{K}^0} < 1.5$  GeV.

Considerando que posibles sesgos en la muestra experimental, debidos a la limitación en el ángulo sólido de detección de las partículas salientes que implica una corrección de los datos a 6.0 y 7.0 GeV, con un factor ligeramente creciente con  $m_{K^0\bar{K}^0}$ , pudieran originar una modificación en la forma de la onda S con relación a nuestro experimento, repetimos el análisis con unos datos a 6.0 y 7.0 GeV corregidos.

El factor de corrección tiene la forma:

$f(m_{K\bar{K}}) = 1/(1 + \gamma(m_{K\bar{K}} - 1))$  y tendría en cuenta una sobreestimación del factor que corrige la aceptación. El número de sucesos en cada intervalo de masas queda modificado del modo siguiente:  $N_j^{corr} = N_j \cdot f(m)$  y como consecuencia los momentos experimentales que se analizan son  $H^{corr}(L0) = H(L0) \cdot f(m)$ .

El ajuste depende del valor que tome la constante  $\delta$ . Con  $\delta = 0$  tenemos la muestra experimental original y con  $\delta = 1$  el factor de corrección es inversamente proporcional a la masa. Comparando los  $\chi^2$  mínimos en los dos tipos de ajuste que realizamos para varios valores de  $\alpha$  podemos estimar el efecto de una corrección de este tipo sobre la significación de la resonancia en onda S. En la tabla 4.VII presentamos los resultados obtenidos con valores de  $\delta$  entre 0.2 y 1.

De los nuevos ajustes podemos observar que para ningún valor de  $\delta$  en el rango estudiado se consigue una interpretación mejor de los momentos experimentales corregidos mediante la descripción en términos de una sola resonancia en onda S frente a la descripción que añade el término del  $S^*$ . Sin embargo, con una corrección pequeña, un factor de corrección  $f(1.6) = 0.9$  para el último intervalo de masa analizado ( $1.55 < m_{K\bar{K}} < 1.6$  GeV) que corresponde a  $\delta = 0.2$ , la significación estadística de los dos tipos de ajuste es prácticamente la misma, siendo comparables las características de la onda S coherente con la onda D a las obtenidas en los correspondientes ajustes a nuestros datos, es decir, masa próxima a la del  $S^*$  si no incluimos éste en el análisis, o bien una resonancia de gran anchura y con masa próxima a 1.2 GeV cuando se considera la producción incoherente de  $S^*$ . Para valores mayores de  $\delta$  estas características se mantienen, aunque debemos tener en cuenta que las correcciones son mucho más importantes, especialmente para masas  $m_{K\bar{K}}$  grandes. Este último análisis de los datos de La ref. [17] nos hace ver que si bien estos favorecen la explicación del efecto de interferencia mediante la producción de una resonancia en onda S diferente del  $S^*$ , la significación estadística de ésta es pequeña si se modifican dichos datos con un factor que pudiera corregir una sobreestimación de las pérdidas por aceptancias en aquel experimento. Es decir, las correcciones por pérdidas afectan drásticamente a las conclusiones obtenidas en [17] y pudiera ocurrir, si estas están sobrees-

timadas, que sus resultados fuesen compatibles con los que hemos calculado a 4 GeV/c.

#### H. Conclusiones

Hemos estudiado las propiedades del sistema  $K_S^0 K_S^0$  en el intervalo de masa equivalente  $1.0 < m_{K^0 K^0} < 1.6$  GeV utilizando dos tipos diferentes de análisis de los momentos de la distribución angular de desintegración de dicho sistema, dependiente de la masa uno de ellos, (ADM) e independiente de ella el otro, (AIM). La distribución de los momentos con  $m_{K^0 K^0}$  indica que solo son importantes las ondas S y D en el intervalo de masas investigado. La onda D es importante para masas en la zona  $1.2 < m_{K^0 K^0} < 1.4$  GeV y puede ser descrita en el A.D.M. mediante interferencia  $f^0 - f'$ . El análisis indica que dicha onda D es fundamentalmente  $f^0$ , y la intensidad relativa a  $f'$  frente a  $f^0$  ( $\sim 8\%$ ) es compatible con estimaciones de experimentos anteriores, [17].

En la región próxima al umbral, la onda S es debida a la producción de  $S^*$ . En la región de aproximadamente 1.3 GeV para  $m_{K^0 K^0}$  solamente puede ser analizada mediante su interferencia con la onda D, la cual es importante en dicha región. Los dos tipos de análisis, A.I.M. y A.D.M., son consistentes con la existencia de una resonancia en onda S de gran anchura ( $\sim 25$  GeV) producida coherentemente con el  $f^0$ . Los dos análisis, sin embargo, presentan valores significativamente distintos para la masa  $m_S$ . En el A.D.M. es un parámetro a ajustar, obteniéndose  $m_S = 1.076 \pm 0.015$  GeV, mientras que en el A.I.M., la amplitud en onda S tiene un pico hacia 1.250 GeV. Este último valor es compatible con el análisis de la Ref. [17]. La discrepancia puede deberse a las aproximaciones hechas en el A.D.M. como explicamos en el apartado 4.III.E. La significación estadística de esta resonancia es pequeña, como se pone de manifiesto por el ajuste I de dicho análisis, que indica que la interferencia  $S^* - f^0$  podría explicar los momentos experimentales si admitimos para dicho  $S^*$  una anchura de 90 MeV, muy superior a la establecida [6]. Por

otra parte la significación estadística del pico obtenido en el análisis de la ref. [17] es también pequeña, [18]. Un reanálisis de los momentos de la distribución angular presentada en [17] con nuestro análisis dependiente de la masa confirma la necesidad de la citada resonancia. Sin embargo una modificación relativamente pequeña de dichos datos que pudiera tener en cuenta una sobreestimación de los factores de corrección por la aceptación limitada del detector, disminuye considerablemente la necesidad de dicha resonancia, confirmando, si la corrección es cierta su pequeña significación estadística.

La relación  $|S|/|D|$  entre las amplitudes en onda S y D del sistema  $K_S^0 K_S^0$  en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n$  es compatible con ser independiente del momento de  $\pi^-$  incidente en la región de  $m_{K^0 K^0}$  próxima a 1.3 GeV, [24].

La fuerte interferencia observada entre ambas ondas y la constancia con la energía de la mencionada relación sugiere que el mismo mecanismo de intercambio predomina en la producción de ambas ondas. Así pues el intercambio de un pión, que es el responsable de la producción de  $f^0$ , lo es también para la resonancia en onda S. Como consecuencia el isospín de dicha resonancia es  $I = 0$ . Un análisis de amplitudes del sistema  $K\bar{K}$  en las reacciones  $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$  y  $\pi^+ p \rightarrow K^+ K^- p$  a 6 GeV/c, [34], que tratadas conjuntamente permiten separar las amplitudes de  $I = 0$  e  $I = 1$  indica que la amplitud de  $I = 0$  para la onda S presenta un pico ancho hacia  $m_{K\bar{K}} = 1.3$  GeV, siendo la amplitud de  $I = 1$  menos importante y de variación suave. Este análisis confirma el anterior resultado.

Referencias del Capítulo 4

- /4.1/ C. Fernández, Tesina de Licenciatura. Univ. Complutense de Madrid. (1978)
- /4.2/ A.D. Martín y T.D. Spearman: "Elementary Particle Theory". North Holland (1970)
- /4.3/ M. Aguilar-Benítez, J.A. Rubio y F.J. Yndurain "Hadronic Resonances". Informe GIFT 4/75.Vol II
- /4.4/ E. Fernández. Tesis Doctoral. Univ. Complutense de Madrid (1975)
- /4.5/ S.U. Chung. "Spin formalisms". CERN Report.71-8 (1971)
- /4.6/ Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys. 52 nº2 (1980)
- /4.7/ M. Cerrada. Tesis doctoral Univ. Complutense de Madrid (1975)
- /4.8/ J.D. Jackson. N. Cim. XXXIV (1964), 1644
- /4.9/ J.A. Rubio. Report JEN nº432 (1979)
- /4.10/ B. Hyams et al. Nucl. Phys. B 64 (1973), 134
- /4.11/ G. Grayer et al. AIP Conference Proceedings (1973) Ed. P.K. Williams y V. Hagopian.
- /4.12/ C. Albajar. Tesis doctoral. Univ. Autónoma de Madrid (1979)
- /4.13/ J. Salicio. Tesis doctoral. Univ. Autónoma de Madrid (1980)
- /4.14/ M. Aguilar-Benítez et al. Nucl. Phys. B140 (1978), 73
- /4.15/ M. Cerrada et al. Phys. Lett 62B (1976), 353
- /4.16/ N.M. Cason et al. Phys. Rev. Lett. 36 (1976), 1485

- /4.17/ V. A. Polychronakos et al. Phys Rev. D19 (1979) 1317
- /4.18/ W. Wetzel et al. Nucl. Phys. B115, (1976), 208
- /4.19/ A.J. Pawlicki et al. Phys. Rev. D15 (1977)3196
- /4.20/ A.D. Martín et al. Nucl. Phys. B140 (1978) 158  
A.D. Martín et al. Nucl. Phys. B158 (1979) 520
- /4.21/ A.B. Wicklund et al. ANL-HEP-PR-80-47 Argonne National, Lab. preprint (1980)
- /4.22/ S.M. Flatté et al. Phys. Lett. 38B (1972). Ver tambien la ref. /4.10/
- /4.23/ M.J. Emms et al. Nucl. Phys. B98, 1 (1975)
- /4.24/ P. F. Loverre et al. Zeit. Phys. C6 (1980), 187
- /4.25/ M. A. Aguilar-Benítez. Informe JEN n°441 (1979)
- /4.26/ M.A. Aguilar-Benitez et al. Phys. Rev. D6 (1972), 11
- /4.27/ J.D. Jackson. Rev. Mod. Phys. 37 (1965). 484
- /4.28/ B.R. Martín, D. Morgan y G. Shaw "Pion-pion interactions in Particle Physics" Academic Press (1976)
- /4.29/ P. Estabrooks et al. AIP Conference proceedings (1973), 37. Ed por P.K. Williams y V. Hagopian
- /4.30/ W. Beusch et al. Phys. Lett. 60B (1975) p.101
- /4.31/ F. Barreiro et al. Nucl. Phys. B121 (1977),237
- /4.32/ Programa de MINUIT. CERN T.C. Program Library.
- /4.33/ A.D. Martín y C. Michael Nucl. Phys. B84 (1975) pag. 83
- /4.34/ D. Cohen et al. ANL-HEP-PR-80-23 Argonne National Laboratory preprint (Julio 1980)

Descripción de tablas del capítulo 4.

- Tabla 4.I Resultados de los cuatro ajustes al diagrama de Dalitz descritos en el texto.
- 4.II Resultados de los ajustes al espectro de masas en las regiones de las resonancias  $S^*$ ,  $A_2$ ,  $f_0$  y  $\Lambda(1520)$ . Se incluye, para cada una de ellas, el número de sucesos resonantes obtenido en este análisis y en el diagrama de Dalitz como comparación.
- 4.III Resultados del análisis dependiente de la masa para los datos de nuestro experimento con los dos tipos de ajuste realizados.
- 4.IV Resultados del análisis dependiente de la masa con el ajuste II para varios valores de la anchura del mesón  $S^*$ .
- 4.V Resultados del análisis de amplitudes independiente de la masa.
- 4.VI Análisis dependiente de la masa para los datos de la referencia /4.17/. Resultados con los dos tipos de ajuste realizados. En el ajuste II la anchura del  $S^*$  está fija a 0.040 Gev.
- 4.VII Análisis dependiente de la masa para los datos de la referencia /4.17/ modificando la distribución experimental en la forma indicada en el texto. La anchura del  $S^*$  se mantiene fija a 0.040 Gev.

	Ajuste I	Ajuste II	Ajuste III	Ajuste IV
A <sub>2</sub> -f <sub>0</sub>	α 0.31 <sup>†</sup> -0.02	0.39 <sup>†</sup> -0.04	0.32 <sup>†</sup> -0.03	0.33 <sup>†</sup> -0.02
	m 1.323 <sup>†</sup> -0.006	1.330 <sup>†</sup> -0.006	1.323 a)	1.323 b)
	Γ 0.123 <sup>†</sup> -0.017	0.145 <sup>†</sup> -0.025	0.123 a)	0.104 b)
A(1520)	α 0.060 <sup>†</sup> -0.01	0.07 <sup>†</sup> -0.01	0.07 <sup>†</sup> -0.01	0.07 <sup>†</sup> -0.01
	m 1.522 <sup>†</sup> -0.002	1.522 <sup>†</sup> -0.002	1.522 a)	1.520 b)
	Γ 0.019 <sup>†</sup> -0.005	0.020 <sup>†</sup> -0.006	0.019 a)	0.020 b)
S*	α 0.54 <sup>†</sup> -0.04	0.25 <sup>†</sup> -0.02	0.30 <sup>†</sup> -0.02	0.30 <sup>†</sup> -0.03
	m 1.006 <sup>†</sup> -0.015		1.006 a)	1.011 b)
	Γ 0.036 <sup>†</sup> -0.012		0.036 a)	0.049 b)
Espacio de fases :	α 0.09 <sup>†</sup> -0.03	0.28 <sup>†</sup> -0.03	0.32 <sup>†</sup> -0.02	0.30 <sup>†</sup> -0.03
χ <sup>2</sup> /NDF	K <sub>S</sub> <sup>0</sup> 36/34	57/34	50/34	46/34
	K <sub>S</sub> <sup>n</sup> 47/38	52/38	49/38	45/38

(a) Valores fijos a los del ajuste I

(b) Valores dados por el análisis al espectro de masas

Tabla 4.I

Interv. masas (Gev) n° sucesos	Parámetros m y $\Gamma$ en Gev	n° sucesos resonances	$\chi^2/NDF$
1.18 $\sqrt{m_K^0 K^0}$ (1.48 661 suc.	$\alpha: 0.40 \pm 0.09$ $m: 1.323 \pm 0.007$ $\Gamma: 0.104 \pm 0.017$	(A) 314.6 $\pm$ 61.5 (B) 392 $\pm$ 28	15/15
1.45 $\sqrt{m_K^0 K^0 n}$ (1.65 411 suc.	$\alpha: 0.15 \pm 0.05$ $m: 1.520$ (fija) $\Gamma: 0.013$ (fija)	(A) 62.5 $\pm$ 29 (B) 88.5 $\pm$ 10	23/13
0.99 $\sqrt{m_K^0 K^0}$ (1.2 339 suc.	$\alpha: 0.63 \pm 0.17$ $m: 1.011 \pm 0.006$ $\Gamma: 0.049 \pm 0.015$	(A) 261 $\pm$ 81 (B) 378 $\pm$ 20	11/9

(A) Ajuste al espectro de masas  
(B) Ajuste al Diagrama de Dalitz

Tabla 4.II

Tabla 4.III

	Ajuste I	Ajuste II	$\chi^2/20$ G de L	
			Ajuste I	Ajuste II
$\alpha_D$	$0.30 \pm 0.03$	$0.28 \pm 0.04$		
$\alpha_S$	$0.70 \pm 0.03$	$0.53 \pm 0.04$	Total : 29	Total : 31
$\beta_{F'/f}$	$0.04 \pm 0.05$	$0.08 \pm 0.05$	H(00) : 4.5	H(00) : 5
$m_S$	$1.011 \pm 0.005$	$1.076 \pm 0.015$	H(20) : 6	H(20) : 9
$\Gamma_S$	$0.087 \pm 0.015$	$0.242 \pm 0.010$	H(40) : 18.5	H(40) : 17
$\alpha_{S^*}$	—	$0.19 \pm 0.04$		
$\Gamma_{S^*}$	—	$0.028 \pm 0.006$		

Tabla 4.IV

	0.02	0.03	0.04	0.06 ( $\Gamma_{S^*}$ (GeV))
$\alpha_D$	$0.28 \pm 0.04$	$0.28 \pm 0.03$	$0.28 \pm 0.03$	$0.27 \pm 0.04$
$\alpha_S$	$0.52 \pm 0.04$	$0.47 \pm 0.03$	$0.42 \pm 0.03$	$0.34 \pm 0.04$
$\alpha_{S^*}$	$0.20 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.01$	$0.30 \pm 0.03$	$0.39 \pm 0.04$
$\beta_{F'/f}$	$0.05 \pm 0.04$	$0.08 \pm 0.05$	$0.12 \pm 0.04$	$0.18 \pm 0.04$
$m_S$	$1.053 \pm 0.043$	$1.100 \pm 0.040$	$1.100 \pm 0.040$	$1.100 \pm 0.040$
$\Gamma_S$	$0.250 \pm 0.040$	$0.262 \pm 0.030$	$0.272 \pm 0.040$	$0.285 \pm 0.040$
$\chi^2/20$	34	32	34	38.5

Tabla 4.Y

$m_{\rho_0 \rho_0}$ (GeV)	$N_{exp}$	$N_{teo}$	$(\xi_s)^2$	$ D_0 ^2$	$ D_+ ^2$	$ D_- ^2$	$\cos\phi$	$\chi^2$
0.995-1.070	113.9 $\pm$ 11.2	114.2	0.80 $\pm$ 0.10	0.02 $\pm$ 0.02	0.09 $\pm$ 0.04	0.10 $\pm$ 0.0	-0.17 $\pm$ 0.12	3/2
1.070-1.145	77.5 $\pm$ 9.2	77.2	0.68 $\pm$ 0.12	0.22 $\pm$ 0.04	0.10 $\pm$ 0.01	0	-0.65 $\pm$ 0.12	3.5/2
1.145-1.220	80.4 $\pm$ 9.4	80.1	0.90 $\pm$ 0.18	0.10 $\pm$ 0.05	0.00 $\pm$ 0.02	0.01 $\pm$ 0.01	-0.99 $\pm$ 0.10	2/2
1.220-1.295	105.0 $\pm$ 11.0	105.7	0.68 $\pm$ 0.14	0.33 $\pm$ 0.10	0.00 $\pm$ 0.03	0.0	-0.28 $\pm$ 0.11	5.5/2
1.295-1.370	104.8 $\pm$ 11.2	105.2	0.40 $\pm$ 0.05	0.50 $\pm$ 0.04	0.10 $\pm$ 0.01	0.0	0.23 $\pm$ 0.08	3.5/2
1.370-1.445	51.6 $\pm$ 7.8	50.7	0.96 $\pm$ 0.21	0.62 $\pm$ 0.15	0.00 $\pm$ 0.02	0.00 $\pm$ 0.01	0.37 $\pm$ 0.08	1.5/2
1.445-1.52	24.7 $\pm$ 5.2	24.7	0.22 $\pm$ 0.19	0.77 $\pm$ 0.17	0.04 $\pm$ 0.02	0	-0.39 $\pm$ 0.27	2/2

Tabla 4.VI

	Ajuste I	Ajuste II	$\chi^2/26$ G.d.L	
			Ajuste I	Ajuste II
$\alpha_D$	0.39 $\pm$ 0.02	0.35 $\pm$ 0.02		
$\alpha_s$	0.61 $\pm$ 0.02	0.43 $\pm$ 0.02	Total : 76	Total : 52.5
$\alpha_{s*}$		0.22 $\pm$ 0.02	H(00) : 32	H(00) : 31.5
$f'/f$	0.09 $\pm$ 0.02	0.11 $\pm$ 0.02	H(20) : 21	H(20) : 10.5
$\Gamma_s$	0.184 $\pm$ 0.016	0.360 $\pm$ 0.015	H(40) : 23	H(40) : 10.5

Tabla 4.VII

$\gamma$	$m_s$	$\Gamma_s$	$\alpha_s$	$\Gamma_{s*}$	$\alpha_D$	$\chi^2/26$
0.2	(I) 1.018 $\pm$ 0.005	0.143 $\pm$ 0.020	0.63 $\pm$ 0.02	—	0.37 $\pm$ 0.02	50
	(II) 1.177 $\pm$ 0.010	0.344 $\pm$ 0.011	0.42 $\pm$ 0.02	0.24 $\pm$ 0.02	0.35 $\pm$ 0.02	52
0.6	(I) 1.020 $\pm$ 0.005	0.129 $\pm$ 0.009	0.62 $\pm$ 0.01	—	0.38 $\pm$ 0.01	54.5
	(II) 1.155 $\pm$ 0.004	0.316 $\pm$ 0.030	0.41 $\pm$ 0.01	0.25 $\pm$ 0.01	0.34 $\pm$ 0.01	50
1.0	(I) 1.001 $\pm$ 0.003	0.059 $\pm$ 0.012	0.63 $\pm$ 0.02	—	0.37 $\pm$ 0.02	52
	(II) 1.075 $\pm$ 0.018	0.242 $\pm$ 0.018	0.45 $\pm$ 0.01	0.19 $\pm$ 0.01	0.36 $\pm$ 0.01	52.5

Descripción de figuras del Capítulo 4

- 4.1 Diagrama de Dalitz,  $m_{K^0 K^0}^2$  frente a  $m_{nK^0}^2$  para la reacción  $\pi^- \rho \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ .
- 4.2 Espectros de masa: a)  $m_{K^0 K^0}$  y b)  $m_{K^0 K^0}$  correspondientes a la reacción  $\pi^- \rho \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ . Las curvas continuas señalan las proyecciones sobre dichos espectros del ajuste IV al diagrama de Dalitz.
- 4.3, 4.4 y 4.5 Espectros de masa en las regiones de las resonancias  $S^*$ ,  $A_2 - f^0$  y  $A(1520)$ . En línea continua se muestran los resultados de los ajustes a dichos espectros de masa.
- 4.6 Distribución angular de desintegración del sistema  $K_S^0 K_S^0$  en el intervalo de masa  $1.0 < m_{K^0 K^0} < 1.6$  Gev y de transferencia de momento  $t < 0.2$  Gev<sup>2</sup>.
- 4.7 Momentos de la distribución angular de desintegración del sistema  $K_S^0 K_S^0$  en el sistema de helicidad en el canal t, para  $t < 0.2$  Gev<sup>2</sup>.  
a) Momento H(00) (espectro de masas)  
b) Momento H(20). En líneas de trazos mostramos dicho momento para  $0.2 < t < 0.5$  Gev<sup>2</sup>.  
c) Momento H(40)
- 4.8 Resultado del análisis dependiente de la masa para los momentos H(00), H(20) y H(40) con el ajuste I. Las líneas continuas muestran la predicción del ajuste. La línea discontinua muestra la contribución de la onda S al momento H(00)
- 4.9 Resultado del análisis dependiente de la masa para H(00), H(20) y H(40) con el ajuste II. Junto con la predicción del ajuste (línea continua) mostramos la contribución a H(00) del mesón  $S^*$  (línea a trazos) y de la onda S (línea a trazos y puntos).

- 4.10 Distribución en función de la masa  $K^{\circ} K^{\circ}$  de a) Onda S y b) onda  $D_{\circ}$ , resultantes del análisis independiente de la masa.
- 4.11 Momentos  $H(00)$ ,  $H(20)$  y  $H(40)$  para los datos de la ref. /4.17/ con los resultados de los dos ajustes: Ajuste I en línea discontinua y Ajuste II en línea continua.
- 4.12 Momentos  $H(00)$ ,  $H(20)$  y  $H(40)$  para los datos de la ref. /4.17/ modificados en la forma indicada en el texto. Ajuste I en línea continua y Ajuste II en línea discontinua.

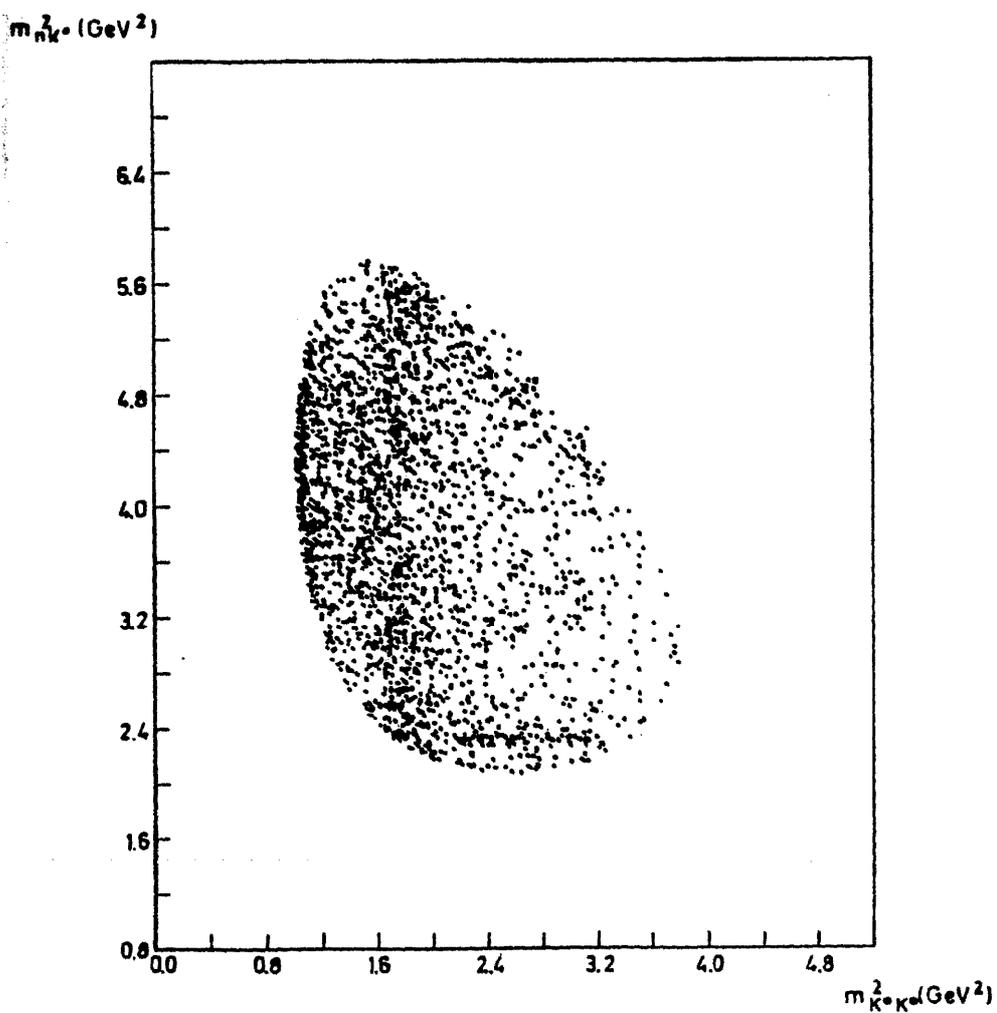


FIG. 4 - 1



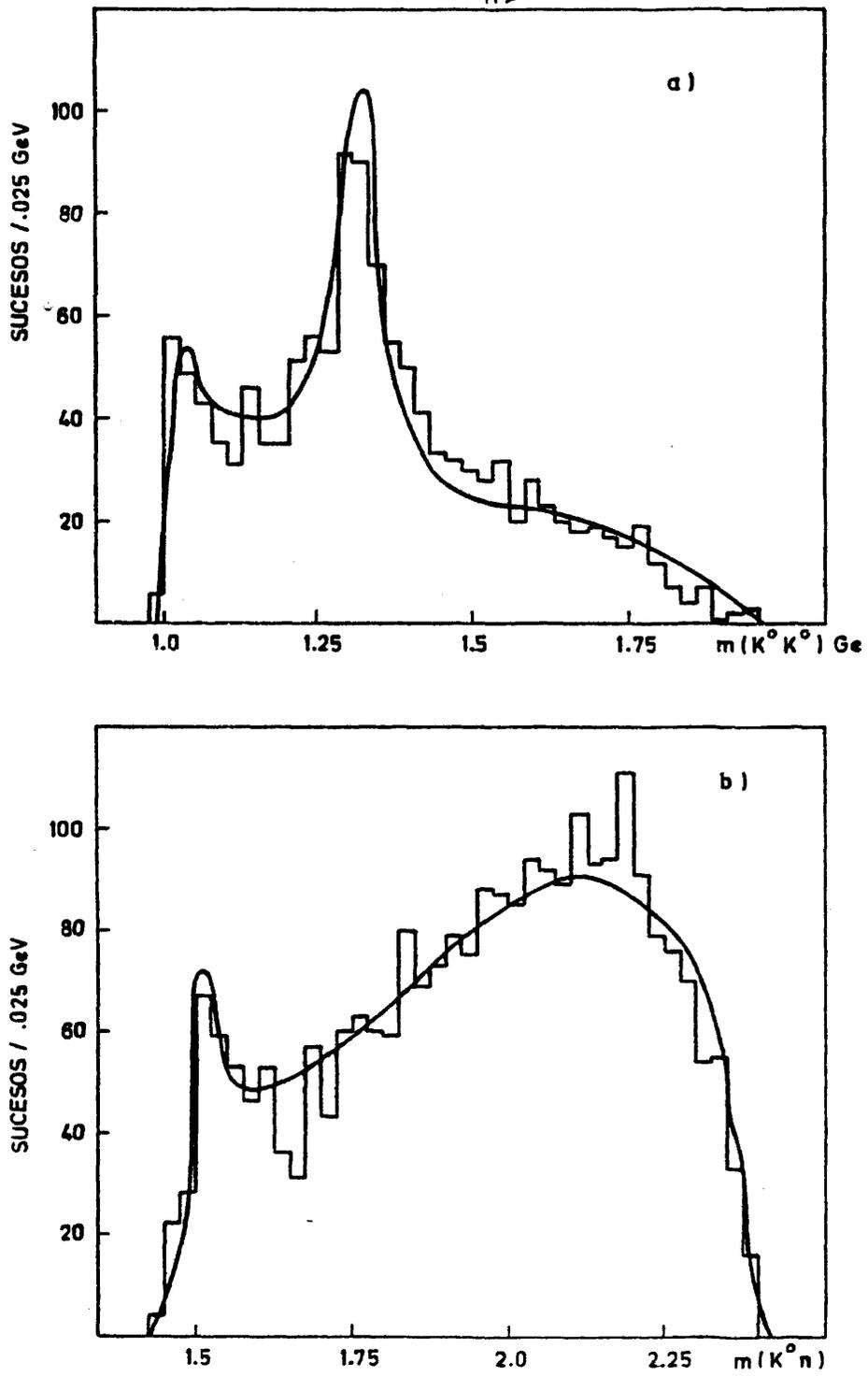
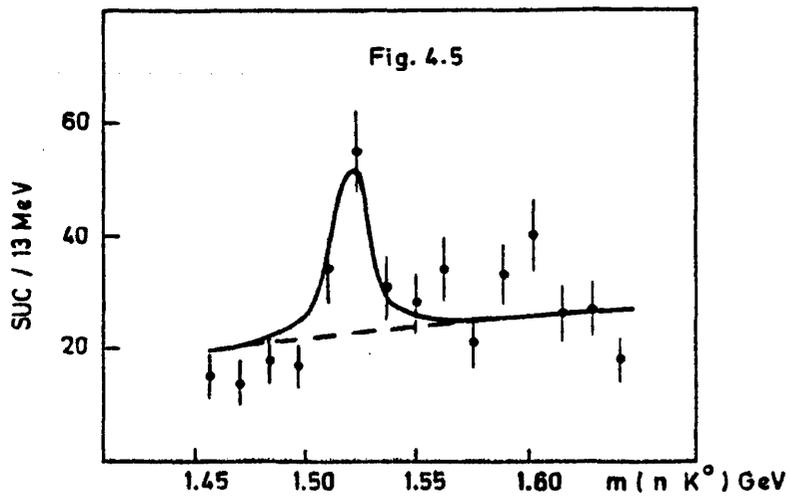
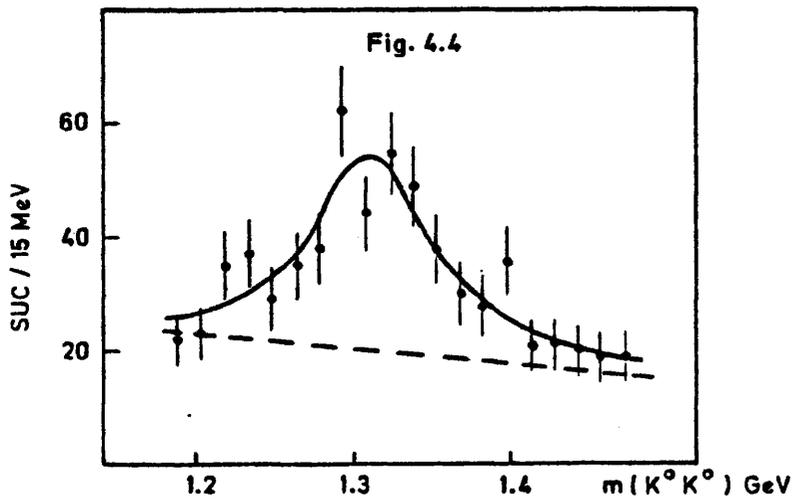
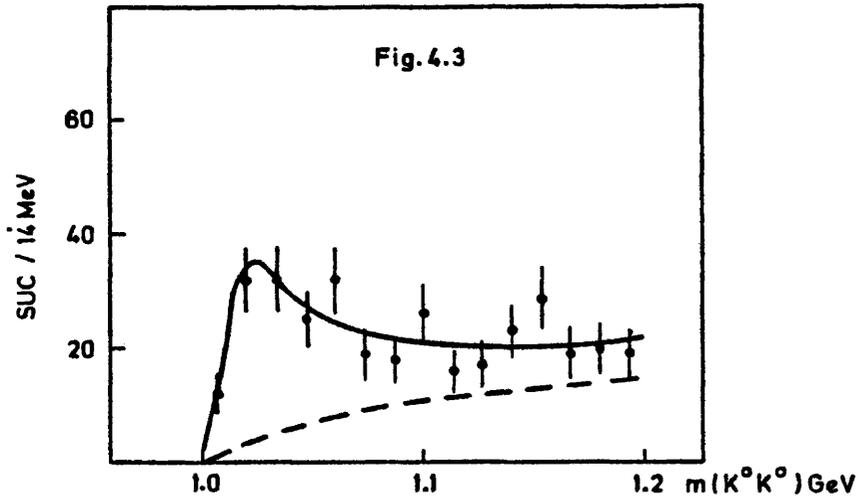


Fig. 4.2



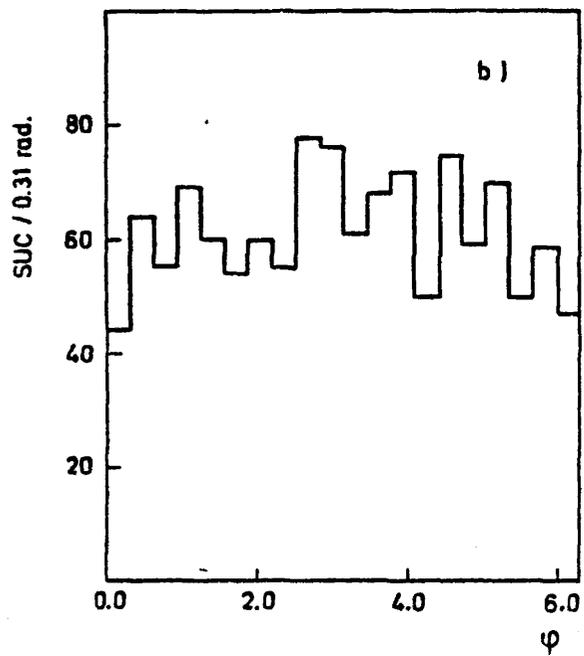
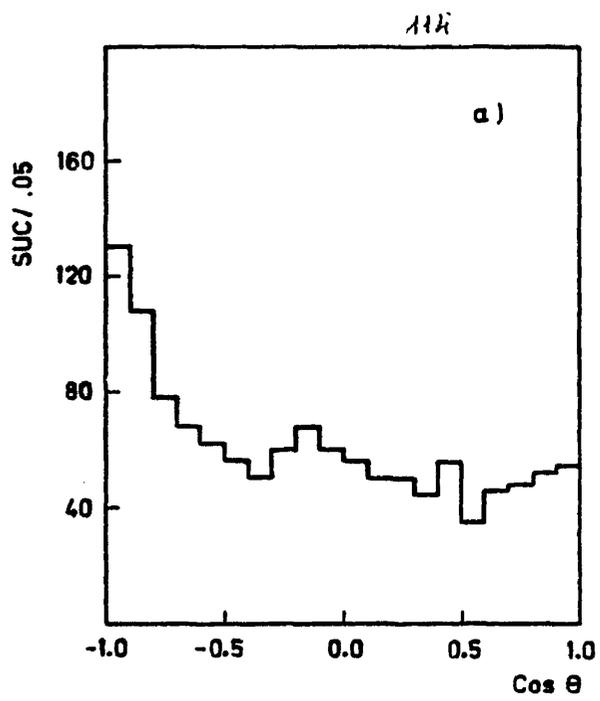


Fig. 4.6

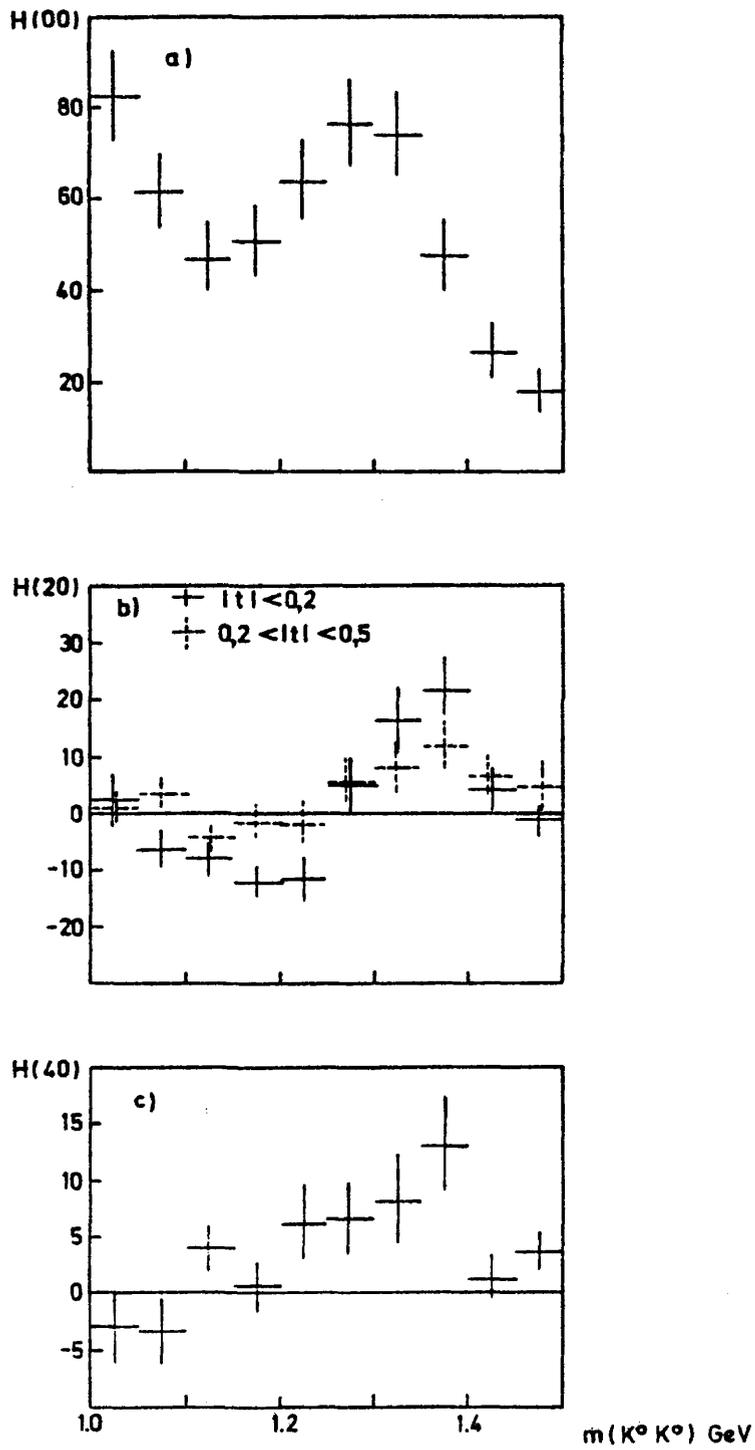


Fig. 4.7

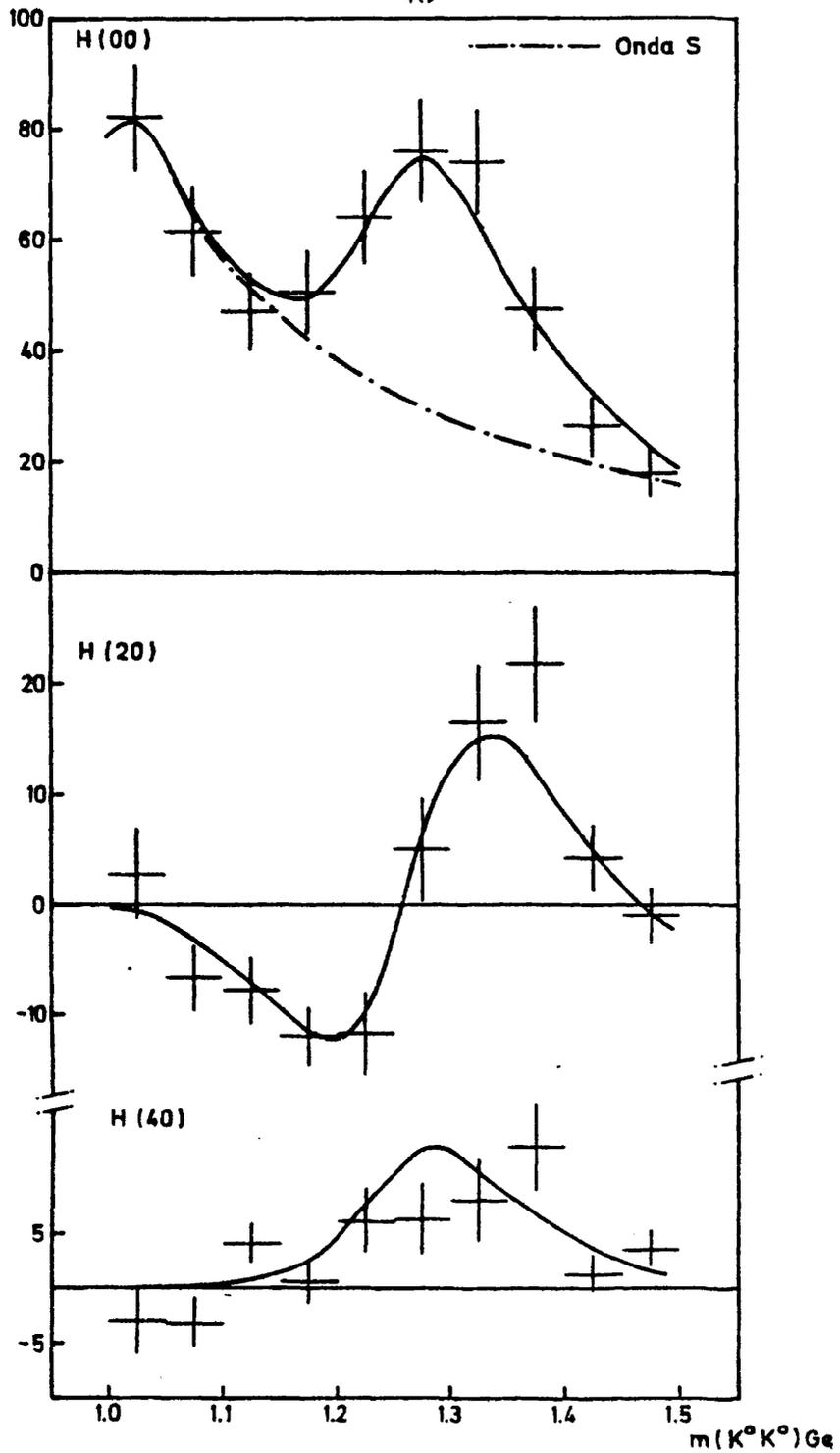


Fig. 4. 8

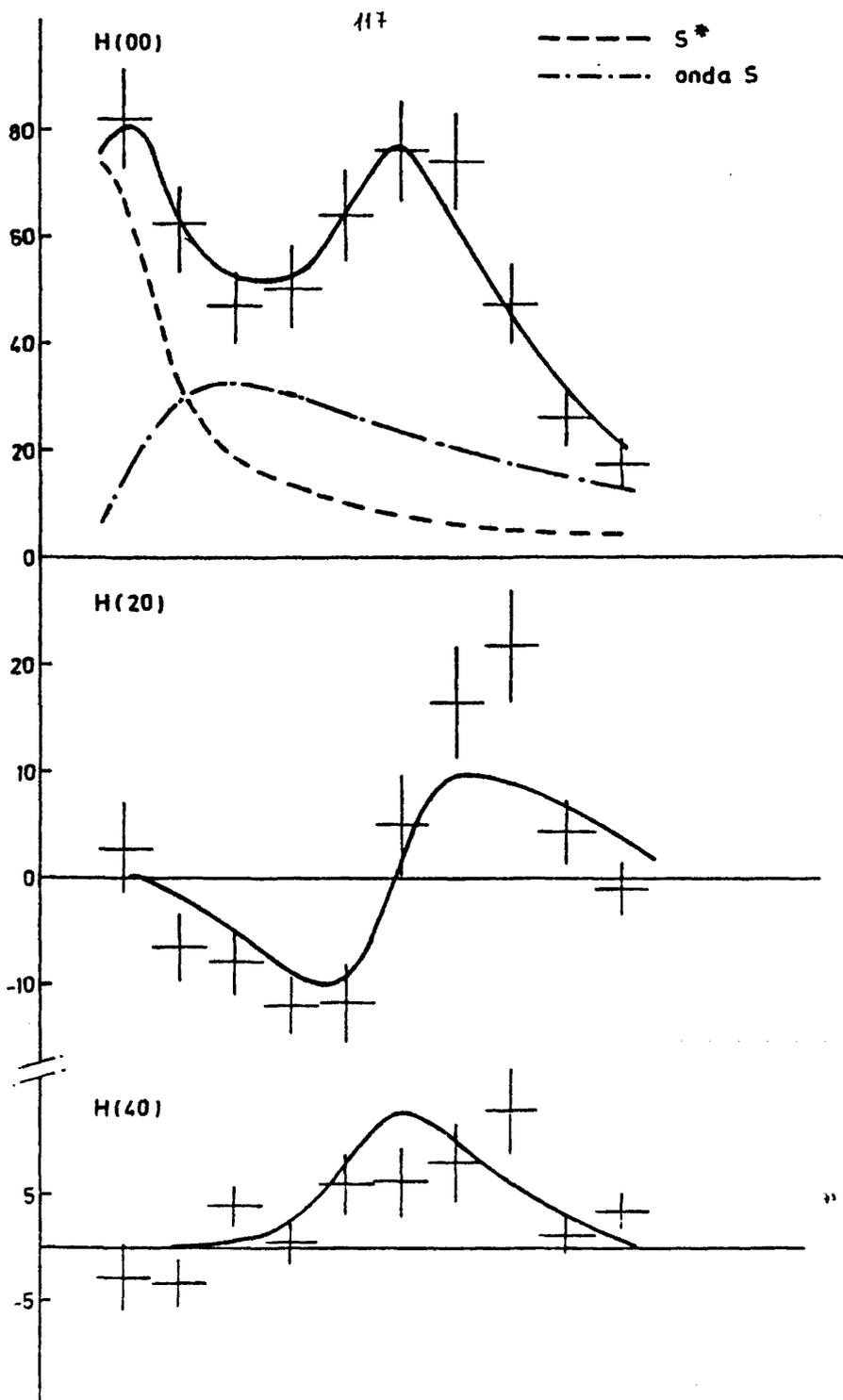


Fig. 4.9

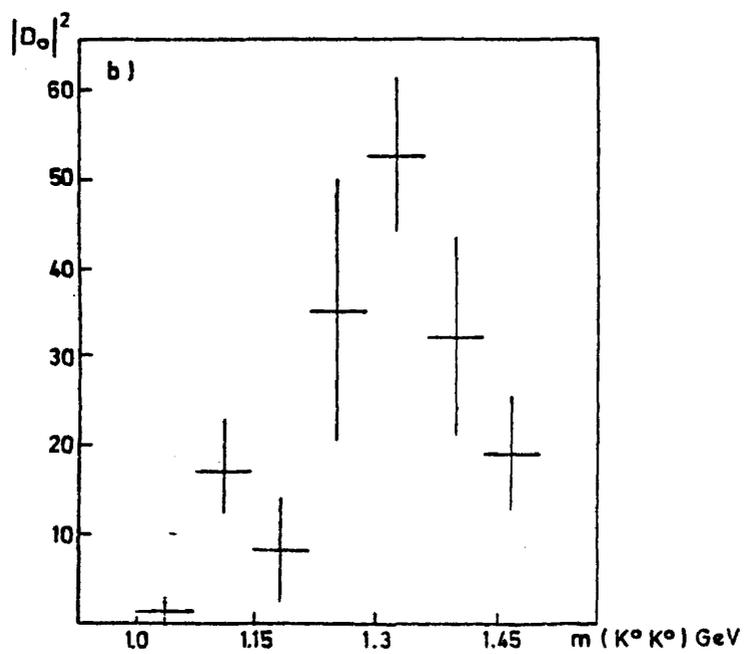
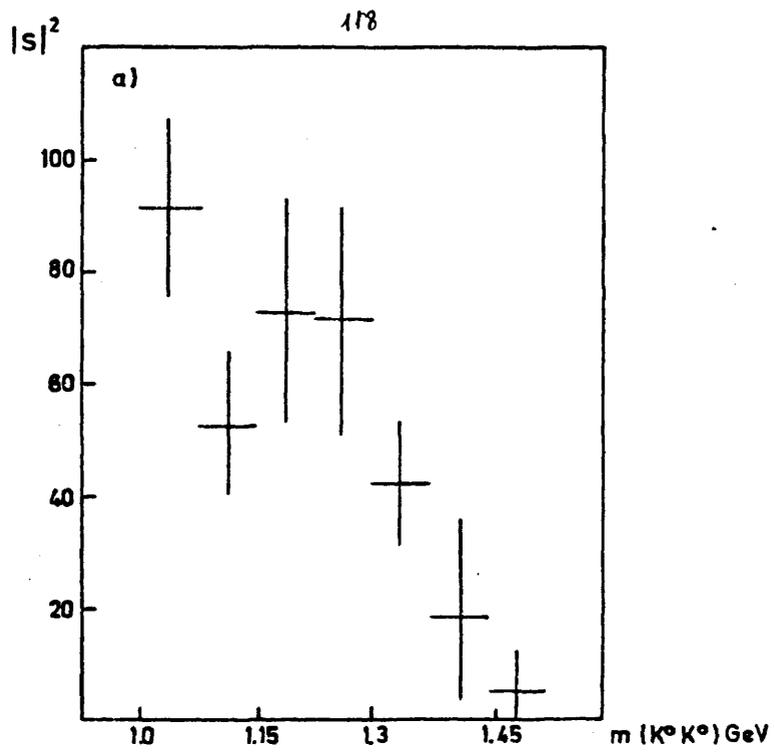


Fig. 4.10

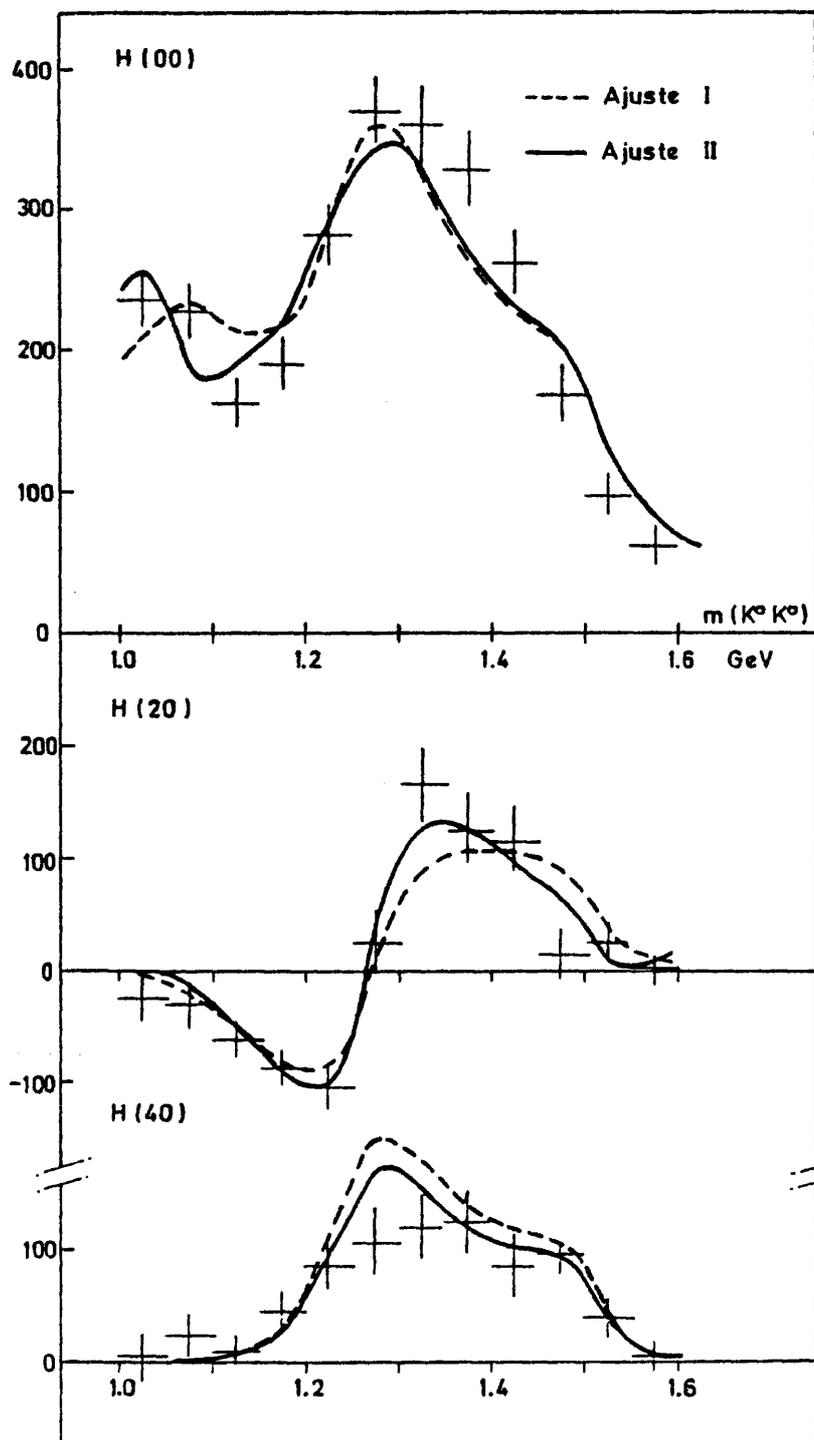


Fig. 4.11

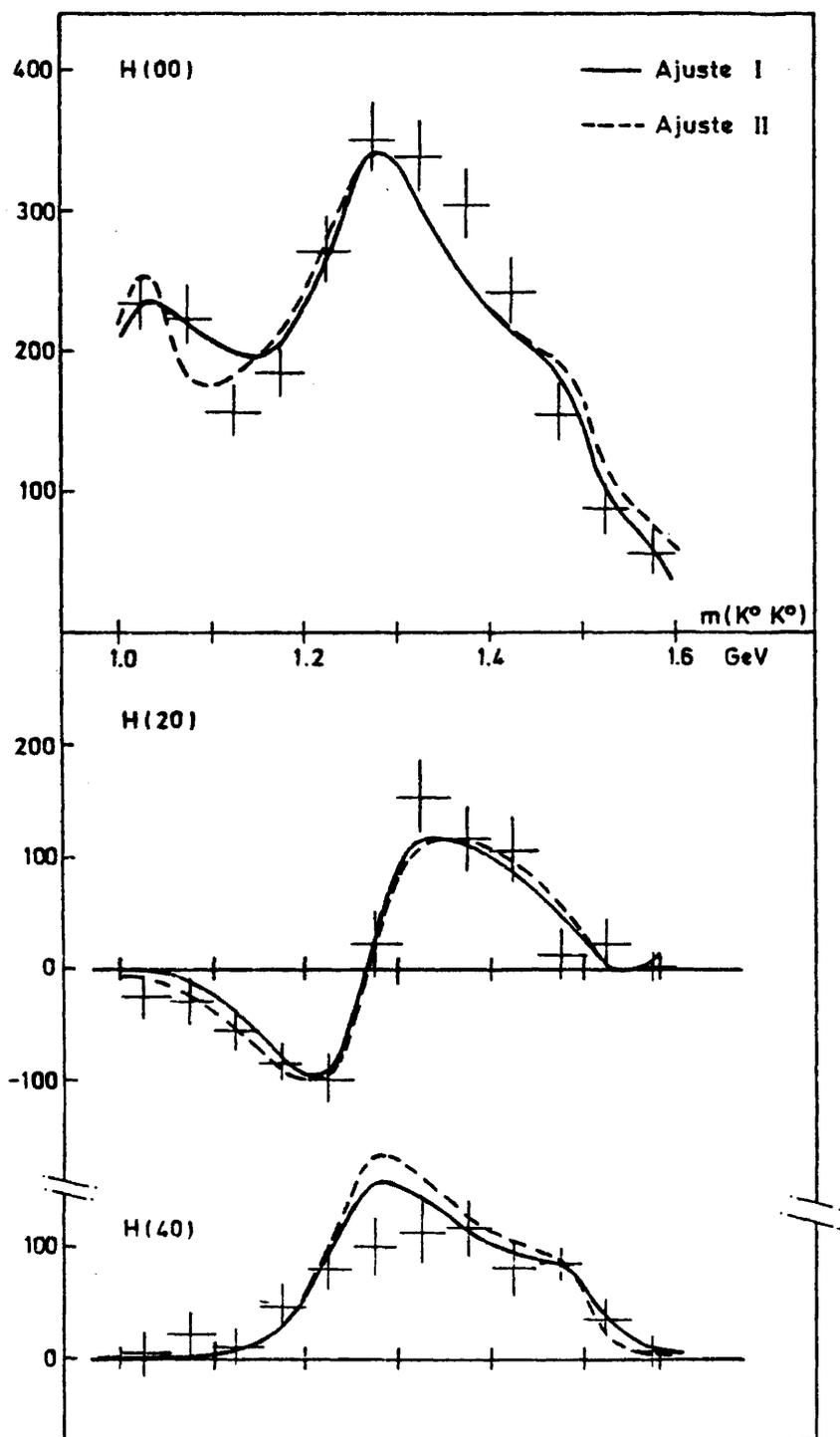


Fig. 4.12

## CAPITULO 5

### Estudio de la reacción $\pi^-p \rightarrow K^0K^-p$ y análisis de la producción del mesón $A_2^-$

En este capítulo presentamos un estudio sobre el estado final  $K^0K^-p$  producido como resultado de la interacción  $\pi^-p$  a 4.0 GeV/c. El capítulo consta de dos apartados. En el primero analizamos el diagrama de Dalitz de dicho estado final y los espectros de masa  $K^0K^-$  y  $pK^-$  con los métodos de análisis expuestos anteriormente en el apartado 4.II. El segundo trata especialmente del mesón  $A_2^-$ . En él determinamos las secciones eficaces total y diferencial de producción de la reacción  $\pi^-p \rightarrow A_2^-p$ , así como los elementos de la matriz densidad de polarización del  $A_2^-$ , extrayendo las contribuciones a la sección eficaz de los intercambios de paridad natural y no natural. Utilizando datos de otros experimentos, a energías superiores, estudiamos la variación de la sección eficaz con el momento del pión incidente.

#### I. Análisis de producción de resonancias

De forma análoga al estudio del sistema  $K^0K^0$  presentaremos en este apartado el análisis del diagrama de Dalitz del estado final  $K^0K^-p$  con el que obtendremos la sección eficaz de las resonancias apreciablemente producidas en esta reacción. A continuación completaremos el análisis de producción de resonancias con los ajustes a los espectros de masa  $K^-p$  en la región del  $\Lambda(1520)$  y  $K^-K^0$  en la región del  $A_2$  comparando los resultados obtenidos con los del análisis al diagrama de Dalitz. En último lugar compararemos la relación de desintegración del  $\Lambda(1520)$  en los modos  $pK^-$  y  $nK^0$  obtenida en nuestro experimento, con la que la conservación de isospín predice.

##### I.1. Análisis del diagrama de Dalitz

En la reacción  $\pi^-p \rightarrow K^0K^-p$  solamente se producen resonan-

cias en los sistemas de dos partículas  $pK^-$  y  $K^0K^-$ . El sistema  $pK^0$  no puede ser el resultado de la producción y posterior desintegración de una resonancia, ya que ésta sería un estado exótico [1], con nº bariónico,  $B = 1$  y extrañeza  $S = 1$ . En la fig. 2a) presentamos el espectro de  $M_{pK^0}^2$  y podemos observar que no existe señal de picos resonantes.

Los otros dos sistemas  $pK^-$  y  $K^0K^-$ , pueden producirse por desintegración de resonancias. En la fig. 1 mostramos el diagrama doble  $M_{K^0K^-}^2 - M_{pK^-}^2$  - cuyas proyecciones sobre los espectros de masa respectivos aparecen en las figuras 2b) y 2c). En el sistema  $pK^-$  observamos un pico estrecho que corresponde al  $\Lambda(1520)$  y otro menos intenso en la zona  $M_{pK^-} = 1.820$  GeV que puede relacionarse con dos estados resonantes:  $\Lambda(1815)$   $\Lambda(1830)$ , [2].

Al igual que en el caso  $A_2-f^0$ , describiremos este efecto, que denominaremos  $\Lambda(1820)$ , mediante una sola distribución resonante, como indicamos a continuación.

En el sistema  $K^0K^-$  aparece una señal importante en la región de masa  $M_{K^0K^-} = 1.3$  GeV debida al mesón  $A_2^-$  y no existe en el diagrama de Dalitz evidencia apreciable de producción de otras resonancias en este sistema.

El método de análisis al d.D. del estado final  $pK^0K^-$  es el que hemos expuesto en el estudio de la reacción  $\pi^-p \rightarrow K^0K^0n$ , (apartado 4.II). Consideramos la contribución de las tres resonancias mencionadas,  $\Lambda(1520)$ ,  $\Lambda(1820)$  y  $A_2^-(1300)$  así como de un fondo que describe la producción no resonante.

Para las resonancias hemos empleado distribuciones de Breit Wigner relativistas, con la forma dada por la ec. (4.II.10), mientras que para el fondo suponemos una distribución constante que corresponde a una distribución equiprobable dentro de los límites impuestos por la conservación del cuadrimomento. (producción en espacio de fases).

Tanto el método de cálculo como los parámetros del análisis y su interpretación física están descritos en el apartado 4.II.

Como resultado del ajuste obtenemos una estimación de los parámetros siguientes:

a) Fracciones de producción de resonancias, que están relacionadas con las secciones eficaces totales según hemos explicado en el capítulo 3.

b) Masas y anchuras de las tres resonancias incluidas en el análisis.  $\Lambda(1520)$ ,  $A_2(1310)$  y  $\Lambda(1820)$ .

c) Elementos diagonales de la matriz densidad de polarización.

La determinación de las masas y anchuras que mejor describen los datos se ha hecho en varias etapas. Partiendo de los valores de la ref. [2] se fijan sucesivamente  $m_{A_2}$ ,  $\Gamma_{A_2}$ ,  $m_{\Lambda(1520)}$ ,  $\Gamma_{\Lambda(1520)}$ ,  $m_{\Lambda(1820)}$  y  $\Gamma_{\Lambda(1820)}$  por el método ya explicado en el análisis del estado final  $K^0 K^0 n$ . El ajuste con estos valores fijados de los parámetros que definen las resonancias proporciona las fracciones de producción. Finalmente se incluyen las distribuciones del ángulo polar de desintegración para el  $\Lambda(1520)$  y  $A_2^-$  con los elementos diagonales de la matriz densidad de polarización, obteniendo una estimación para estos. Las expresiones para las distribuciones angulares consideradas figuran en las ec. (4. II.12).

El pico que hemos llamado  $\Lambda(1820)$  puede incluir dos resonancias muy próximas ambas de spin 5/2 con masas  $m_1 = 1.815$  GeV y  $m_2 = 1.830$  GeV respectivamente y con anchuras próximas a 100 MeV. Por otra parte su producción es pequeña en nuestros datos ( $\sim 10\%$ ). Esto hace que el análisis de su distribución angular tenga poca significación y no lo incluimos en nuestro estudio.

En la tabla I presentamos los valores de los parámetros obtenidos con nuestro análisis. La Fig. 2 muestra las proyecciones sobre los tres espectros de masa,  $pK^0$ ,  $pK^-$  y  $K^0 K^-$  del ajuste obtenido y en la tabla I se incluyen los  $\chi^2$  correspondientes.

Podemos observar que la descripción de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$  en términos de las tres resonancias consideradas es acepta

ble, siendo las masas y anchuras compatibles con los valores compilados en la ref. [2]. Las secciones eficaces de producción del  $\Lambda(1520)$  y  $A_2^-$  aparecen en la tabla II donde se comparan con las obtenidas en los ajustes a los espectros de masas que exponemos a continuación.

### I.2. Análisis de los espectros de masa

Como hemos explicado en el Cap. 3, en este análisis obtenemos las características: masa, anchura y fracción de producción de las resonancias observadas en la muestra experimental representando la distribución de masa equivalente de los sistemas de 2 partículas, en una región que incluye el pico resonante, mediante la superposición incoherente de un término que describe la producción resonante y otro término que describe el fondo, ec. (4.III.1):

$$|A(m_{12})|^2 = \alpha_R f_R(m_{12}) + \alpha_F f_F(m_{12}), \quad \alpha_R + \alpha_F = 1$$

$f_R$  es una distribución de Breit-Wigner relativista y  $f_F$  es un polinomio en  $m_{12}$  de 2º o 3º grado. Estas funciones están normalizadas en la forma usual, siendo su integral igual a 1 en el intervalo de masa seleccionado.

Hemos incluido la función de resolución definida por (4.III.3) para describir el  $\Lambda(1520)$ , por ser una resonancia estrecha, de modo que la expresión utilizada para la parte resonante de la distribución observada está dada por (4.III.2).

Las regiones de masa efectiva seleccionadas con el número de sucesos y la forma de la función  $f_F$  para cada una de las resonancias analizadas son las que indicamos a continuación

a)  $\Lambda(1520)$   $1.45 < m_{K^-p} < 1.7$  GeV 440 sucesos

$$f_F(m) = m' + c_1 m'^2 + c_2 m'^3$$

Siendo  $m' = m - m_u$  y  $m_u = 1.43$  GeV el valor umbral de la masa efectiva  $m_{K^-p}$

b)  $\Lambda(1820)$   $1.65 < m_{K-p} < 1.95$  GeV 520 sucesos

$$f_F(m) = 1 + a_1 m' + a_2 m'^2$$

siendo  $m' = m - 1.65$ .

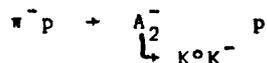
c)  $A_2^-(1310)$ . En el apartado 5.III exponemos un análisis de la producción de esta resonancia. Allí estimamos los parámetros de esta resonancia y su sección eficaz.

En la tabla III presentamos los resultados de los ajustes a las tres resonancias. Las secciones eficaces de producción obtenidas mediante este análisis figuran en la tabla II.

Para las dos resonancias bariónicas  $\Lambda^*(1520)$  y  $\Lambda^*(1820)$  las secciones eficaces corresponden a la reacción



y están corregidas por la desintegración no visible  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Para el  $A_2^-$ , la sección eficaz es la de:



estando corregida tanto por la desintegración  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  como por la componente no observable  $K_L^0$  del  $K^0$ .

## II. Verificación de las relaciones de isospín para $\Lambda(1520)$

En el estudio de los estados intermedios que contribuyen de forma apreciable a los estados finales  $K^0 K^0 n$  y  $K^0 K^- p$  hemos encontrado un efecto resonante que hemos identificado con el  $\Lambda(1520)$ . Los análisis a los diagramas de Dalitz y el ajuste al espectro de masas  $K^- p$  proporcionan estimaciones de su masa y anchura compatibles entre sí y con los valores de estos parámetros que figuran en la Ref. [2]:  $M_{1520} = 1.520 \pm 0.002$  GeV y  $\Gamma_{1520} = 0.016 \pm 0.002$  GeV.

Esta compatibilidad muestra que los picos resonantes observados en los dos estados finales provienen de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$  en la que observamos la desintegración del  $\Lambda(1520)$  en los modos  $K^- p$  y  $\bar{K}^0 n$ .

La conservación del isospín en la desintegración de una resonancia implica en general un conjunto de relaciones entre las secciones eficaces de los diferentes estados en los que se desintegra. Estas relaciones pueden servir para examinar diferentes asignaciones de números cuánticos a estados resonantes cuyas propiedades no están bien establecidas, [3]. En el caso de una resonancia conocida permiten confirmar la validez de las estimaciones de las secciones eficaces obtenidas en los análisis de producción de resonancias. Asimismo constituyen una verificación adicional de la validez de las correcciones realizadas sobre los datos para calcular dichas secciones eficaces.

Estudiaremos a continuación las condiciones que impone la conservación del isospín sobre el número observado de sucesos en las dos desintegraciones:

$$\Lambda_{1520} \rightarrow \bar{K}^0 n \quad (A)$$

$$\Lambda_{1520} \rightarrow K^- p \quad (B)$$

El  $\Lambda_{1520}$ , cuyo isospín es  $I = 0$ , es un autoestado de  $I$  y de su tercera componente  $I_3$  que es necesariamente 0. Los dos estados finales visibles de desintegración pertenecen al sistema  $\bar{K}N$  que tiene una relación de desintegración bien conocida [2], y ambos corresponden a las dos posibles descomposiciones del estado  $|II_3\rangle = |00\rangle$  en autoestados de  $I = 1/2$ .

Debido a la invariancia bajo isospín, la amplitud de desintegración es isoscalar. Teniendo en cuenta la expresión del estado  $|00\rangle$  como superposición de estados  $1/2 \times 1/2$  : [2]

$$|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |1/2 \ 1/2\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |1/2 \ -1/2\rangle$$

(5.II.1)

el cuadrado de la amplitud de desintegración para los dos procesos, (A) y (B) respectivamente, es proporcional a

$$|\langle 00 | \pm 1/2 \mp 1/2 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \quad (5.11.2)$$

( $|\pm 1/2 \mp 1/2\rangle$  es una notación abreviada de  $|1/2 \pm 1/2\rangle |1/2 \mp 1/2\rangle$ ). La proporcionalidad indicada en la ec. (2) significa que de los sucesos  $\Lambda_{1520}$  que se desintegran en  $\bar{K}N$ , la fracción que corresponde a cualquiera de los dos estados de carga es 1/2 y por lo tanto el número de sucesos de (A) y de (B) es el mismo.

Esta predicción teórica tiene que ser corregida al considerar los sucesos observados debido a las pérdidas producidas en el proceso de observación. Algunas de estas ya se han tenido en cuenta al definir el volumen fiducial y calcular los pesos. Ya que estos suponen una corrección relativamente parecida (un factor de 1.12 en el caso (A) y 1.11 en el (B)) y no los hemos considerado en los ajustes, su efecto puede ser ignorado. Las correcciones consideradas son más importantes y se refieren a las desintegraciones de partículas neutras no visibles en cámara de burbujas. Estas son la componente  $K_L^0$  del  $K^0$  y  $\bar{K}^0$ , que reduce a la mitad por cada  $K^0$  o  $\bar{K}^0$  producidos en el estado final el número de sucesos observados y la desintegración  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  la cual supone que aproximadamente 1/3 de los  $K_S^0$  producidos no se observan.

Llamaremos  $N_A$  al número de sucesos observados o no, producidos en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda_{1520}$ , mientras que  $N_A$  y  $N_B$  son los sucesos observados correspondientes a las desintegraciones (A) y (B) respectivamente.

Podemos calcular  $N_A$  y  $N_B$  como:

$$N_A = N_{\Lambda} \cdot \Gamma^{\Lambda \rightarrow \bar{K}N} \cdot |\langle 00 | \pm 1/2 \mp 1/2 \rangle|^2 \cdot f_{K_S^0/K^0} \cdot \Gamma^{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}$$

$$N_B = N_{\Lambda} \cdot \Gamma^{\Lambda \rightarrow \bar{K}N} \cdot |\langle 00 | \pm 1/2 \mp 1/2 \rangle|^2 \cdot f_{K_S^0/K^0} \cdot f_{K_S^0/\bar{K}^0} \cdot (\Gamma^{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-})^2$$

en donde  $f_{K_S^0/K^0} = f_{K_S^0/\bar{K}^0} = 1/2$  son las fracciones de  $K^0$ , y  $\bar{K}^0$  respectivamente, que se desintegran como  $K_S^0$  y los factores  $\Gamma$  son las fracciones de desintegración de los procesos que se indican.

Dividiendo las expresiones anteriores obtenemos la relación que predice la conservación de isospín entre el número de sucesos observados de las desintegraciones (A) y (B):

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{1}{f_{K_S^0/K^0} \cdot \Gamma_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}} = \frac{1}{0.5 \cdot 0.69} = 3$$

relación que podemos comparar con los resultados de los análisis de producción de resonancias.

Tomando los valores obtenidos en los análisis del diagrama de Dalitz tenemos

$$N_A = 255.5 \pm 32.6 \text{ sucesos}$$

$$N_B = 88.5 \pm 10 \text{ sucesos}$$

con lo que la relación experimental  $N_A/N_B$  es:

$$\frac{N_A}{N_B} = 2.9 \pm 0.5$$

cociente que satisface la predicción anterior.

La relación anterior es aplicable de igual modo a la resonancia  $\Lambda(1820)$  que hemos incluido en el diagrama de Dalitz del sistema  $K^0 K^+ p$ . Su fracción de producción es aproximadamente el 10% lo que corresponde a unos 150 sucesos observados  $\Lambda(1820)$ . Por lo tanto debemos esperar tener 50 sucesos provenientes de la desintegración  $\Lambda(1820) \rightarrow K_S^0 n$  en el estado final  $n K^0 K^0$ . En los análisis a dicho sistema no hemos incluido dicha resonancia, ya que no había evidencia de su producción en el diagrama de Dalitz correspondientes. Las dos resonancias  $\Lambda$  que tienen masas próximas a 1.820 GeV son de gran anchura ( $\sim 100$  MeV) y se producen en

una región en que el fondo no resonante  $K^0_n$  es mucho mayor que para el  $A(1520)$ . Estos motivos pueden explicar que no se observe pico resonante en la zona de masas  $m_{K^0_n} \sim 1.820$  GeV.

### III. Estudio del $A_2^-$

#### A) Introducción

El análisis de producción de resonancias en la reacción  $\pi^- p \rightarrow p K^0 K^-$  indica que existe una contribución importante del mesón  $A_2^-$  desintegrándose en  $K^0 K^-$  en este estado final. El número de sucesos correspondientes a la producción de este mesón nos permite hacer un estudio más detallado de sus propiedades.

El principal interés del estudio del  $A_2$  en esta reacción se centra en su mecanismo de producción. Los resultados de previos experimentos [5], [6], [7], tanto de cámara de burbujas como de contadores, parecen indicar que el mecanismo de producción del  $A_2$  tiene una componente difractiva importante, hecho que contradice una regla empírica atribuida a "Gribov-Morrison" [8] que afirma que solo estados de espín-paridad no natural ( $0^-$ ,  $1^+$ ,  $2^-$  ...) pueden ser producidos difractivamente a partir de piones incidentes. El  $A_2$ , con espín-paridad  $2^+$ , es la única excepción, observada hasta ahora, a dicha regla. Es pues de gran interés confirmar o desmentir dichos resultados.

La mayoría de los experimentos realizados anteriormente han observado el  $A_2$  a través de su desintegración en  $p\pi$ , (en reacciones del tipo  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ ). Para obtener la contribución del  $A_2$  al estado final  $(3\pi)p$  es necesario hacer un análisis en ondas parciales que es complicado y dependiente de un modelo (modelo isóbaro), así como disponer de una elevada estadística para poder reducir al mínimo el número de hipótesis que conlleva tal tipo de análisis. Además el fondo no resonante debajo del  $A_2$  es

muy importante y su naturaleza mal determinada(\*), por lo que se puede argüir que dichos experimentos presentan dificultades importantes a la hora de estudiar el mecanismo de producción del mesón  $A_2$ .

Un modo alternativo de estudiar la producción de dicho mesón es en reacciones  $\pi^-p \rightarrow K^-K^0p$ . Pese a que la relación de desintegración  $A_2 \rightarrow K\bar{K}/A_2 \rightarrow 3\pi$  es pequeña, del orden del 7% [2], el fondo presente en dicha reacción es menos importante (~40%) y el análisis es completamente independiente de ningún modelo.

Hasta la fecha solamente hay 3 experimentos importantes que han estudiado la producción del  $A_2$  desintegrándose en  $K^0K^-$  con momentos del  $\pi^-$  incidente de 9 y 18 GeV/c [9], 10 GeV/c [15], y aproximadamente 23 GeV/c [10]. De estos datos parece deducirse que la producción difractiva es menos importante que en el caso de los experimentos en  $3\pi$ , lo cual plantea el problema de que el mecanismo de producción del  $A_2^-$  no sería el mismo cuando se analiza en modos de desintegración diferentes del mismo mesón. Con nuestros datos añadimos información en una zona diferente de energías, (momento incidente de 3.95 GeV/c). Para estimar la importancia de la componente difractiva del  $A_2^-$  es necesario estudiar las siguientes características de su producción:

a) Contribución de los intercambios de paridad definida (natural y no natural) a la sección eficaz. Un proceso difractivo se produce exclusivamente mediante intercambio de paridad natural.

b) Variación con el momento incidente de la sección eficaz total debida a intercambio de paridad natural. La teoría de polos

---

(\*) Basta recordar que el fondo debajo del  $A_2$  es predominantemente  $J^P = 1^+$  y ha costado 10 años decidir si es de naturaleza resonante (mesón  $A_1$ ), fondo difractivo o una mezcla de ambos

de Regge predice una dependencia de la forma  $p_{in}^{-n}$ , siendo el exponente próximo a 0 si el intercambio predominante es el del Pomerón. Un promedio obtenido experimentalmente es  $n = 0.2$  para intercambio del Pomerón + mesones, mientras que el exponente aumenta mucho cuando predominan otro tipo de mesones [8].

En la sección A) exponemos la determinación de la sección eficaz de producción del  $A_2^-$ ; en la sección B) presentamos un análisis de la distribución angular de desintegración del sistema  $K^0 K^-$  del cual podemos extraer la contribución de diferentes intercambios a la producción y su evolución con  $t$ . Finalmente en la sección C) calculamos la sección eficaz total del  $A_2^-$  en nuestro experimento, la componente debida a intercambio de paridad natural a dicha sección eficaz, y la variación de esta componente con la energía.

#### B) Sección eficaz diferencial

Para el estudio del mecanismo de producción del  $A_2^-$  es importante la información que proporciona la sección eficaz diferencial  $\frac{d\sigma}{dt}$ , ya que la variación de esta con la variable  $t$  puede depender de los intercambios que contribuyan a dicha producción, [4]. También, como veremos en la próxima sección (5.III.c), dicha sección eficaz junto con la matriz densidad de polarización permiten separar las contribuciones de los intercambios de paridad definida, natural y no natural a la producción. En la reacción que estudiamos,  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ , definiremos la variable  $t$  como  $t = -(p_2 - p_1)^2$ , siendo  $p_1$  y  $p_2$  los cuadrimomentos del protón blanco y del protón saliente respectivamente; definida en esta forma dicha variable es positiva en la región física.

En la fig. 5.4 presentamos el diagrama doble  $m_{K^0 K^-} - t$  para todos los sucesos de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$ . Podemos observar que la distribución de sucesos se concentra en la región de  $t$  pequeño. En la zona  $1.2 < m_{K^0 K^-} < 1.4 \frac{GeV}{c^2}$ , correspondiente al  $A_2^-$ , la reacción se produce fundamentalmente para  $t < 1.0 \text{ GeV}^2$  por lo que hemos estudiado la producción del mesón  $A_2^-$  en dicha región

de transferencias de momento.

Para calcular la sección eficaz diferencial debemos tener en cuenta que la reacción de interés,  $\pi^- p + A_2^- p$ , se produce junto con un fondo no resonante. Podemos separar los sucesos que corresponden a la producción de  $A_2^-$  ajustando la distribución de masa  $m_{K^0 K^0}$  en el intervalo indicado más arriba mediante la superposición incoherente de una distribución tipo Breit-Wigner que representa la resonancia y un término polinómico que describe el fondo

$$F(m) = \alpha |BW|^2 + (1-\alpha) P(m) \quad (5.III.1)$$

La distribución de Breit-Wigner es análoga a la utilizada para describir el  $f^0$  y  $f'$ , resonancias que tienen también espín 2:

$$|BW(m)|^2 = \frac{m m_0 \Gamma}{(m^2 - m_0^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \quad (5.III.2)$$

Hemos parametrizado la dependencia de la anchura con la masa  $K\bar{K}$  de la siguiente forma:

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^5 \frac{R^4 q_0^4 + 3R^2 q_0^2 + q}{R^4 q^4 + 3R^2 q^2 + q} \quad (5.III.3)$$

siendo  $q$  el momento de cualquiera de los kaones en el sistema de centro de masas  $K^0 K^-$  para la masa  $m_{K^0 K^-} = m$  y  $q_0$  el momento correspondiente a la masa central de la resonancia,  $m_0$ . Para  $R$  hemos tomado el valor  $R = 5 \text{ GeV}^{-1}$  que corresponde aproximadamente a 1 fermi siguiendo la ref. [9]. Hemos comprobado que el ajuste no es sensible a pequeñas variaciones en el valor del parámetro  $R$ .

El fondo se ha parametrizado mediante un polinomio lineal en  $m$ :

$$P(m) = 1 + c(m - 1.18)$$

Un ajuste previo, para determinar la masa y anchura de la resonancia, se hizo en el intervalo  $t < 0.45 \text{ GeV}^2$ . El resultado del ajuste es el siguiente

$$\begin{aligned} m_0 &= 1.315 \pm 0.010 \text{ GeV} \\ \Gamma_0 &= 0.120 \pm 0.031 \text{ GeV} \quad \chi^2 = 17.5/15 \\ \alpha &= 0.59 \pm 0.13 \end{aligned}$$

Los valores anteriores de  $m_0$  y  $\Gamma_0$  se fijaron en los ajustes posteriores en diferentes intervalos de  $t$  para calcular la sección eficaz diferencial por el método expuesto en el capítulo 3.

El valor mínimo posible de  $t$  a la energía de nuestro experimento es  $t_{\text{min}} = 0.05 \text{ GeV}^2$ . A partir de este valor tomamos intervalos en  $t$  de forma que hubiese del orden de 100 sucesos en cada uno de ellos, en la región de masa  $1.18 < m_{K^0 K^-} < 1.45 \text{ GeV}$ .

Los intervalos elegidos y el número de sucesos se muestran en la tabla 5.IV y abarca el rango de  $t$  siguiente:

$$0.05 < t < 0.95 \text{ GeV}^2$$

Los parámetros del ajuste son  $\alpha$ , fracción de resonancia y el coeficiente del polinomio del fondo.

Estimamos el número de sucesos resonantes en cada intervalo de  $t$  mediante la expresión:

$$n_{A_2}^i = n_T^i \alpha \cdot \bar{W}$$

siendo  $n_T$  el número total de sucesos en el intervalo  $i$ -simo y  $\bar{W}$  el peso medio en dicho intervalo calculado por el procedimiento descrito en el capítulo 2.

Conocida la sección eficaz total para la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$ , estimamos,  $\frac{d\sigma}{dt}$  como  $\frac{\Delta\sigma^i}{\Delta t}$  siendo  $\Delta\sigma^i$  la sección eficaz

de producción del  $A_2^-$  en el  $i$ -simo intervalo, calculada mediante la expresión

$$\Delta\sigma^i = n_{A_2^-}^i \frac{\sigma_T^{K^0K^-p}}{N_T}$$

en donde  $N_T$  es el número total de sucesos pesados del estado final  $K^0K^-p$  ( $N_T = 1806.5$  sucesos pesados), y  $\sigma_T^{K^0K^-p}$  es la sección eficaz total mencionada, ( $\sigma^{K^0K^-p} = 25.8 \pm 1.8$  ub).

La sección eficaz diferencial  $\frac{\Delta\sigma^i}{\Delta t}$  se presenta en la tabla 5.IV y en la fig. 5.5 (a).

Puede observarse que la sección eficaz diferencial presenta una disminución a valores de  $t$  pequeños, que indica que es importante la producción con tercera componente de momento angular  $M = 1$ . El análisis de la distribución angular de desintegración del  $A_2^-$  nos permitirá verificar de forma mas precisa este hecho.

La información que proporciona el análisis mencionado, que exponemos en el apartado siguiente, nos permite calcular la contribución a la sección eficaz de producción del  $A_2^-$  debida a intercambios de paridad natural (NPE) y no natural (UPE). La producción difractiva es debida a NPE y da lugar fundamentalmente a estados con tercera componente de momento angular  $M = 1$  ya que los elementos de la matriz densidad correspondientes a  $M = 2$  resultan ser mucho menores que los correspondientes a  $M = 1$ , (Ver tabla 5.VI). Obtenemos una estimación de la sección eficaz diferencial debida a NPE como:

$$\frac{d\sigma^{NPE}}{dt} = \rho^+ + \frac{d\sigma}{dt} \quad (5.III.4)$$

siendo  $\rho^+$  la siguiente combinación de elementos de la matriz densidad:  $\rho^+ = \rho_{11} + \rho_{1-1}$ , cuyo significado discutiremos en la próxima sección.

En la tabla 5.V y en la fig. 5.5b) presentamos esta sección

eficaz,  $\frac{d\sigma^{NPE}}{dt}$ .

Hemos ajustado la sección eficaz diferencial debida a NPE mediante la expresión siguiente, que es valida si suponemos que la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$  se produce mediante intercambios en el canal t: |11|

$$\frac{d\sigma^{NPE}}{dt'} = At'M e^{-bt'} \quad (5.III.5)$$

La variable  $t'$  que figura en la ecuación anterior está relacionada cinemáticamente de manera sencilla con el cuadrado de la transferencia de momento  $t$ :  $t' = t - t_{\min}$ , en donde  $t_{\min}$  es el valor mínimo de  $t$  compatible con la conservación del cuadrimomento para cada masa efectiva del sistema mesónico y se expresa en función del ángulo  $\theta_p$  que forma dicho sistema con el  $\pi^-$  incidente de la forma:  $t' = 2p^2 (1 - \cos\theta_p)$ , siendo  $p$  el momento en centro de masas de la reacción. El valor de la pendiente  $b$  obtenido en el ajuste es  $b = 7.2 \pm .8 \text{ GeV}^{-2}$ . En la fig. 5.5b) mostramos el resultado del ajuste que describe aceptablemente la sección eficaz diferencial  $\frac{d\sigma^{NPE}}{dt}$  siendo el  $\chi^2$  del ajuste,  $\chi^2/NDF = 5.5/4$ .

### C. Matriz densidad del $A_2^-$

En este apartado expondremos el estudio realizado de la matriz densidad de polarización del  $A_2^-$  mediante el análisis de la distribución angular de desintegración de la resonancia. Parte de la información obtenida en este estudio ha sido utilizada en el apartado anterior para extraer la sección eficaz diferencial de producción del  $A_2^-$  por intercambio de paridad natural.

La matriz densidad se define en función de las amplitudes de helicidad, (ver apartado 4.III.F), como:

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda''} f_{\lambda\lambda''} f_{\lambda\lambda'}^* \quad (5.III.6)$$

en donde  $\lambda$  y  $\lambda'$  son las helicidades de los protones, incidente o saliente respectivamente, y  $\Lambda'$  es la tercera componente de espín del  $A_2^-$ .  $f_{\lambda\lambda'\Lambda}$  es la amplitud que describe el proceso  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$  y depende exclusivamente de la variable  $t$ .

La matriz densidad puede ser determinada mediante el análisis de la distribución angular de desintegración  $I(\cos\theta, \phi)$ , siendo  $\theta$  y  $\phi$  los ángulos polar y azimutal de desintegración del  $A_2^-$ , de manera análoga a la desarrollada en el capítulo 4.

Expresamos la distribución angular de desintegración del  $A_2^-$  según indica la ec. (4.III.6), para un sistema de espín 2 que se desintegra en dos partículas de espín 0.

$$I(\Omega_D) = \sum_{LM} \left( \frac{2L+1}{4\pi} \right) H(LM) D_{M0}^{L*}(\Omega_D, 0) \quad (5.III.7a)$$

siendo  $H(LM)$  el momento multipolar de la distribución angular,  $H(LM) = \langle D_{M0}^{L*}(\Omega_D, 0) \rangle$ , que en función de la matriz densidad toma la forma:

$$H(LM) = \sum_{mm'} \rho_{mm'}(2m'LM|2m)(20L0|20) \quad (5.III.7b)$$

(Ver p.ej. la ecuación 4.III.10)

La sección eficaz diferencial de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$  en las variables  $m_{K^0 K^-}$  y  $\Omega_D$  la parametrizamos en la forma:

$$\frac{d\sigma}{dm d\Omega} = A \left\{ \alpha_1 B(m) I(\Omega) + (1-\alpha_1) \cdot \frac{1}{4\pi} P(m) \right\} \quad (5.III.8)$$

en donde  $A$  es una constante de normalización,  $B(m)$  es el cuadrado de la amplitud de Breit-Wigner del  $A_2^-$  dado por las ecuaciones (2) y (3),  $I(\Omega)$  es la distribución angular del  $A_2^-$  y  $P(m)$  es una función de  $m_{K^0 K^-}$  que describe el fondo no resonante.  $\alpha_1$  es un parámetro que indica la fracción de resonancia en la región cinemática definida en el análisis. En ecuación (8) no se considera la dependencia en la variable  $t$ . En el apartado anterior (5.III.B

hemos determinado la sección eficaz diferencial  $\frac{d\sigma}{dt}$  para el  $A_2^-$  y como resultado del análisis conocemos tanto la fracción de resonancia como la dependencia en la masa  $m_{K^0K^-}$  del fondo no resonante suponiendo que es lineal. En el análisis de la distribución angular del  $A_2^-$  hemos ajustado independientemente los datos experimentales mediante la expresión (7) en cada uno de los intervalos de  $t$  definidos para la determinación de  $d\sigma/dt$ , fijando las fracciones de resonancia y fondo a los valores allí obtenidos así como la dependencia en la masa, (parámetros de la distribución de Breit-Wigner y coeficientes del polinomio del fondo).

De esta forma, en cada intervalo de  $t$ , los parámetros del análisis son los elementos observables de la matriz densidad. Si escogemos la normalización de manera que  $\rho$  satisfaga las condiciones usuales [3]:

$$\sum_m \rho_{mm} = 1; \rho_{m',m}^* = \rho_{mm'}; \rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'} \quad (5.IV.9)$$

y teniendo en cuenta que  $I(\Omega)$  es una cantidad real dichos elementos son:

$\rho_{00}, \rho_{11}, \rho_{1-1}, \rho_{20}$  y  $\rho_{2-2}$  que son cantidades reales y  $\text{Re } \rho_{10}, \text{Re } \rho_{21}$  y  $\text{Re } \rho_{2-1}$ , no pudiendo ser determinadas las partes imaginarias de estos últimos elementos de matriz. Para el estudio del mecanismo de producción del  $A_2^-$  tiene gran interés la determinación de las combinaciones de elementos de  $\rho$  que se obtienen de las amplitudes de intercambio de paridad definida:

$$\rho_m^\pm = \sum_{\lambda\lambda'} f_{\lambda\lambda',m}^\pm f_{\lambda\lambda',m}^{\pm*}$$

en donde  $f^\pm$  son las amplitudes de helicidad que asintóticamente, [12] (cuando  $s \rightarrow \infty$ ), corresponden a intercambios de paridad definida: natural ( $f^+$ ) y no natural ( $f^-$ ) cuando la tercera componente de espín del sistema mesónico saliente es  $m$  [13]:

$$f_{\lambda\lambda',m}^{\pm} = a_m (f_{\lambda\lambda',m} \pm (-1)^{m+1} f_{\lambda\lambda',m})$$

expresión válida para una reacción del tipo  $0^- 1/2^+ + J 1/2^+$  y donde el sistema de espín  $J$  se desintegra en dos mesones de espín 0. La constante  $a_m$  es  $1/2$  si  $m = 0$  y  $\sqrt{1/2}$  si  $m \neq 0$ . Cuando  $m = 0$  solamente existe la amplitud  $f^-$  y por tanto en este caso solamente hay intercambio de paridad no natural.

Debido a conservación de la paridad no hay términos de interferencia entre las amplitudes  $f^+$  y  $f^-$  al construir la matriz densidad según la ecuación (5). Por consiguiente las combinaciones  $\rho^{\pm}$  pueden expresarse como:

$$\rho_m^{\pm} = \rho_{mm} \pm (-1)^{m+1} \rho_{m-m} \quad (5.III.10)$$

Las combinaciones de elementos que corresponden a paridades definidas son por tanto:

$\rho_0^- = \rho_{00}$ ,  $\rho_1^- = \rho_{11} - \rho_{1-1}$  y  $\rho_2^- = \rho_{22} + \rho_{2-2}$  que dan las contribuciones de paridad no natural (UPE), y  $\rho_1^+ = \rho_{11} + \rho_{1-1}$ ,  $\rho_2^+ = \rho_{22} - \rho_{2-2}$  que dan las contribuciones de paridad natural (NPE), normalizados de forma que  $\rho_{00} + \rho_1^+ + \rho_1^- + \rho_2^+ - \rho_2^- = 1$  de acuerdo con la normalización de la matriz densidad, ecuación (8).

En el análisis hemos tomado como parámetros independientes  $\rho_{00}$ ,  $\rho_1^+ = \rho_1^+$ ,  $\rho_1^- = \rho_1^-$ ,  $\rho_{2-2}$ ,  $\rho_{20}$ ,  $\text{Re } \rho_{10}$ ,  $\text{Re } \rho_{21}$  y  $\text{Re } \rho_{2-1}$  obteniendo  $\rho_{22}$  como  $\rho_{22} = 1 - (\rho_{00} + \rho_1^+ + \rho_1^-)$ .

Además de las condiciones indicadas por la ecuación (8), los elementos  $\rho_{mm}$ , satisfacen un conjunto de desigualdades que expresan el carácter definido positivo de la matriz densidad, [14], y que han sido impuestas en los ajustes. Estos se han hecho por el método de máxima verosimilitud en cada uno de los seis intervalos de  $t$  definidos en el cálculo de la sección eficaz diferencial.

Los resultados de los ajustes se presentan en la tabla 5. VI. En la figura 5.6 mostramos  $\rho_{00}$ ,  $\rho_+$  y  $\rho_-$  que son los ele-

mentos de matriz densidad que dan una contribución mayor a la producción de  $A_2^-$ . En las fig. 5.7 y 8 mostramos la distribución de los ángulos de desintegración,  $\cos\theta$  y  $\phi$  en los citados intervalos de la variable  $t$  junto con las curvas que se obtienen de los ajustes.

Como resultado del análisis observamos que el  $A_2^-$  se produce fundamentalmente en estados con terceras componentes de espín 0 y 1 en el sistema de referencia de helicidad en el canal  $t$  y en la región de transferencias de momento  $|t| < 1.0 \text{ GeV}^2$ .  $\rho^{00}$  es importante en la dirección hacia adelante ( $t = t_0 = 0.05 \text{ GeV}^2$ ) debido al comportamiento de las amplitudes a bajo  $t$ :  $f_m \sim t^{|m|/2}$  siendo  $t' = t - t_{\text{min}}$  y  $m$  la tercera componente de espín [11] que prohíbe la producción de estados con  $m \neq 0$  en esa dirección. Hasta  $t < 0.4 \text{ GeV}^2$   $\rho^{00}$  disminuye mientras aumenta  $\rho^+$ , que corresponde a la producción de estados con  $m = 1$  debida a NPE.  $\rho^-$  es mucho menos importante, siendo compatible con un valor del orden de 0.1 en todo el rango de transferencias de momento investigado. Los elementos  $\rho_{22}$  y  $\rho_{2-2}$  son mucho menos importantes, indicando que no existe apenas producción de estados con  $m = 2$ .

Este resultado indica que la producción debida a NPE tiende a aumentar con  $t$  con relación a la debida a UPE. Cualitativamente esto está de acuerdo con el análisis del  $A_2^-$  en la reacción  $\bar{\pi}p \rightarrow K^0K^-p$  con momentos del haz de 9.8 y 18.8 GeV/c [9] y a 10 GeV/c [15]. La importancia de  $\rho^+$  en nuestros datos es menor que en el experimento de la ref. [9], en donde  $\rho^+$  llega a tomar el mayor valor posible,  $\rho^+ = 1$ , mostrando que a gran energía el  $A_2^-$  es producido casi exclusivamente por NPE.

En nuestro análisis, el mayor valor de  $\rho^+$  es aproximadamente del orden de 0.8 que se alcanza para  $t \sim 0.2 \text{ GeV}^2$  para disminuir a mayores valores de  $t$ .

Este hecho, junto con el aumento de  $\rho^{00}$  observado cuando  $t < 0.4 \text{ GeV}^2$ , podría entenderse suponiendo que a la energía de nuestro experimento contribuyen no solamente mecanismos de intercambio sino que, especialmente a gran  $t$ , existe una apreciable

producción central que es la responsable del aumento de  $\rho^{00}$ . De esta forma la producción de  $A_2^-$  a través de NPE predomina de forma menos acusada que a las energías del experimento de la ref. [9]. Este efecto observado en los elementos de  $\rho$  para  $t$  grande se compensa por la rápida disminución de la sección eficaz de modo que la contribución estimada de NPE a la sección eficaz total de producción del  $A_2^-$  que presentamos en el apartado siguiente, es aproximadamente un 55% de esta última.

D) Sección eficaz total. Dependencia con la energía de la producción de  $A_2^-$

Una información útil para estimar la importancia de diferentes mecanismos de intercambio es la dependencia de la sección eficaz con el momento incidente. Esta es de la forma  $\sigma_T = A p_{in}^{-n}$ , en donde el exponente  $n$  depende del tipo de intercambio. Algunos exponentes promedio obtenidos experimentalmente son,  $n = 0.2$  si predomina el intercambio del pomerón (producción difractiva),  $n = 1.6$  para intercambio de mesones no extraños,  $n = 2.0$  para intercambio de mesones de extrañeza 1 y  $n = 3.7$  para intercambio de bariones, [8]. Como ya hemos mencionado, el  $A_2^-$  parece tener una componente difractiva muy importante como indica la determinación del exponente  $n$  recogiendo datos entre 4 y 100 GeV/c de momento incidente de la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ ,  $A_2^- + \rho\pi$ . ( $n = 0.40 \pm 0.03$ ) Por otra parte, en el modo de desintegración  $A_2^- \rightarrow K^0 K^-$ , con un menor número de datos experimentales, con momentos entre 4 y 25 GeV/c se obtiene un exponente mayor ( $0.85 \pm 0.10$ ). Esta última determinación está basada esencialmente en 5 puntos experimentales, [9], uno de los cuales tiene un momento incidente igual al nuestro,  $p = 3.98$  GeV/c. Sin embargo en dicho experimento no se separan las contribuciones a la sección eficaz de los intercambios de paridad definida por lo que se ha tomado la sección eficaz total, ( $\sim 10 \mu b$ ) como si fuese debido exclusivamente a su componente de NPE. A alta energía esta aproximación está justificada, pero ya hemos visto en el apartado anterior que hay

una apreciable contribución debida a UPE. Para estimar la importancia de la producción difractiva solamente debemos considerar NPE y una sobreestimación de ésta puede variar considerablemente el exponente  $n$  que expresa la variación con el momento incidente.

Para calcular dicha componente hemos seguido dos métodos independientes y comprobado su compatibilidad. El primero de ellos se basa en el ajuste de la forma  $t'e^{-bt'}$  hecho a la sección eficaz diferencial. Integrando en la variable  $t'$  obtenemos la sección eficaz total  $\sigma^{NPE}$  de producción del  $A_2^-$  desintegrándose en  $K_s^0 K^-$  y con la masa efectiva  $K_s^0 K^-$  en el intervalo  $1.18 < m_{K_s^0 K^-} < 1.45$  GeV. Para comparar con datos a otras energías debemos corregir este valor por dos factores:  $f_1 = 2$  tiene en cuenta la fracción de  $K_0$  que se desintegra en  $2\pi (K_s^0)$ . El 2º,  $f_2$  corrige el corte efectuado en la masa. Estimamos su valor como el cociente entre la integral de la distribución de Breit-Wigner del  $A_2^-$  entre  $m_0 - 3\Gamma_0$  y  $m_0 + 3\Gamma_0$  y su integral en el intervalo de masa definido anteriormente, resultando  $f_2 = 1.21$ . Corregida de esta forma, la sección eficaz es  $\sigma^{NPE} = 7.0 \pm 1.0$   $\mu\text{b}$ .

Para la segunda determinación ajustamos la distribución angular de desintegración del  $A_2^-$  en el único intervalo de  $t$ ,  $t < 1.5$  GeV<sup>2</sup> para determinar un valor medio de la matriz densidad y en particular el elemento  $\rho^+$  por el método seguido en el cálculo de su dependencia con  $t$ . Un ajuste al espectro de masas proporciona la fracción de  $A_2^-$  y la pendiente del polinomio de fondo. Conocida la dependencia en masa podemos analizar la distribución angular con los elementos de  $\rho$  como parámetros.

De la fracción de resonancia y teniendo en cuenta los factores de corrección obtenemos una estimación de la sección eficaz de producción del  $A_2^-$ :

$$\sigma_T = 13.2 \pm 1.8 \mu\text{b}$$

El ajuste a distribución angular da un valor para  $\rho^+ = 0.58 \pm 0.07$ .

De esta forma obtenemos  $\sigma^{NPE} = \rho^+ \cdot \sigma_T = 7.7 \pm 1.3$   $\mu\text{b}$  valor

compatible con el calculado por el primer método.

Para estudiar la dependencia con la energía de  $\sigma^{\text{NPE}}$  hemos añadido a la primera estimación de esta cantidad con nuestros datos,  $\sigma^{\text{NPE}} = 7.0 \pm 1.0 \text{ } \mu\text{b}$  los puntos correspondientes a 9.8, 18.8, 22.4 y 24. GeV/c de momento del  $\pi^-$  incidente, (ref. [9] y [10]). Hemos ajustado los cinco puntos con una expresión de la forma:  $\sigma^{\text{NPE}} = A p^{-n}$ , con A y n como parámetros. El ajuste da para estos  $A = 17. \pm 3$  y  $n = 0.58 \pm 0.08$  con un  $\chi^2$  de  $\chi^2/\text{NDF} = 6.5/3$ .

#### E) Conclusiones

En nuestro estudio de la producción del mesón  $A_2^-$  en la reacción  $\pi^- p + K^0 K^- p$  a 3.95 GeV/c de momento del haz hemos determinado las secciones eficaces diferencial y total. Esta última es  $\sigma_T = 13.2 \pm 1.8 \text{ } \mu\text{b}$ . Del análisis a la distribución angular de desintegración observamos que el  $A_2$  se produce fundamentalmente en estados con tercera componente de espín  $|m| = 0$  y 1 en el sistema de referencia de helicidad en el canal t. El estado con  $m = 0$ , producido mediante UPE es importante no solo alrededor de la dirección hacia adelante, como sucede a mayores energías, sino que contribuye apreciablemente a la producción del  $A_2^-$  en todo el rango de transferencias de momento investigada ( $t < 0.9 \text{ GeV}^2$ ). Los estados con  $|m| = 1$  se producen casi exclusivamente mediante NPE, representando la fracción de la sección eficaz debida a este tipo de intercambio aproximadamente un 55% del total ( $\sigma^{\text{NPE}} = 7.0 \pm 1.0 \text{ } \mu\text{b}$ ).

Un ajuste del tipo  $p_{\text{in}}^{-n}$  a las componentes de NPE de las secciones eficaces de producción del  $A_2^-$  incluyendo nuestra estimación con  $p_{\text{in}} = 4.0 \text{ GeV/c}$  y puntos de experimentos anteriores con  $p_{\text{in}} = 9.8, 18.8, 22.5$  y  $24 \text{ GeV/c}$  da para el exponente un valor  $n = 0.58 \pm 0.08$ . Este resultado podría resolver la discrepancia observada entre los modos  $K^0 K^-$  y  $(\rho\pi)^-$  de desintegración del  $A_2^-$  favoreciendo la lenta variación con la energía observada estudiando la desintegración del  $A_2^-$  en  $\rho\pi$ , y confirmando por consiguiente la importante componente difractiva en la producción del  $A_2^-$  a alta energía.

Referencias del Capítulo 5

- /5.1/ J.J. Kokkedee: "The quark model". W.A. Benjamin inc. Publishers (1969)
- /5.2/ Review of Particle Properties, Rev. Mod. Phys. 52 n°2 (1980)
- /5.3/ M. A. Aguilar-Benítez, J.A. Rubio y F.J. Yndurain "Hadronic Resonances" Informe GIFT 4/75 Vol. II
- /5.4/ B. R. Martín, D. Morgan y G. Shaw. "Pion-pion interactions in Particle Physics". Academic Press (1976)
- /5.5/ Y. M. Antipov et al. Nucl. Phys. B63 (1973), pag. 141, 153 y 183
- /5.6/ G. Ascoli et al. 16<sup>th</sup>. Interna. Conference on High Energy Physics
- /5.7/ C. Daum et al. Phys. Lett 89B (1980), 276  
C. Daum et al. CERN-EP/80-219 preprint (Dic. 1980)
- /5.8/ D. R. Morrison et al. Phys. Lett. 165 (1968), 1699
- /5.9/ V. Chabaud et al. Nucl. Phys. B (1978), 349
- /5.10/ M. Margulies et al. Phys. Rev. D14 (1976), 667
- /5.11/ A. Irving y Warden. " Regge Phenomenology". Phys. Rep. C34, (1977), 117
- /5.12/ G. Cohen-Tannoudji et al. Ann. of Phys. 46, (1968), 239
- /5.13/ A.D. Martín et al. Nucl. Phys. B84 (1975), 83
- /5.14/ M. Aguilar-Benítez et al. Phys. Rev. D6 (1972), 11
- /5.15/ A.D. Martín et al. Nucl. Phys. B140 (1978), 158

Descripción de tablas del Capítulo 5

- Tabla 5.I Resultados del análisis al diagrama de Dalitz de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K^- p$ .
- 5.II Secciones eficaces totales de las resonancias  $A_2^-$ ,  $\Lambda(1520)$  y  $\Lambda(1820)$  observadas en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_s^0 K^- p$ , obtenidas en el análisis al diagrama de Dalitz y en los ajustes a los espectros de masa. Dichas secciones eficaces están corregidas por el modo de desintegración  $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  no observado.
- 5.III Resultados de los ajustes a los espectros de masa para las resonancias  $A_2^-$ ,  $\Lambda(1520)$  y  $\Lambda(1820)$ .
- 5.IV Fracciones, número de sucesos resonantes y sección eficaz diferencial de  $A_2^-$  en varios intervalos de la variable  $t$  en el rango  $0.05 < |t| < 0.95$   $\text{Gev}^2$ .
- 5.V Elementos  $\rho_{00}$ ,  $\rho_+ = (\rho_{11} + \rho_{1-1})$  y  $\rho_- = (\rho_{11} - \rho_{1-1})$  de la matriz densidad de polarización del  $A_2^-$  y contribución de los intercambios asociados a dichos elementos a la sección eficaz diferencial.
- 5.VI Elementos observables de la matriz densidad de polarización en función de la variable  $|t|$ .
- 5.VII Momento del pión incidente y sección eficaz de producción de  $A_2^-$  debida a intercambios de paridad natural obtenidos en los estudios de la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ ,  $A_2^- \rightarrow K_s^0 K^-$  utilizados en nuestro trabajo.

Tabla 5.I

	$\alpha$	$m(\text{GeV})$	$\Gamma(\text{GeV})$	$\rho$
$A_2^-$	$0.29 \pm 0.03$	$1.320 \pm 0.010$	$0.120 \pm 0.030$	$\rho_{11} = 0.15 \pm 0.03$ $\rho_{22} = 0.33 \pm 0.04$
$\Lambda(1520)$	$0.16 \pm 0.02$	$1.521 \pm 0.005$	$0.017 \pm 0.008$	$\rho_{1/2 \ 1/2} = 0.04 \pm 0.03$
$\Lambda(1820)$	$0.11 \pm 0.02$	$1.816 \pm 0.010$	$0.100 \pm 0.035$	—
Exp. fases	$0.43 \pm 0.03$	—	—	—
	$m_{pK^0}$	$m_{pK^-}$		$m_{K^0K^-}$
$\chi^2/\text{NDF}$	27/36	48/37		31/37

Tabla 5.II

Secciones eficaces ( $\mu\text{b}$ )	Diagrama de Dalitz	Espectros de masa
$A_2^-$	$14.0 \pm 1.2$	$13.2 \pm 1.8$
$\Lambda(1520)$	$3.9 \pm 0.5$	$3.5 \pm 0.7$
$\Lambda(1820)$	$2.7 \pm 0.4$	$2.9 \pm 0.7$

Tabla 5.III

	$m(\text{GeV})$	$\Gamma(\text{GeV})$	$n_R$	$\chi^2/\text{NDF}$
$A_2$	$1.315 \pm 0.015$	$0.120 \pm 0.028$	$354 \pm 42$	14/10
$\Lambda(1520)$	$1.520 \pm 0.005$	$0.013 \pm 0.018$	$229 \pm 41$	32/24
$\Lambda(1820)$	$1.835 \pm 0.014$	$0.118 \pm 0.050$	$193 \pm 41$	20/24

Tabla 5.IV

$ \tau  \text{ GeV}^2$	$\alpha_{A_2^-}$	$n_T$	$n_{A_2^-}$	$\bar{w}$	$n_{A_2^-}^W$	$\Delta\sigma/\Delta t \text{ (}\mu\text{b)}$
0.05 - 0.15	0.44 $+0.18$ $-0.19$	85	$37.4 \pm 16.6$	1.07	$40.0 \pm 17.8$	$5.7 \pm 2.6$
0.15 - 0.25	$0.54 \pm 0.14$	132	$71.3 \pm 19.5$	1.07	$76.3 \pm 20.9$	$10.9 \pm 3.1$
0.25 - 0.35	0.74 $+0.15$ $-0.16$	101	$74.7 \pm 17.8$	1.06	$79.2 \pm 18.9$	$11.3 \pm 2.8$
0.35 - 0.45	0.65 $+0.19$ $-0.20$	76	$49.4 \pm 16.2$	1.08	$53.4 \pm 17.5$	$7.6 \pm 2.6$
0.45 - 0.65	0.64 $+0.14$ $-0.15$	115	$73.6 \pm 18.6$	1.08	$79.5 \pm 20.1$	$5.7 \pm 1.5$
0.65 - 0.95	$0.26 \pm 0.23$	62	$16.2 \pm 14.4$	1.05	$16.9 \pm 15.1$	$0.8 \pm 0.7$

Tabla 5.V

$ t (\text{GeV}^2)$	$\rho_{00}$	$\rho_+$	$\rho_-$	$\rho_+ \frac{d\sigma}{dt}$	$\rho_- \frac{d\sigma}{dt}$	$\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt}$
0.05 - 0.15	$0.57 \pm 0.16$	$0.15 \pm 0.10$	$0.15 \pm 0.10$	$0.9 \pm 0.9$	$0.9 \pm 0.7$	$3.3 \pm 1.7$
0.15 - 0.25	$0.14 \pm 0.07$	$0.75 \pm 0.08$	$0.03 \pm 0.06$	$8.2 \pm 2.5$	$0.3 \pm 0.7$	$1.5 \pm 0.9$
0.25 - 0.35	$0.16 \pm 0.06$	$0.77 \pm 0.08$	$0.10 \pm 0.07$	$8.7 \pm 2.3$	$1.1 \pm 0.8$	$1.8 \pm 0.8$
0.35 - 0.45	$0.27 \pm 0.20$	$0.69 \pm 0.10$	$0.07 \pm 0.06$	$5.2 \pm 1.9$	$0.5 \pm 0.5$	$2.1 \pm 1.7$
0.45 - 0.65	$0.37 \pm 0.10$	$0.52 \pm 0.09$	$0.10 \pm 0.05$	$3.0 \pm 0.9$	$0.6 \pm 0.3$	$2.1 \pm 0.8$
0.65 - 0.95	$0.47 \pm 0.17$	$0.37 \pm 0.10$	$0.08 \pm 0.05$	$0.3 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.6$	$0.1 \pm 0.4$

Tabla 5.VI

$t(\text{GeV}^2)$	0.05 - 0.15	0.15 - 0.25	0.25 - 0.35	0.35 - 0.45	0.45 - 0.65	0.65 - 0.95
$\rho_{00}$	$0.57 \pm 0.16$	$0.14 \pm 0.07$	$0.16 \pm 0.06$	$0.27 \pm 0.20$	$0.37 \pm 0.10$	$0.47 \pm 0.17$
$\rho_{11}$	$0.16 \pm 0.08$	$0.39 \pm 0.05$	$0.44 \pm 0.05$	$0.38 \pm 0.06$	$0.31 \pm 0.05$	$0.23 \pm 0.05$
$\rho_{1-1}$	$-0.01 \pm 0.08$	$0.36 \pm 0.05$	$0.34 \pm 0.05$	$0.31 \pm 0.06$	$0.21 \pm 0.05$	$0.15 \pm 0.05$
$\rho_{22}$	$0.06 \pm 0.11$	$0.04 \pm 0.06$	$-0.02 \pm 0.06$	$-0.02 \pm 0.12$	$0.01 \pm 0.07$	$0.04 \pm 0.20$
$\rho_{2-2}$	$-0.06 \pm 0.08$	$0.00 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.08$	$0.00 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.07$	$-0.02 \pm 0.10$
$\text{Re } \rho_{10}$	$-0.18 \pm 0.13$	$-0.04 \pm 0.10$	$0.01 \pm 0.06$	$0.01 \pm 0.06$	$-0.08 \pm 0.06$	$-0.14 \pm 0.09$
$\rho_{20}$	$-0.01 \pm 0.06$	$0.01 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.06$	$0.03 \pm 0.05$	$0.02 \pm 0.10$	$0.06 \pm 0.15$
$\text{Re } \rho_{21}$	$-0.10 \pm 0.16$	$-0.07 \pm 0.12$	$-0.03 \pm 0.10$	$-0.01 \pm 0.14$	$-0.08 \pm 0.11$	$-0.05 \pm 0.16$
$\text{Re } \rho_{2-1}$	$-0.10 \pm 0.16$	$0.02 \pm 0.12$	$0.06 \pm 0.12$	$0.00 \pm 0.06$	$0.05 \pm 0.13$	$0.07 \pm 0.12$

Tabla 5.VII

$p_{in}$ (GeV/c)	3.95	9.80	18.80	22.40	23.9
$\sigma_{NPE}$ ( $\mu\text{b}$ )	$7.02 \pm 1.00$	$5.7 \pm 0.47$	$3.32 \pm 0.15$	$2.6 \pm 0.4$	$2.5 \pm 0.4$

Descripción de figuras del capítulo 5.

- Figura 5.1 Diagrama de Dalitz de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K p$ . Se representa  $m_{pK^-}^2$  frente a  $m_{K^0 K^-}^2$ .
- 5.2 Espectros de masa: a)  $m_{pK^0}$ , b)  $m_{pK^-}$  y c)  $m_{K^0 K^-}$ . Las curvas continuas muestran las proyecciones sobre dichos espectros del ajuste al diagrama de Dalitz.
- 5.3 Espectros de masa en las regiones de las resonancias: a)  $\Lambda(1520)$ , b)  $\Lambda(1820)$  y c)  $A_2^-$ . El resultado de los ajustes se muestra en línea continua. La contribución del fondo se muestra en línea de trazos.
- 5.4 Diagrama de Chew-Low para la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ : masa efectiva  $m_{K^0 K^-}$  frente a  $-t_{\pi^- A_2^-}$
- 5.5 a) Sección eficaz diferencial de la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$   
b) Contribución de los intercambios de paridad natural a dicha sección eficaz diferencial.
- 5.6 Elementos de la matriz densidad de polarización a)  $\rho_{00}$ , b)  $\rho^+$  y c)  $\rho^-$  en función de  $t$ .
- 5.7 Distribución de  $\cos\theta$  en el sistema de helicidad en el canal  $t$  para varios intervalos de la variable  $t$ . Se incluyen los resultados del análisis a la distribución angular.
- 5.8 Distribución de  $\phi$  en el sistema de helicidad en el canal  $t$  para varios intervalos de la variable  $t$  incluyendo los resultados del análisis a la distribución angular.
- 5.9 Sección eficaz total de producción de  $A_2^-$  debida a intercambio de paridad natural. Los puntos experimentales son los utilizados en nuestro estudio. La curva continua muestra el resultado del ajuste.

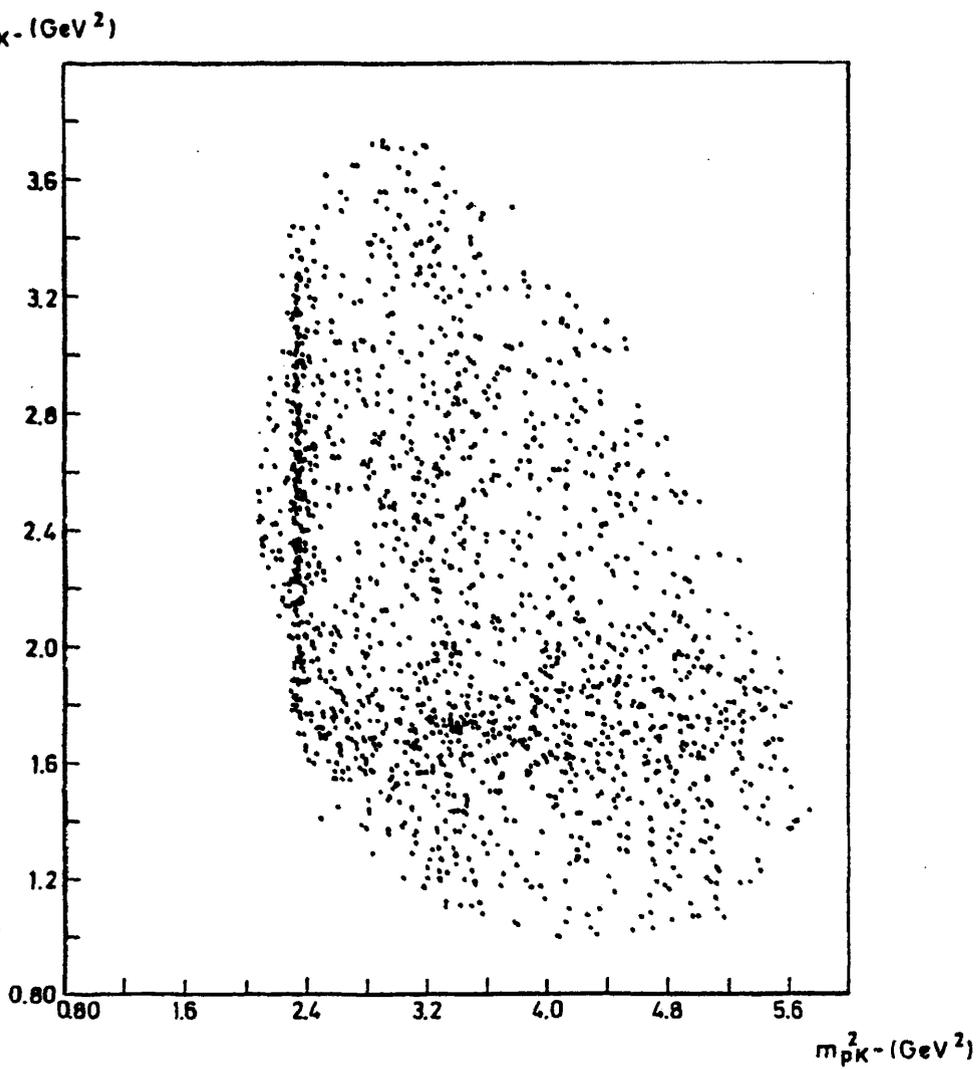


FIG. 5 - 1

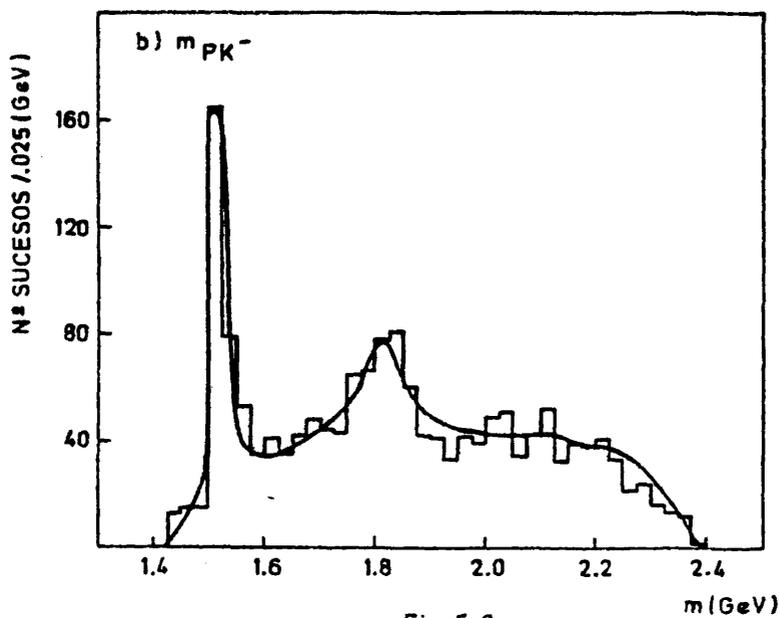
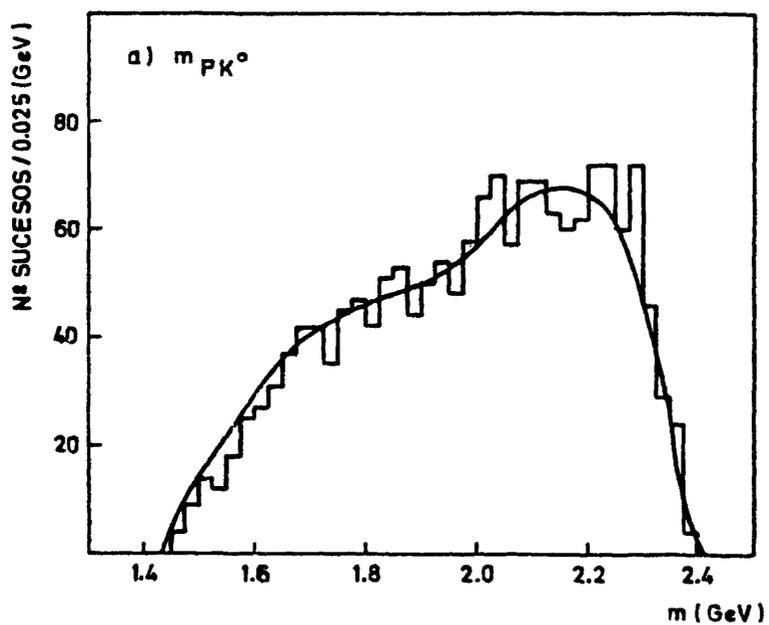


Fig. 5.2

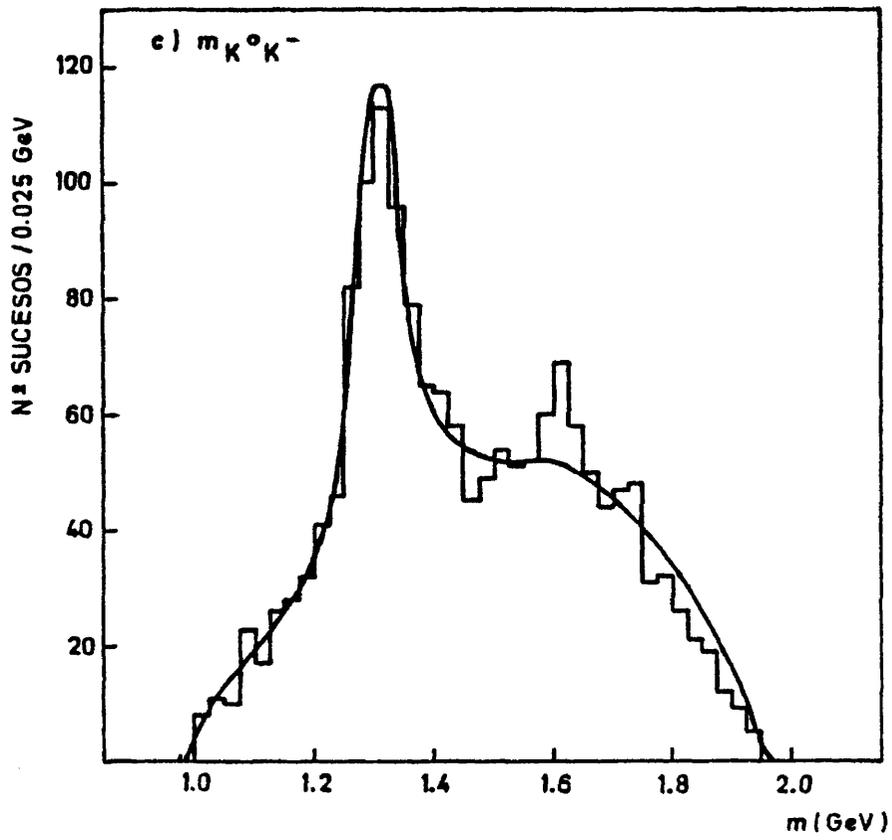


Fig. 5.2

154

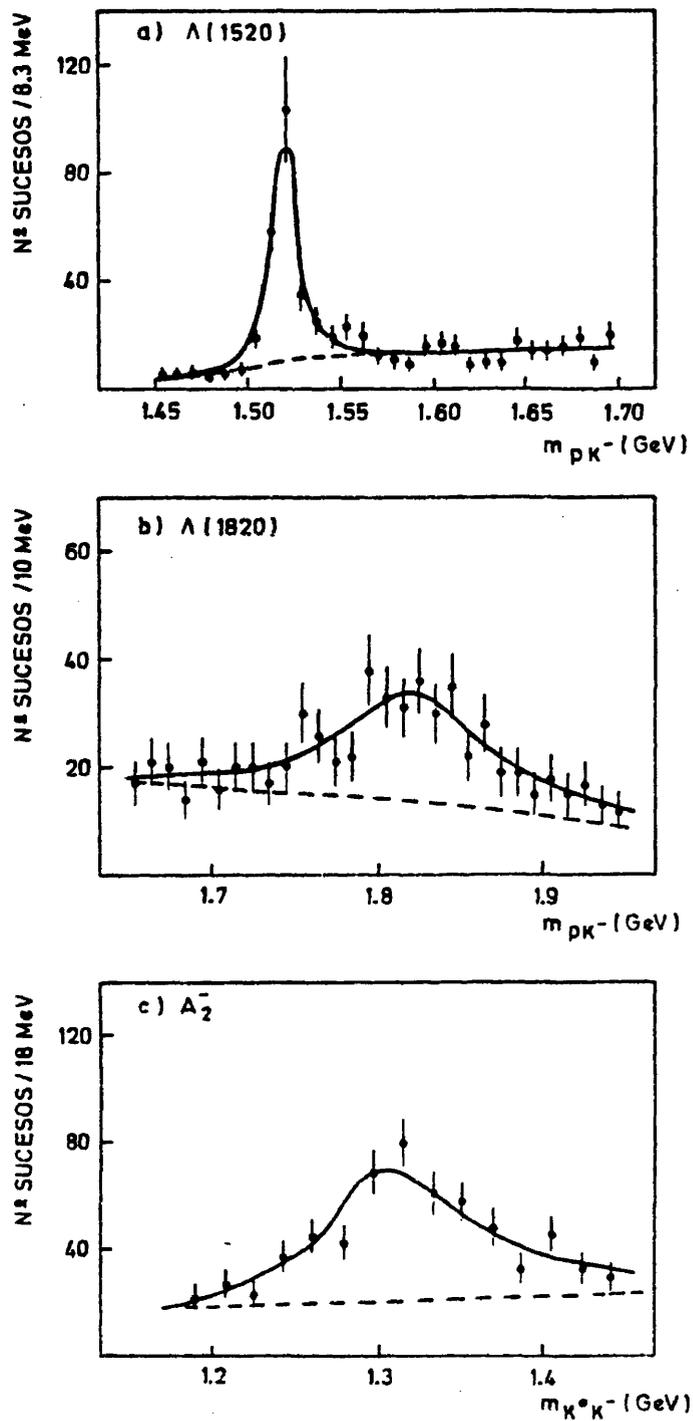


Fig. 5.3

155

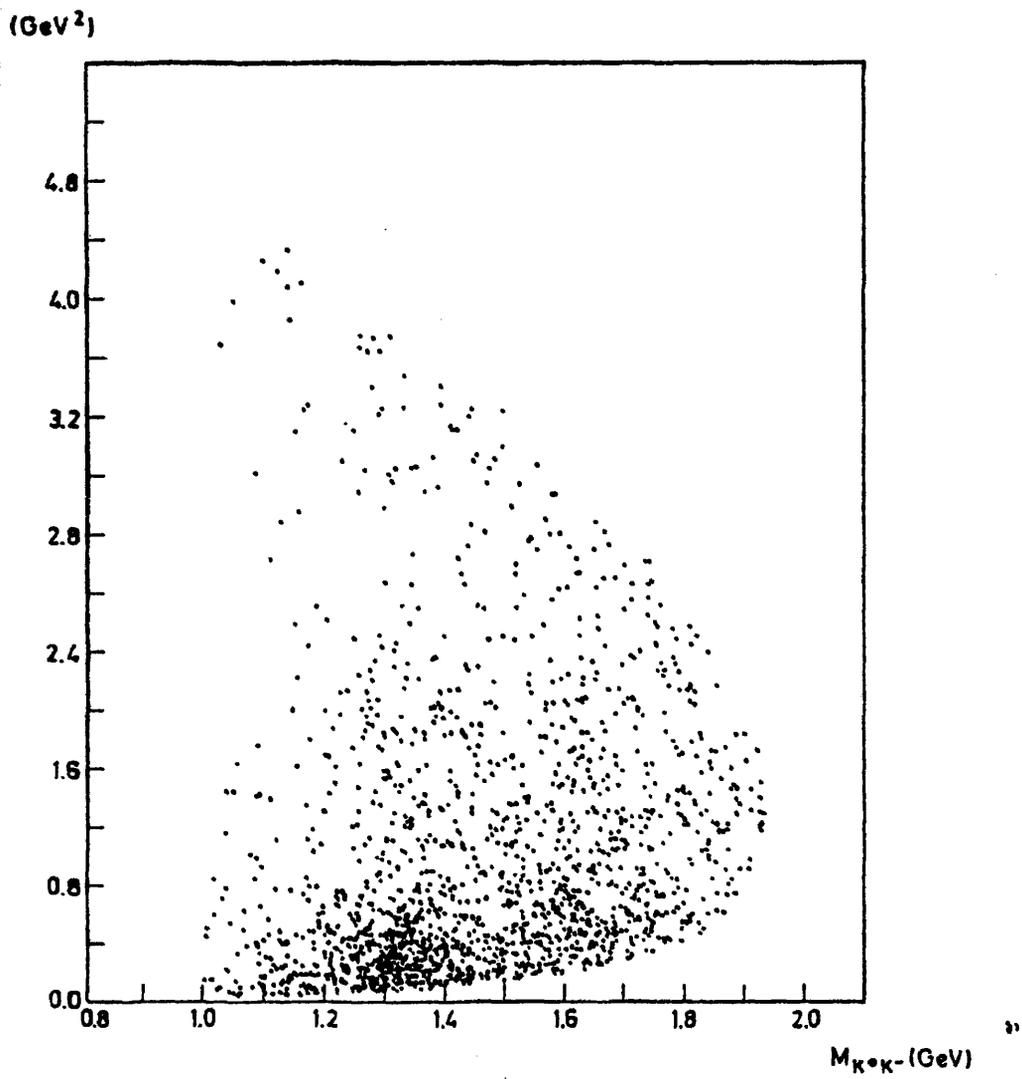


FIG. 5 - 4

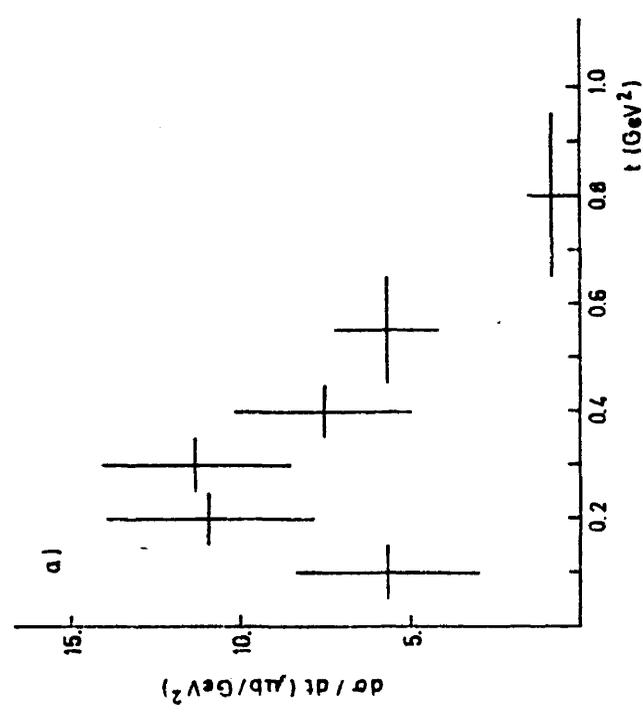
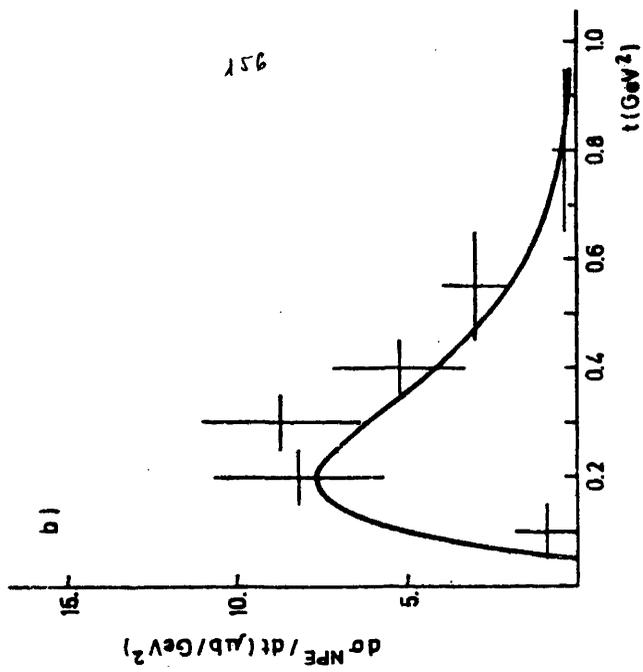


FIG. 5 - 5

157

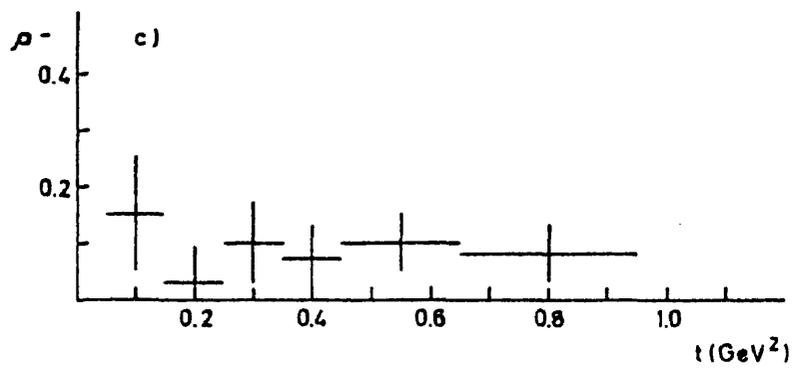
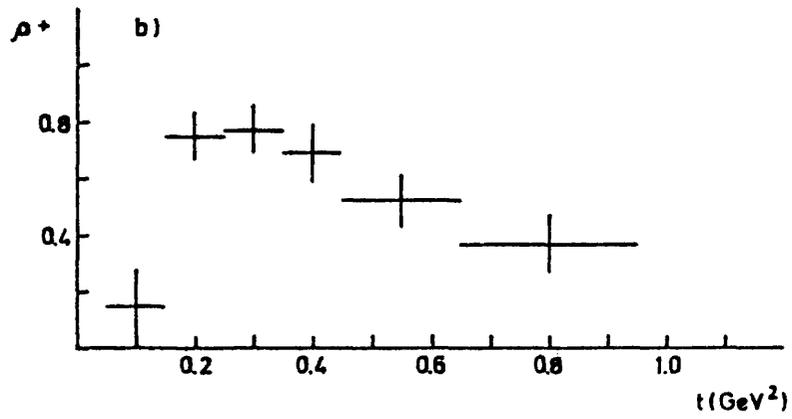
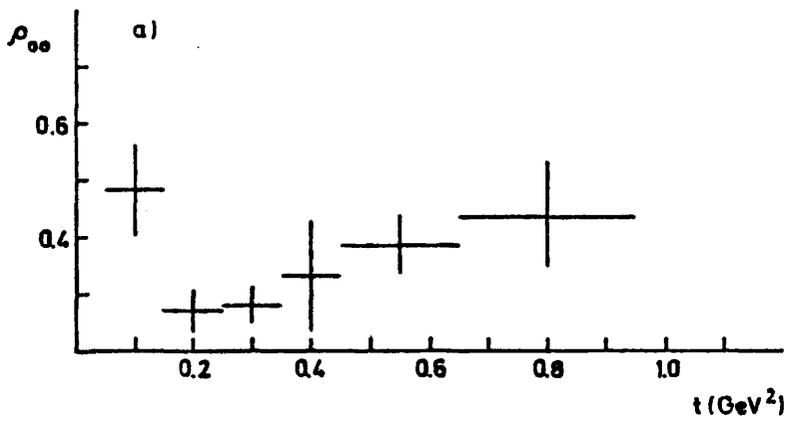


FIG. 5-6

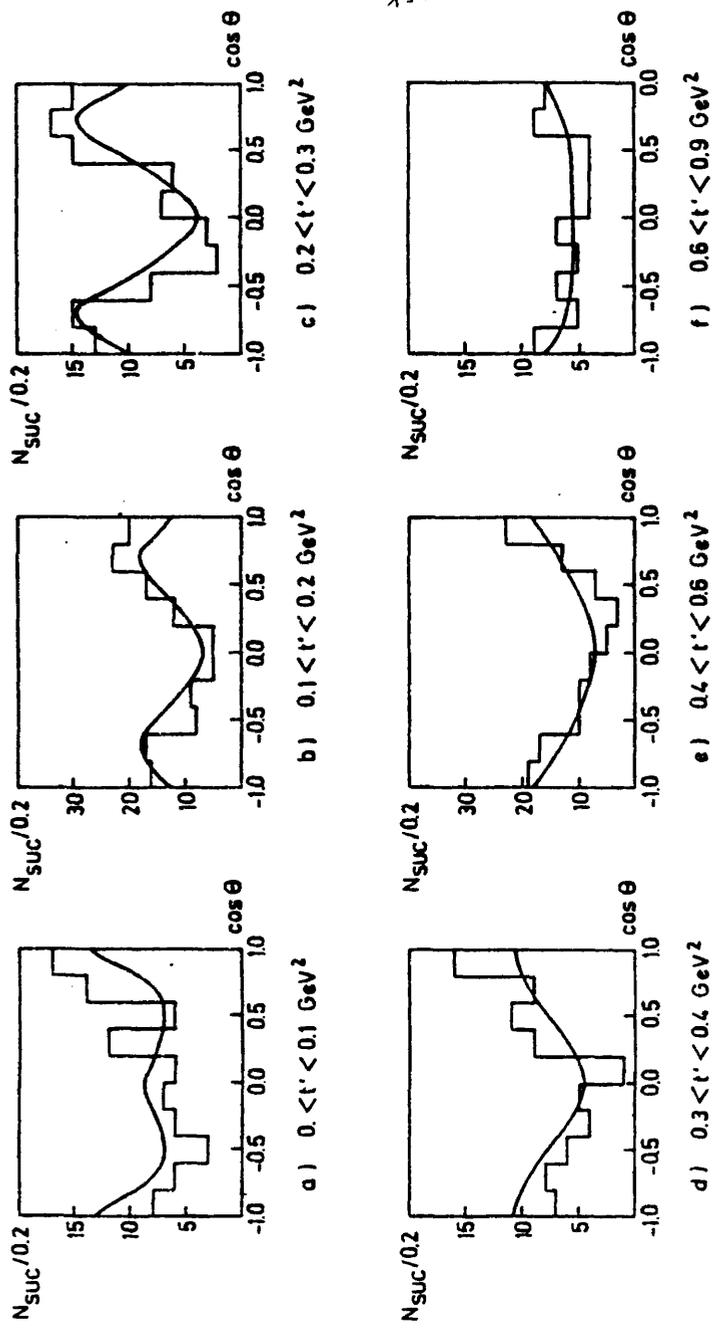


FIG. 5-7

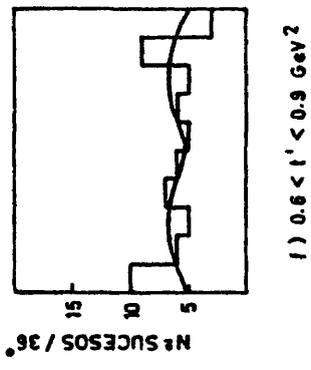
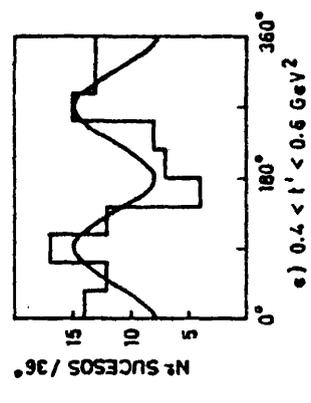
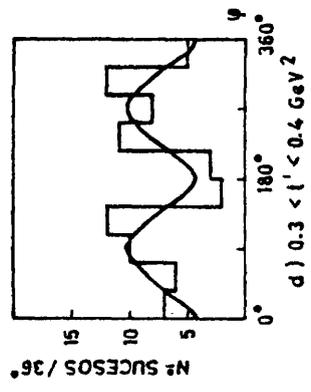
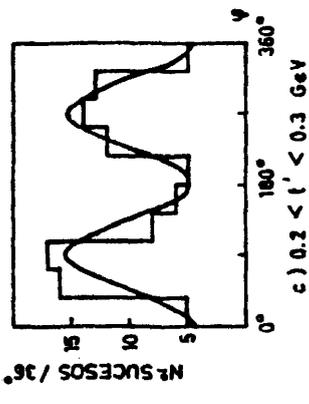
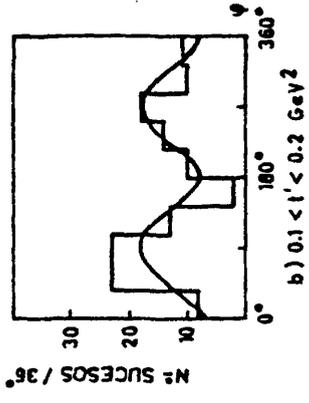
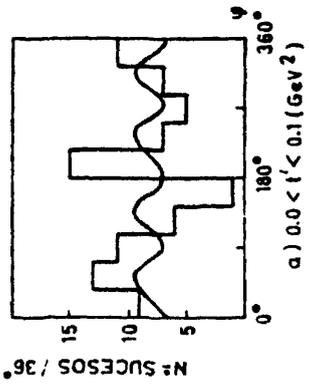


Fig. 5. 8

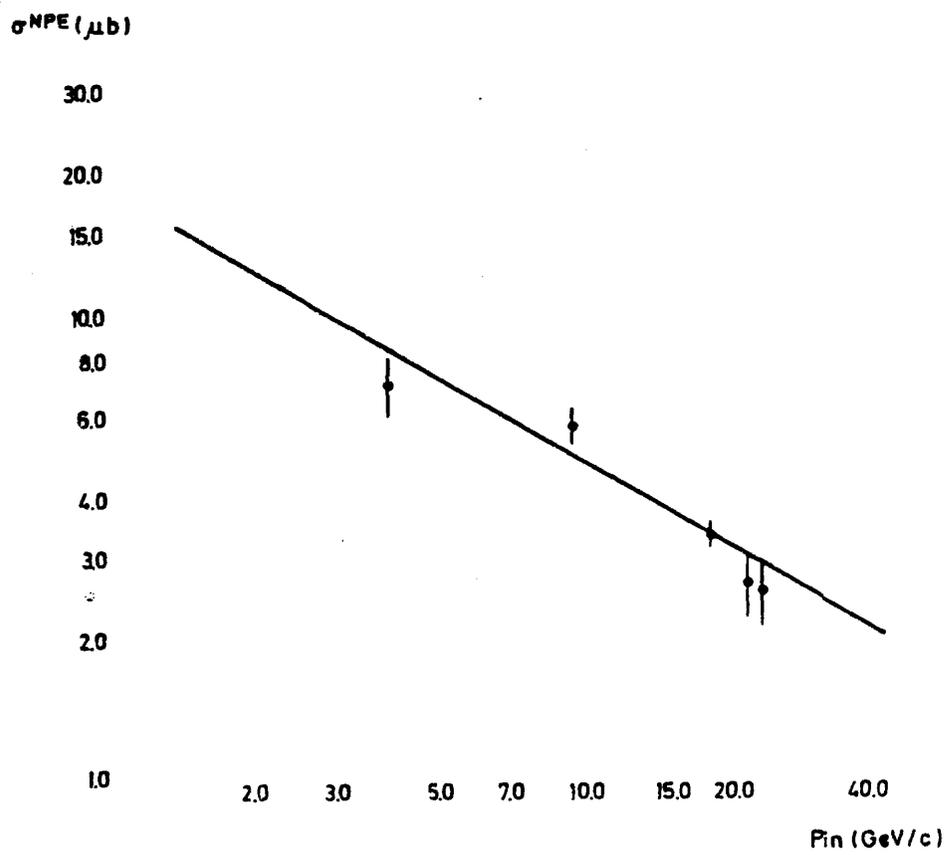


FIG. 5-9

CAPITULO 6

Estudio de la producción de  $\Lambda(1520)$

A) Introducción

El  $\Lambda(1520)$  es una resonancia que se observa con gran nitidez en el estado final  $K^0 K^- p$  como un pico estrecho sobre un fondo muy pequeño en la distribución de masa efectiva  $K^- p$ , (ver figura 5.34). En el estudio de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$  hemos estimado su masa y anchura mediante los ajustes al diagrama de Dalitz y al espectro de masas  $K^- p$  obteniendo valores compatibles entre sí y con el promedio recopilado en la ref. /1/. También hemos verificado en capítulos anteriores que nuestros datos satisfacen la relación que la conservación del isospin predice entre los modos de desintegración de  $K_S^0 n$  y  $K^- p$  del  $\Lambda(1520)$ , prueba que tiende a confirmar la consistencia de los análisis de producción de resonancias en las reacciones  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  y  $\pi^- p \rightarrow K^- K_S^0 p$ .

En este capítulo proseguimos el estudio del  $\Lambda(1520)$  mediante un análisis de la reacción a cuasi dos cuerpos  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$ , en el que empleamos dos muestras diferentes: a) Una primera que corresponde al canal exclusivo  $K^0 K^- p$  que ya ha sido discutida en capítulos anteriores. b) Una segunda en la que se reúnen todos aquellos sucesos con al menos un  $K_S^0$  medido en el estado final, muestra que ha sido preparada para el estudio inclusivo de dicho mesón, /2/, /3/.

En el primer caso estudiaremos la sección eficaz de producción en función de  $t'$  y determinaremos la matriz densidad de polarización de  $\Lambda(1520)$  a través de la distribución angular de su desintegración en  $K^- p$ . Las ventajas de este canal para dicho estudio frente a otros posibles canales exclusivos con desintegración del  $\Lambda(1520)$  en dos cuerpos, como  $\pi^+ \pi^-$ , residen por una parte en el hecho, expuesto anteriormente, de que dicho canal apenas presenta ambigüedades con otros canales y por otra en la buena relación señal-fondo. Por el

contrario la limitada estadística disponible en esta reacción, ( $\sim 230$  sucesos  $\Lambda(1520)$ ), disminuye la resolución con la que podremos analizar la producción de dicha resonancia en función de  $t$ .

En el segundo caso la extensión estadística de la muestra es mayor, lo cual permite un estudio más detallado de la producción en función de  $t$ , aunque no tenemos información sobre la desintegración del sistema bariónico, por lo que no podemos analizar en esta muestra la matriz densidad de polarización.

El estudio de la producción de  $\Lambda(1520)$  con la sensibilidad estadística y a la energía de nuestro experimento tiene interés para examinar la validez de algunos modelos aplicables al tipo de reacción considerando:  $\pi^- p \rightarrow KY$ , en donde  $Y$  representa cualquier hiperón,  $\Lambda$  ó  $\Sigma$ .

En la reacción que estudiamos:



la configuración de espín-paridad de los mesones que intervienen ( $J^P = 0^-$ ) limita a estados de paridad natural los posibles intercambios que contribuyen a dicha reacción. Así pues está excluido el intercambio de  $K(J^P = 0^-)$  y solamente son posibles intercambios de  $K^*$  y  $K^{**}$  ( $J^P = 1^-$  y  $2^+$  respectivamente), etc. La hipótesis de degeneración de intercambio /4/ junto con invariancia de isospin relaciona las secciones eficaces de las dos reacciones siguientes:  $\pi^- p + K^0 \Lambda^*$  y  $K^- p + \pi^0 \Lambda^*$  en la forma  $\sigma_{\pi^- p + K^0 \Lambda^*} = 2 (\sigma_{K^- p + \pi^0 \Lambda^*})$ , /5/.

Esta relación no se verifica comparando las secciones eficaces de  $K^- p + \pi^0 \Lambda(1520)$  a 4.2 GeV/c. /6/ y  $\pi^- p + K^0 \Lambda(1520)$  a 4.5 GeV/c /7/. En nuestro experimento tenemos una sensibilidad estadística tres veces superior a la de este último lo que nos permite examinar la relación anterior para la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$ .

La determinación de la matriz densidad de polarización proporciona una descripción más completa sobre la producción de la resonancia estudiada. Al no ser posible el intercambio de mesones pseudoescalares, (paridad no natural), es posible suponer que el intercambio de  $K^*$  (890) sea el predominante. En este caso podemos comparar la matriz densidad obtenida en nuestro análisis con las predicciones del modelo de Stodolsky-Sakurai, /9/, el cual describe reacciones con producción de bariones de espines 1/2, 3/2 y 5/2 mediante intercambio de un mesón vectorial.

#### B) Sección eficaz diferencial

Para la determinación de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt'$  hemos utilizado además del canal exclusivo  $K^0 K^- p$ , la muestra inclusiva de  $K_S^0$ , teniendo así mayor extensión estadística para estudiar la variación de la producción de  $\Lambda(1520)$  con la variable  $t'$ . Esta muestra, cuyas características se estudian con mayor detalle en las referencias /2/ y /3/, está formada por todos aquellos sucesos que tras el proceso de medida e identificación tienen al menos un  $K_S^0$  en estado final. Cuando un suceso tiene dos  $K_S^0$  está tomado dos veces, con la información referente a cada uno de los Kaones en registros diferentes de la DST de esta muestra. Cada registro contiene, además de algunas características generales del suceso, los trimomentos del  $\pi^-$  incidente y del  $K^0$  saliente. Por las leyes de conservación de energía-momento queda fijado el cuadrímomento del sistema que se produce junto al  $K^0$  y por lo tanto también su masa efectiva.

El número de sucesos de esta muestra dentro del volumen fiducial definido para calcular los pesos debidos a pérdidas por visibilidad de  $K_S^0$ , (capítulo II), es de 40774. Con dicha muestra es posible estudiar la reacción inclusiva  $\pi^- p + K_S^0 X$ , siendo X el sistema bariónico que acompaña al  $K_S^0$ . La producción de  $\Lambda(1520)$  se manifiesta como un pico resonante en la distribución de masa efectiva del sistema X centrado en la masa de dicha resonancia, ( $m_X \sim 1.520$  GeV). En la figura 6.1 presentamos esta distribución

en la región de masas  $1.3 < m_X < 1.8$  GeV donde podemos apreciar claramente un pico en la zona del  $\Lambda(1520)$  sobre un fondo bastante importante.

El método seguido para determinar la sección eficaz de producción es análogo al descrito anteriormente en el estudio del  $A_2^-$ . Ajustamos el espectro de masas con una distribución tipo Breit-Wigner para la resonancia y una parametrización adecuada para el fondo. En la región de masas mencionada,  $1.3 < m_X < 1.8$  GeV, se observa además del pico correspondiente al  $\Lambda(1520)$  y de un fondo no resonante de crecimiento suave, otro pico centrado cerca de  $m_X = 1.4$  GeV que debido a la producción de dos resonancias próximas:  $\Sigma(1385)$  y  $\Lambda(1405)$ , no resueltas en dicho espectro. Sería posible simplificar el ajuste definiendo una región de masas que excluya dicho pico, ( $m_X > 1.47$  GeV, /6/) pero en este caso se hace menos fiable la separación entre resonancia y fondo en el intervalo de masas reducido. El motivo de ello es la pequeña anchura del  $\Lambda(1520)$ , ( $\sim 15$  MeV) comparable a la resolución experimental en la masa efectiva del sistema en el que observamos su producción. Ya hemos mencionado anteriormente (Cap. 4.III) como afecta esto a la distribución observada y la forma de describir dicho efecto. En los canales exclusivos podemos estimar para cada suceso la resolución en la masa efectiva de cualquier sistema de partículas como resultado del ajuste cinemático y ello nos da información precisa sobre la modificación de la distribución observada respecto de la teórica de tipo Breit-Wigner. En el caso de la muestra inclusiva carecemos de dicha información por lo que debemos incluir el efecto de la resolución de una forma menos completa. La solución adoptada ha sido considerar un error medio  $\Delta m_X$ , igual para todos los sucesos, como parámetro del ajuste. Por esta razón la significación estadística de la fracción de resonancia que resulta del ajuste es pequeña a no ser que definamos un intervalo de masas amplio fuera de la región resonante que permita mejorar la significación tanto de los parámetros del fondo como de la resonancia.

El intervalo elegido para el análisis en la masa  $m_\chi$  ha sido:  $1.3 < m_\chi < 1.6$  GeV. La parametrización incluye dos distribuciones tipo Breit-Wigner. La primera describe el pico centrado alrededor de 1.4 GeV y tiene la forma:

$$B(m) = \frac{(m_R \Gamma)^2}{(m^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2} \quad (6.2)$$

La segunda describe el  $\Lambda(1520)$  y tiene la forma

$$B^R(m) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(m-m')/2\Delta^2} B(m') dm' \quad (6.3)$$

siendo  $\Delta$  la resolución en la masa.

El fondo no resonante está descrito por un polinomio de 2º grado,  $P(m)$ .

El espectro de  $m_\chi$  se representa, en la región de masas indicada, por:

$$F(m) = \alpha_1 \frac{B^R(m)}{\int B^R(m)} + \alpha_2 \frac{B(m)}{\int B(m)} + \alpha_3 \frac{P(m)}{\int P(m)} \quad (6.4)$$

con la restricción  $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$ , de forma que la función  $F(m)$  está normalizada a la unidad

La extensión total de la muestra es de 3096 sucesos comprendidos en el intervalo de masas  $1.3 < m_\chi < 1.6$  GeV, que equivalen a 3412 sucesos pesados. En la fig. 6.2 presentamos el histograma de pesos de estos sucesos.

En un primer ajuste incluimos todos los sucesos de la muestra para estimar de manera global el número total de sucesos de la reacción  $\bar{p} + K_S^0 \rightarrow \Lambda(1520)$ . Los parámetros del ajuste son:

dos de las fracciones  $\alpha_i$  de la expresión(6.4), las masas y anchuras de las dos distribuciones Breit-Wigner incluidas en el ajuste, dos coeficientes del fondo polinómico y la cantidad  $\Delta$  de la expresión (6.3) que representa la resolución en la masa. La anchura observada depende de este último parámetro además de  $\Gamma_A$ , la anchura teórica de la distribución de B-W. Como consecuencia el ajuste puede preferir un mayor valor para uno de estos parámetros disminuyendo el otro sin variar apreciablemente la descripción de la distribución observada. Por este motivo hemos fijado la anchura  $\Gamma_A$  al valor dado en la ref /1/,  $\Gamma_A = 0.015$  GeV. Del ajuste resulta para el  $\Lambda(1520)$  una masa  $m_\Lambda = 1.523 \pm 0.002$  Ge y una fracción  $\alpha_\Lambda = 0.246 \pm 0.020$ . El número correspondiente de sucesos  $\Lambda(1520)$  es de  $839.3 \pm 56.6$ . El método de ajuste utilizado tanto aquí como en todos los realizados en la muestra inclusiva de  $K_S^0$  ha sido el  $\chi^2$ . En la figura 6.3 presentamos el espectro experimental de  $m_\chi$  junto con el espectro ajustado donde podemos ver que éste describe razonablemente los datos experimentales, especialmente en la zona del  $\Lambda(1520)$ . El  $\chi^2$  es 26.5/21. La masa  $m_\Lambda$  obtenida en el ajuste es compatible con las determinadas previamente en este trabajo. (Ver tablas 5.I y 5.III).

La determinación de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  está basada en ajustes del tipo que acabamos de describir realizados en varios intervalos de la variable  $t'$  cuya distribución, para el intervalo de masa  $1.3 < m_\chi < 1.6$  GeV, aparece en la figura (6.4b). El rango de  $t'$  analizado ha sido  $0 < t' < 3.2$  GeV. En estos ajustes la masa y anchura de la resonancia  $\Lambda(1520)$  se han mantenido fijos a los valores dados por la referencia /1/, ( $m_\Lambda = 1.520$  GeV y  $\Gamma_A = 0.015$  GeV). En la tabla 6.I presentamos las fracciones de  $\Lambda(1520)$  que resultan y el correspondiente número de sucesos resonantes. Asimismo hemos estimado la producción de resonancia en los hemisferios hacia adelante y hacia atrás del  $K_S^0$  respecto del  $\pi^-$  incidente. La separación entre ambos hemisferios se ha hecho observando la distribución en  $t'$ , fig. 6.4b. Puede verse que además del pico hacia adelante, ( $t' \approx 0$ .GeV) donde se concentra casi toda la producción del sistema

$\chi$ , existe una pequeña acumulación de sucesos cerca de  $t'_{\max}$  habiendo un amplio intervalo en  $t'$  muy poco poblado. Hemos tomado  $t' < 3.0 \text{ GeV}^2$  para el hemisferio hacia adelante y  $t' > 3.0 \text{ GeV}^2$  para el hemisferio hacia atrás. La cantidad de  $\Lambda(1520)$  que obtenemos en ambos casos se ha añadido a la tabla 6.I.

El estudio de la producción de esta resonancia en función de  $t'$  se ha completado con el canal exclusivo  $K^0 K^- p$ , estudiando la desintegración del  $\Lambda(1520)$  en  $K^- p$ . Un resultado preliminar se ha presentado en el capítulo 5, en donde el objetivo era simplemente describir dicho canal en términos de producción de resonancias. Aquí presentamos un estudio más detallado de dicha producción, con el fin de comparar los resultados obtenidos en la muestra inclusiva de  $K_S^0$  y que serán utilizados en el apartado siguiente, al analizar la distribución angular de desintegración.

La parametrización utilizada es la descrita en dicho capítulo con una distribución de Breit-Wigner de anchura dependiente de la masa para la resonancia y un polinomio de 3<sup>er</sup> grado para el fondo. El método de ajuste ha sido el de máxima verosimilitud. En la fig. 6.5 presentamos la distribución de sucesos ponderados en la masa efectiva  $m_{pK^-}$  junto con el resultado del ajuste en el intervalo de masa  $1.43 < m_{pK^-} < 1.7 \text{ GeV}$ . El número de sucesos  $\Lambda(1520)$  que se desintegran en  $pK^-$  es de  $233.3 \pm 16.5$ . La masa y anchura son respectivamente  $m_{\Lambda} = 1.520 \pm 0.001 \text{ GeV}$  y  $\Gamma_{\Lambda} = 0.015 \pm 0.003 \text{ GeV}$ . El  $\chi^2/\text{NDF}$  es 27/23. La fig. 6.6 muestra el diagrama doble  $m_{pK^-} - t$ . Observamos la neta separación entre la producción hacia adelante ( $t < 3.2 \text{ GeV}^2$ ) y hacia atrás ( $t > 3.2 \text{ GeV}^2$ ) cuando  $m \approx 1.52 \text{ GeV}$ . Hemos ajustado el espectro de  $m_{pK^-}$  en varios intervalos de  $t'$  para determinar la sección eficaz diferencial. Presentamos dichos intervalos y la cantidad del  $\Lambda(1520)$  obtenida en la tabla 6.II.

Para calcular la secciones eficaces seguimos el método expuesto en el cap. 3. Si el número de sucesos ponderados de una reacción observados en una región cinemática determinada es  $N_R$ , la sección eficaz correspondiente es:

$$\Delta\sigma_R = \frac{N_R}{S} \epsilon_T \quad (6.5)$$

siendo  $s$  la sensibilidad del experimento,  $s = 90.0 \pm 1.0$  sucesos/ $\mu\text{b}$ , y  $\epsilon_T$  un factor de corrección que tiene en cuenta las eficacias de escrutinio y procesado. Las secciones eficaces que presentamos son las de la reacción (6.1), en donde  $K^0$  indica el estado con extrañeza igual a 1 por lo que debemos corregir por un factor adicional:  $2/0.69$  que tiene en cuenta los modos de desintegración del  $K^0$  no observables en la cámara de burbujas, (ver sección 5. II del capítulo 5).

El factor  $\epsilon_T$  se ha tomado de la referencia /10/. Para el canal  $K^0 K^- p$ , cuya topología es 201 (dos trazas cargadas y un  $V^0$ ), es  $\epsilon_T = 1.08$ , para la muestra inclusiva de  $K_S^0$  se ha estimado calculando una eficacia promedio de todas las topologías con un  $V^0$ , siendo  $\epsilon_T = 1.09$  en este caso.

La sección eficaz total la calculamos mediante la expresión (6.5), siendo  $N_R$  el número total de sucesos  $\Lambda(1520)$  obtenidos en los ajustes y resulta ser:

$$\sigma_T (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)) = 30.0 \pm 3.9 \mu\text{b}$$

$$\sigma_T (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)) = 7.9 \pm 1.0 \mu\text{b}$$

└─  $pK^-$

Con estos valores la relación de desintegración  $\Lambda(1520) \rightarrow pK^- / \Lambda(1520) \rightarrow \text{todo}$  es  $r = 0.27 \pm 0.03$  que está en buen acuerdo con el valor que figura en la referencia /1/,  $r = 1/2 \cdot (0.46 \pm 0.01)$ , lo que muestra que las dos determinaciones de la sección eficaz total son consistentes.

Aproximamos la sección eficaz diferencial de la reacción (6.1) como  $\Delta\sigma^i / \Delta t^i$ , siendo  $\Delta\sigma^i$  la sección eficaz calculada según la expresión (6.5). Para comparar los resultados obtenidos con las dos muestras utilizadas hemos corregido los valores correspondientes al canal  $K^0 K^- p$  por la relación de desintegración mencionada, tomando dicho cociente de la Ref. /1/. Presentamos dichos resultados en la tabla 6.III y en la figura 6.7.

Las dos estimaciones de  $d\sigma/dt'$  son perfectamente compatibles entre sí salvo en la zona próxima a  $t' = 0.5 \text{ GeV}^2$  en donde la producción de  $\Lambda(1520)$  parece ser un poco menor según el ajuste hecho a la muestra inclusiva que la esperada por un comportamiento de tipo exponencial. En rasgos generales la sección eficaz diferencial encontrada presenta dicho comportamiento con una disminución a valores de  $t'$  pequeños siendo su forma, aunque no su magnitud, análoga a la encontrada en la reacción  $Kp + \pi^0 \Lambda(1520)$ , /6/, en la región de transferencia de momento  $t' < 3.0 \text{ GeV}^2$ , que también presentamos en la tabla 6.III.

Una diferencia notable, que comentaremos posteriormente entre las dos reacciones, se presenta en la producción de  $\Lambda(1520)$  en el hemisferio hacia atrás. Mientras en la reacción inducida por  $\pi^-$ , de acuerdo con nuestros datos, no existe apenas  $\Lambda(1520)$  en dicha región, en la reacción inducida por  $K^-$  la sección eficaz diferencial de producción, hacia atrás ( $t' \sim t'_{\text{max}}$ ), si bien inferior a sección eficaz hacia adelante, es del mismo orden de magnitud, ref. /6/.

C) Matriz densidad de polarización.

La determinación de la matriz densidad del  $\Lambda(1520)$  está basada en el método de análisis a la distribución angular de desintegración seguido en el estudio del  $A_2^-$  con las diferencias impuestas por los distintos espines de las dos resonancias. La distribución angular analizada ha sido la del protón proveniente de la desintegración  $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ .

Si llamamos  $\Omega = (\cos \theta, \phi)$  a la dirección de dicho protón en el sistema de referencia elegido, la sección eficaz  $d\sigma/dm d\Omega$  puede expresarse de acuerdo con la ec. (5.III.8):

$$\frac{d\sigma}{dm d\Omega} = \alpha_1 B(m) I(\Omega) + (1 - \alpha_1) \frac{1}{4\pi} P(m) \quad (6.6)$$

en donde  $m$  representa la masa efectiva del sistema  $pK^-$ . De la

misma forma que en el caso del  $A_2^-$  ajustamos la distribución experimental con la expresión anterior en los intervalos de la variable  $t'$ , definidos para determinar la sección eficaz diferencial de producción en el canal  $K^- K_S^0 p$ , siendo por lo tanto conocidos el parámetro  $\alpha_1$  y las funciones  $B(m)$  (distribución resonante), y  $P(m)$  (polinomio de fondo), en cada uno de esos intervalos.

En el caso de una desintegración con configuraciones de espín paridad  $3/2^- + 1/2^+ \rightarrow 0^-$  la distribución angular, que en general puede expresarse como, /11/:

$$I(\Omega) = \frac{2J+1}{2\pi} \sum_{\substack{m m' \\ \lambda_1 \lambda_2}} \rho_{m m'}^J D_{m \lambda}^{J*}(\Omega, 0) D_{m' \lambda}^J(\Omega, 0) g_{\lambda_1 \lambda_2}^J$$

se reduce en nuestro caso, ( $J = 3/2$ ) a

$$I(\Omega) = \frac{1}{4\pi} \left[ 3\rho_{3/2 \ 3/2} \sin^2 \phi + \rho_{1/2 \ 1/2} (1+3\cos^2 \phi) - \right. \tag{6.7a}$$

$$\left. - 4\sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{3/2 \ 1/2} \sin \theta \cos \theta \cos \phi - 2\sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{3/2-1/2} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right]$$

$$\text{siendo: } \rho_{3/2 \ 3/2} + \rho_{1/2 \ 1/2} = 1/2 \tag{6.7b}$$

Para obtener esta expresión hemos tenido en cuenta tanto las propiedades de simetría de la matriz  $\rho$  (ec.5.III.9) como las de  $g_{\lambda_1 \lambda_2}^J$ , módulo al cuadrado de la matriz de transición correspondiente a la configuración de espines  $J + \lambda_1 + \lambda_2$  (ver Ref. /11/).

$I(\Omega)$  esta normalizada de forma que  $\int I(\Omega) d\Omega = 1$ .

La matriz densidad es definida positiva, propiedad que nuestro caso impone la condición siguiente sobre los elementos observables de  $\rho$ , /10/:

$$(\operatorname{Re} \rho_{3/2 \ 1/2})^2 + (\operatorname{Re} \rho_{3/2-1/2})^2 \leq \rho_{3/2 \ 3/2} \rho_{1/2 \ 1/2} \quad (6.8)$$

considerada en el análisis.

Los sistemas de referencia definidos para ajustar la distribución angular mediante la ecuación (6.7), son todos ellos sistemas de helicidad en centro de masas del sistema  $pK^-$  con el eje de cuantificación (eje  $\underline{z}$ ) en el plano de producción. El eje  $\underline{y}$  es siempre perpendicular a dicho plano, y el eje  $\underline{x}$  queda definido por ser perpendicular a los anteriores. Así pues la elección del eje  $\underline{z}$  define el sistema de referencia empleado en el análisis. En nuestro estudio hemos utilizado los sistemas siguientes, /6/:

- a) Sistema de helicidad es canal s: el eje  $\underline{z}$  tiene la dirección del  $\Lambda(1520)$  en el centro de masas de la reacción.
- b) Sistema de helicidad en el canal t: el eje  $\underline{z}$  tiene la dirección del protón incidente en el centro de masas del sistema resonante.
- c) Sistema de Stodolsky-Sakurai: El eje  $\underline{z}$  tiene la dirección perpendicular a la del protón incidente en el centro de masas del sistema resonante.

En el primero de los tres sistemas la tercera componente de nuestro momento angular coincide con la helicidad de la resonancia. Por consiguiente la matriz densidad nos informa en este caso sobre la importancia relativa de los diferentes estados de helicidad con que se produce la resonancia.

En el sistema en canal t el eje de cuantificación tiene la dirección del trimomento intercambiado en la reacción. Como vimos en el estudio del  $A_2^-$  este hecho permite separar la contribución de intercambios con diferente espín-paridad a la producción resonante. En la reacción que estudiamos son posibles solamente intercambios de paridad natural. En efecto, al ser  $J^P = 0^-$  para los dos mesones que participan en la reacción, su momento orbital relativo,  $\underline{l}$  en el canal t, debe de coincidir con el momento

angular intercambiado mientras que la paridad intercambiada debe ser  $\pi = (-1) \cdot (-1) \cdot (-1)^1$ . Los intercambios posibles son entonces  $0^+, 1^-, 2^+, \dots$  es decir los de la serie natural de espín-paridad. En la Ref. /2/ se calculan las contribuciones de intercambio de paridad definida, (cuando la energía tiende a infinito), a la sección eficaz, para cualquier configuración de espines y paridades. Para la reacción que estudiamos solamente los intercambios de paridad natural dan una contribución diferente de 0. El intercambio de  $K$ , ( $J^P = 0^-$ ), por consiguiente está prohibido en esta reacción, siendo posibles las de  $K^*$  (890), ( $J^P = 1^-$ ) y  $K^*$  (1430), ( $J^P = 2^+$ ). Admitiendo que a la energía de nuestro experimento los modelos basados en el intercambio de una partícula pueden describir aceptablemente los datos experimentales, tiene interés comparar los resultados de nuestro análisis con las predicciones del modelo Stodolski-Sakurai, /9/, aplicable al intercambio de  $K^*$  (890). En este modelo se describe la producción de bariones mediante el intercambio de mesones vectoriales en analogía con procesos de electroproducción de piones donde se intercambia un solo fotón. Para este tipo de procesos es útil el tercer sistema de referencia definido anteriormente, ya que en él es más fácil separar amplitudes correspondientes a diferentes tipos de polarización transversal de la partícula intercambiada, (transiciones de tipo eléctrico o magnético). Si dicha partícula es un mesón vectorial son posibles además transiciones de tipo longitudinal.

En este modelo la distribución angular de desintegración de un barión  $d_{5/2}$ , caso del  $\Lambda(1520)$ , es, /13/:

$$\begin{aligned}
 I(\Omega) = & |E|^2 \left[ 1 + 3(\hat{q} \cdot \hat{e})^2 \right] + 9 |M|^2 \left[ 1 - (\hat{q} \cdot \hat{e})^2 \right] + \\
 & + 4 |L|^2 \left[ 1 + 3(\hat{q} \cdot \hat{R})^2 \right] + 3(M^*E + ME^*) \left[ (\hat{q} \cdot \hat{n})^2 - \hat{q} \cdot \hat{R} \right] - \\
 & - 6(\hat{q} \cdot \hat{K}) (\hat{q} \cdot \hat{e}) \left[ (E^*L + EL^*) + (M^*L + ML^*) \right] \quad (6.9)
 \end{aligned}$$

En la expresión anterior E, M y L indican respectivamente amplitudes correspondientes a transiciones E1 (tipo eléctrico), L1 (tipo longitudinal) y M2 (tipo magnético) que son las que pueden contribuir en este caso. Los otros símbolos indican vectores de módulo unidad que representan las direcciones siguientes en el sistema de centro de masas del sistema  $K^-p$ :

- $\hat{q}$ : protón de desintegración del  $\Lambda(1520)$ .
- $\hat{n}$ : perpendicular al plano de producción.
- $\hat{K}$ : trimomento transferido en la reacción.
- $\hat{e}$ : perpendicular a  $\hat{K}$  en el plano de producción.

En el sistema de Stodolsky-Sakurai la ecuación (6.9) puede expresarse como:

$$I(\Omega) = (|E|^2 + |L|^2) (1+3\cos^2\theta) + 9(|M|^2 + |L|^2) \sin^2\theta + 3[2|L|^2 - (M^*E + M^*E^*)] \sin^2\theta \cos 2\phi - 6[(E^*L + EL^*) + (M^*L + ML^*)] \cos\theta \sin\theta \cos\phi \quad (6.10)$$

de modo que, comparando con la expresión (6.7) podemos relacionar los elementos de la matriz densidad con amplitudes del modelo:

$$\frac{1}{4\pi} \rho_{1/2 \ 1/2}^{S-S} = |E|^2 + |L|^2$$

$$\frac{1}{4\pi} \rho_{3/2 \ 3/2}^{S-S} = 3|M|^2 + 3|L|^2 \quad (6.11)$$

$$\frac{1}{4\pi} \text{Re} \rho_{3/2-1/2}^{S-S} = \frac{\sqrt{3}}{2} (M^*E + ME^* - 2|L|^2)$$

$$\frac{1}{4\pi} \text{Re} \rho_{3/2 \ 1/2}^{S-S} = \frac{\sqrt{3}}{2} (E^*L + EL^* + M^*L + ML^*)$$

»

Hemos ajustado la distribución angular en los tres sistemas de referencia definidos anteriormente en los siguientes in-

tervalos de la variable  $t'$ :

$0 < t' < 0.2 \text{ GeV}^2$ ,  $0.2 < t' < 0.4 \text{ GeV}^2$ ,  $0.4 < t' < 0.8 \text{ GeV}^2$  y  $0.8 < t' < 3.2 \text{ GeV}^2$  por el método de máxima verosimilitud, siendo los parámetros del ajuste.  $\rho_{33}$ ,  $\text{Re } \rho_{31}$  y  $\text{Re } \rho_{3-1}$ . En las tablas 6.IV, 6.V y 6.VI presentamos los resultados del análisis en los tres sistemas de referencia junto con  $\chi^2$  del ajuste en las distribuciones de  $m_{pK^-}$ ,  $\cos \theta$  y  $\phi$  así como el  $\chi^2$  conjunto a  $\cos \theta$  y  $\phi$ . En las figuras 6.7 a 6.10 se muestran las distribuciones angulares mencionadas junto con el resultado del ajuste. En la figura (6.11) mostramos las distribución angular conjunta,  $\cos \phi$  tanto experimental como teórica, en varios intervalos de estos ángulos, con su contribución parcial al  $\chi^2$ . Finalmente, los elementos  $\rho_{3/2 \ 3/2}$ ,  $\rho_{1/2 \ 1/2}$ ,  $\text{Re } \rho_{3/2 \ 1/2}$  y  $\text{Re } \rho_{3/2-1/2}$  aparecen en la figura (6.12) en función de  $t'$  en el sistema de *Stad-Sax*.

#### D) Discusión de resultados y conclusiones

La determinación de la sección eficaz  $d\sigma/dt'$  y de la parte observable de la matriz densidad  $\rho$  del  $\Lambda(1520)$  en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$  proporcionan algunas indicaciones sobre el mecanismo de producción de dicha resonancia a la energía de nuestro experimento. La sección eficaz diferencial presenta un comportamiento compatible con un decrecimiento exponencial con  $t'$  habiendo una disminución para valores de  $t'$  muy pequeños ( $t'=0$ ). (Ver fig. 6.7). Esta forma de  $d\sigma/dt'$  es análoga a la encontrada en la reacción  $K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda(1520)$ , [6] a la cual pueden contribuir los mismos intercambios en el canal  $t$ ,  $K^*(890)$  y  $K^{**}(1430)$ . Las secciones eficaces de estas dos reacciones pueden relacionarse admitiendo la hipótesis de degeneración de intercambio entre las trayectorias de  $K^*$  y  $K^{**}$ , [4]. Llamando  $K_{\Lambda}^*$  y  $K_{\Lambda}^{**}$  a las contribuciones de dichos intercambios, las amplitudes de las dos reacciones se expresan en la forma:  $T^{\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda} =$

$$\sqrt{2} (K_{\Lambda}^{**} + K_{\Lambda}^*) \text{ y } T^{K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda} = K_{\Lambda}^{**} - K_{\Lambda}^*, \quad [14].$$

La degeneración implica que las fases entre las dos trayectorias difieren en  $90^\circ$ , [5]. En consecuencia las secciones eficaces están relacionadas por:

$$\frac{d\sigma}{dt'} (\pi^- p + K^0 \Lambda(1520)) = 2 \frac{d\sigma}{dt'} (K^- p + \pi^0 \Lambda(1520))$$

Los resultados presentados en la Tab. 6.IV confirman que esta relación no se verifica. Comparando las secciones eficaces integradas hasta  $t' < 0.8 \text{ GeV}^2$  en el trabajo de la referencia /6/, (interacción  $K^- p$  a 4.2 GeV/c), con los de un experimento de  $\pi^- p$  a 4.5 GeV/c, /7/, ya que se había encontrado que la relación anterior no se verifica. En general hay evidencia contra la validez de la degeneración de intercambio entre las trayectorias de  $K^+$  y  $K^-$  en varios conjuntos de reacciones:  $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$  y  $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ ,  $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$  y  $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$  además de  $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$  (1385) y  $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$  (1385), /15/. Otra característica de nuestros datos es la casi ausencia de producción de  $\Lambda(1520)$  en el hemisferio hacia atrás,  $\sigma(t' > 3 \text{ GeV}^2) = 1.2 \pm 0.7 \text{ } \mu\text{b}$ . La relación entre las secciones eficaces en los dos hemisferios es en nuestros datos  $\frac{\sigma(t' > 3 \text{ GeV}^2)}{\sigma(t' < 3 \text{ GeV}^2)} = 0.04$  a diferencia de la reacción inducida por  $K^-$  en que dicho cociente es aproximadamente 0.67. Este hecho puede ser debido a que los intercambios posibles en el canal u son distintos en reacciones tipo  $\pi N \rightarrow K \Lambda$  y en las de tipo  $K N \rightarrow \pi \Lambda$ . Mientras en el primer caso se intercambian extrañeza en el canal u, en el segundo no hay dicho intercambio. En el estudio de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$  en nuestro mismo experimento, /14/ la sección eficaz en el hemisferio hacia atrás es  $\sigma_B = 1.6 \pm 0.3 \text{ } \mu\text{b}$  frente a una sección eficaz total  $\sigma_T = 64.4 \pm 2.8 \text{ } \mu\text{b}$ ., indicando que tampoco en este caso hay prácticamente producción de  $\Lambda(1520)$  hacia atrás.

Como resultado del análisis a la distribución angular de desintegración del  $\Lambda(1520)$  (tablas 6.IV, 6.V y 6.VI) y Fig. 8 a 11 encontramos que esta resonancia se produce con helicidad 3/2 casi exclusivamente ya que en el sistema de helicidad en canal S el elemento  $\rho_{3/2 \ 3/2}$  se aproxima mucho a su máximo valor

$(\rho_{3/2\ 3/2}^{\max} = 1/2)$  habiendo poca variación con la variable  $t'$  de dicho elemento matriz. La interpretación de los resultados utilizando el modelo de Stodolsky-Sakurai indican que predomina la contribución de la transición M2 a la producción de  $\Lambda(1520)$ . En efecto, vemos que no hay contribución L1, de acuerdo con las ecuaciones (6.11) por ser positivo  $\text{Re } \rho_{3/2-1/2}^{\text{SS}}$ . En este caso los elementos diagonales  $\rho_{1/2\ 1/2}^{\text{S-S}}$  y  $\rho_{3/2\ 3/2}^{\text{S-S}}$  están asociados respectivamente a las transiciones E1 y M2 del modelo, pudiéndose observar que salvo a pequeños valores de  $t'$ , ( $t' < 0.2 \text{ GeV}^2$ ), en que ambos elementos de matriz son importantes,  $\rho_{3/2\ 3/2}^{\text{S-S}}$  tiene muy poca variación con  $t'$  manteniendo un valor próximo a 0.45. Este resultado es consistente con el obtenido en el análisis de la reacción  $K^-p + K^0\Lambda(1520)$  a 4.2 GeV/c, /6/, que también favorece claramente una transición M2.

Referencias del Capítulo 6

- /1/ Review of Particle properties. Rev. Mod. Phys. 52 n°2 (1980)
- /2/ B. Adeva et al. "Inclusive strange particle production in  $\pi^-p$  interactions at 4 Gev." (En preparación)
- /3/ B. Adeva. Tesis doctoral. (En preparación)
- /4/ V.D. Barger y D. B. Cline. "Phenomenological theories of High Energy scattering". W.A. Benjamin (1969)
- /5/ K. W. Lai y J. Lo<sup>u</sup>ie. NPB 19 (1970), 205
- /6/ S.J.M. Barlag, et al. Nucl. Phys. B149 (1979)220
- /7/ D. J. Crenell, et al. Phys. Rev. D6 (1972) 1220
- /8/ G. Alexander. Phys. Rev. Lett. 17 (1966), 412
- /9/ L. Stodolsky y J.J. Sakurai. Phys. Rev. Lett. 11 (1963), 90
- /10/ J. Salicio. Tesis doctoral Univ. Autónoma de Madrid. (1980).
- /11/ S.U. Chung. "Spin formalisms". CERN Report 71-8 (1971)
- /12/ J. Ader et al. Nuovo Cim. 54 (1968), 954
- /13/ L. Stodolsky. Phys. Rev. 134 (1964), B1099
- /14/ P.F. Loverre et al. Zeit. Phys. C 6 (1980), 187
- /15/ A.C. Irving y R. P. Warden. "Regge Phenomenology". Phys. Rep. 34 (1977), 117

Descripción de Tablas del Capítulo 6

- 6.I Fracción y número de sucesos resonantes  $\Lambda(1520)$  en varios intervalos de  $t'$  junto con el  $\chi^2$  de los ajustes a la muestra inclusiva de  $K_S^0$ .
- 6.II Fracción y número de sucesos resonantes  $\Lambda(1520)$  en varios intervalos de  $t'$  junto con el  $\chi^2$  de los ajustes a la muestra  $K^0 K^- p$ .
- 6.III Sección eficaz diferencial de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 \Lambda(1520)$  en las dos muestras estudiadas. Como comparación se incluye la sección eficaz diferencial obtenida en la ref. /6.6/.
- 6.IV Matriz densidad de polarización del  $\Lambda(1520)$  en el sistema de helicidad con el canal S.
- 6.V Matriz densidad de polarización del  $\Lambda(1520)$  en el sistema de helicidad con el canal t.
- 6.VI Matriz densidad de polarización del  $\Lambda(1520)$  en el sistema de Stodolsky-Sakurai.
- 6.VII Comparación entre las distribuciones angulares  $\cos\theta - \phi$  experimental y teórica en el sistema de Stodolsky-Sakurai.
  - a)  $0.0 < t' < 0.2 \text{ GeV}^2$
  - b)  $0.2 < t' < 0.4 \text{ GeV}^2$
  - c)  $0.4 < t' < 0.8 \text{ GeV}^2$
  - d)  $0.8 < t' < 3.2 \text{ GeV}^2$

En cada entrada aparecen el número de sucesos experimental y teórico y el  $\chi^2$  correspondiente.

$t'$ (GeV <sup>2</sup> )	$N^T$ (ponderados)	$\alpha_{\Lambda}(1520)$	$N_{\Lambda}(1520)$	$\chi^2/NDF$
0.0-0.1	631.2	$0.21^{+0.04}$	$131.9^{+27.1}$	16/11
0.1-0.2	521.7	$0.31^{+0.03}$	$162.3^{+17.3}$	10/12
0.2-0.3	362.9	$0.35^{+0.04}$	$125.9^{+17.7}$	16/11
0.3-0.4	283.1	$0.33^{+0.05}$	$92.6^{+14.0}$	6/10
0.4-0.6	392.9	$0.18^{+0.05}$	$71.9^{+17.9}$	19/11
0.6-0.8	257.6	$0.30^{+0.07}$	$77.8^{+19.5}$	6/10
0.8-1.2	301.9	$0.24^{+0.06}$	$73.4^{+19.8}$	16.5/11
1.2-2.0	258.1	$0.39^{+0.05}$	$100.4^{+14.9}$	11/10
2.0-3.2	155.4	$0.24^{+0.11}$	$36.7^{+17.5}$	6/10
$t' < 3.0$	3143.7	$0.26^{+0.02}$	$820.5^{+70.8}$	13/12
$t' > 3.0$	268.2	$0.13^{+0.07}$	$34.3^{+18.4}$	7/11

Tabla 6.I

$t'$ (GeV <sup>2</sup> )	$N^T$ (ponderados)	$\alpha_{\Lambda}(1520)$	$N_{\Lambda}(1520)$	$\chi^2/NDF$
0.0-0.2	90.8	$0.73^{+0.08}$	$66.6^{+10.0}$	17/6
0.2-0.4	77.1	$0.58^{+0.09}$	$44.7^{+9.1}$	13/6
0.4-0.8	82.5	$0.67^{+0.09}$	$54.9^{+9.4}$	8.5/4
0.8-1.6	55.9	$0.63^{+0.10}$	$35.0^{+7.3}$	12/5
1.6-3.2	35.2	$0.44^{+0.14}$	$15.5^{+8.6}$	3/1
$t' < 3.0$	422.1	$0.53^{+0.03}$	$225.2^{+18.4}$	23/14
$t' > 3.0$	32.0	$0.16^{+0.11}$	$5.1^{+3.7}$	5/2

Tabla 6.II

$t'$ (GeV <sup>2</sup> )	$d\sigma/dt' (K^0 \Lambda 1520)$ (inclusivas) <sup>(1)</sup>	$t'$ (GeV <sup>2</sup> )	$d\sigma/dt' (K^0 \Lambda 1520)$ (K <sup>+</sup> p) <sup>(1)</sup>	$t'$ (GeV <sup>2</sup> )	$d\sigma/dt' (\pi \Lambda 1520)$ <sup>(1)</sup>
0.0-0.1	46.5 <sup>±</sup> 10.5	0.0-0.2	51.2 <sup>±</sup> 9.2	0.0-0.1	55.0 <sup>±</sup> 11 <sup>†</sup>
0.1-0.2	57.3 <sup>±</sup> 8.3			0.1-0.2	67.0-11 <sup>†</sup>
0.2-0.3	44.6 <sup>±</sup> 7.6	0.2-0.4	34.3 <sup>±</sup> 7.8	0.2-0.4	50.0- 5 <sup>†</sup>
0.3-0.4	32.8 <sup>±</sup> 6.1			0.4-0.6	33.0- 4 <sup>†</sup>
0.4-0.6	12.7 <sup>±</sup> 4.5	0.4-0.8	21.1 <sup>±</sup> 4.2	0.6-0.8	25.0- 4 <sup>†</sup>
0.6-0.8	13.7 <sup>±</sup> 3.8			0.8-1.0	12.2-3.0 <sup>†</sup>
0.8-1.2	6.4 <sup>±</sup> 1.9	0.8-1.6	6.7 <sup>±</sup> 1.6	1.0-1.2	13.9-2.4 <sup>†</sup>
1.2-2.0	4.5 <sup>±</sup> 1.0			1.2-1.6	10.3-1.4 <sup>†</sup>
2.0-3.2	1.0 <sup>±</sup> 0.6	1.6-3.2	1.5 <sup>±</sup> 0.8	1.6-2.0	7.5-1.5 <sup>†</sup>
$t' < 3.0$	28.9 <sup>±</sup> 3.8 <sup>(2)</sup>	$t' < 3.0$	34.3 <sup>±</sup> 4.4 <sup>(2)</sup>	2.0-2.6	3.6-0.9 <sup>†</sup>
$t' > 3.0$	1.2 <sup>±</sup> 0.7 <sup>(2)</sup>	$t' > 3.0$	0.9 <sup>±</sup> 0.4 <sup>(2)</sup>	2.6-3.2	4.2-0.9 <sup>†</sup>
				$\sigma$ (hacia adelante)	49.0-5 <sup>†</sup> (2)
				$\sigma$ (hacia atrás)	33.0-5 <sup>†</sup> (2)

(1)  $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$   
(2)  $\mu\text{b}$

Tabla 6.III

$t'(\text{GeV}^2)$	$N_{\text{suc}}$	Matriz Densidad	$\chi^2/\text{NDF}$
0.0-0.2	90.8	$\rho_{33} = 0.398^{+0.058}$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.183^{+0.066}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.053^{+0.062}$	$\chi_{\text{cos}\theta}^2 = 14/7$ $\chi_{\phi}^2 = 17/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 55/32$
0.2-0.4	77.1	$\rho_{33} = 0.490^{+0.050}$ $\text{Re}\rho_{31} = -0.055^{+0.072}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.042^{+0.068}$	$\chi_{\text{cos}\theta}^2 = 9/7$ $\chi_{\phi}^2 = 15.5/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 54/32$
0.4-0.8	82.5	$\rho_{33} = 0.487^{+0.046}$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.044^{+0.051}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.050^{+0.072}$	$\chi_{\text{cos}\theta}^2 = 8/7$ $\chi_{\phi}^2 = 8/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 34/32$
0.8-3.2	91.2	$\rho_{33} = 0.409^{+0.078}$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.063^{+0.080}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.182^{+0.062}$	$\chi_{\text{cos}\theta}^2 = 8/7$ $\chi_{\phi}^2 = 18/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 53/32$

Tabla 6. IV

$t'(\text{GeV}^2)$	$N_{\text{suc}}$	Matriz Densidad	$\chi^2/\text{NDF}$
0.0-0.2	98.8	$\rho_{33} = 0.328 \pm 0.065$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.036 \pm 0.058$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.104 \pm 0.069$	$\chi_{\cos\phi}^2 = 17/7$ $\chi_{\phi}^2 = 20/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 42/32$
0.2-0.4	77.1	$\rho_{33} = 0.070 \pm 0.063$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.004 \pm 0.078$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.170 \pm 0.075$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 2/7$ $\chi_{\phi}^2 = 11/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 25/32$
0.4-0.8	82.5	$\rho_{33} = 0.195 \pm 0.049$ $\text{Re}\rho_{31} = -0.002 \pm 0.054$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.202 \pm 0.052$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 8/7$ $\chi_{\phi}^2 = 14/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 42/32$
0.8-3.2	91.2	$\rho_{33} = 0.337 \pm 0.080$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.119 \pm 0.082$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.190 \pm 0.056$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 18/7$ $\chi_{\phi}^2 = 13/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 50/32$

Tabla 6.V.

$t' (\text{GeV}^2)$	$N_{\text{suc}}$	Matriz Densidad	$\chi^2/\text{NDF}$
0.0-0.2	90.8	$\rho_{33} = 0.265^{+0.082}$ $\text{Re}\rho_{31} = -0.123^{+0.062}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.125^{+0.079}$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 3/7$ $\chi_{\phi}^2 = 20/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 57/32$
0.2-0.4	77.1	$\rho_{33} = 0.464^{+0.058}$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.089^{+0.062}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = -0.079^{+0.060}$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 10/7$ $\chi_{\phi}^2 = 9/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 31/32$
0.4-0.8	82.5	$\rho_{33} = 0.472^{+0.053}$ $\text{Re}\rho_{31} = 0.091^{+0.056}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.023^{+0.043}$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 9/8$ $\chi_{\phi}^2 = 9/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 38/32$
0.8-3.2	91.2	$\rho_{33} = 0.413^{+0.075}$ $\text{Re}\rho_{31} = -0.014^{+0.062}$ $\text{Re}\rho_{3-1} = 0.187^{+0.072}$	$\chi_{\cos\theta}^2 = 10/7$ $\chi_{\phi}^2 = 24/8$ $\chi_{\Omega}^2 = 48/32$

Tabla 6.VI

$\varphi$ $\cos \theta$	-1,-.67	-.67,-.33	-.33-0,0	0,0,-.33	.33-.67	.67-1,0
300-360°	5,2 1,8 6,16	1,0 1,8 0,30	3,1 2,1 0,50	3,1 2,5 0,16	5,4 2,9 2,17	3,4 2,8 0,08
240-300°	0,0 2,6 2,63	0,0 3,0 2,99	1,7 3,2 0,71	6,7 3,1 3,86	2,2 3,0 0,20	2,0 2,6 0,13
180-240°	3,1 2,9 0,02	1,0 2,9 1,16	0,0 2,5 2,49	2,6 2,1 0,11	1,0 1,8 0,31	1,0 1,8 0,35
120-180°	3,1 2,9 0,01	1,0 2,9 1,18	1,0 2,5 0,87	0,0 2,1 2,07	0,0 1,8 1,76	3,1 1,8 0,88
60-120°	2,1 2,6 0,12	7,8 3,0 7,79	2,4 3,2 0,19	2,1 3,1 0,34	3,1 3,0 0,01	0,0 2,6 2,63
0-60°	2,0 1,8 0,03	6,2 1,8 11,1	3,9 2,1 1,60	2,0 2,5 0,08	5,3 2,9 2,08	3,1 2,9 0,02

Tabla 6.VII a)

$\varphi$ Caso	-1.--.67	-.67--.33	-.33-0.0	0.0-.33	.33-.67	.67-1.0
300-360°	0.0 1.9 1.85	1.0 2.6 0.98	1.2 2.9 0.94	3.2 2.7 0.11	2.1 2.1 0.00	0.0 1.3 1.33
240-300°	2.2 1.5 0.34	2.0 2.1 0.00	3.7 2.3 0.78	2.0 2.3 0.04	0.0 2.0 2.05	1.0 1.5 0.12
180-240°	2.0 1.3 0.39	1.0 2.1 0.54	1.0 2.7 1.00	6.4 2.9 4.37	4.8 2.6 1.84	0.0 1.9 1.85
120-180°	3.1 1.3 2.33	3.1 2.1 0.52	3.1 2.7 0.07	4.0 2.9 0.43	0.0 2.6 2.63	1.2 1.9 0.25
60-120°	1.0 1.5 0.14	2.0 2.1 0.00	3.1 2.3 0.22	1.0 2.3 0.75	3.1 2.0 0.50	1.0 1.5 0.13
0-60°	2.2 1.9 0.07	3.8 2.6 0.50	5.2 2.9 1.89	1.0 2.7 1.00	3.3 2.1 0.70	2.1 1.3 0.43

Tabla 6.VII b)

$\varphi$ Caso	-1.-.67	-.67-.33	-.33-0.0	0.0-.33	.33-.67	.67-1.0
300-360°	0.0 1.9 1.91 0.0	4.7 2.8 1.32 3.2	5.2 3.0 1.54 7.3	2.2 2.7 0.11 5.5	2.2 2.1 0.01 2.1	1.1 1.2 0.02 0.0
240-300°	1.6 1.57 3.2	2.5 0.25 3.2	2.9 6.57 1.1	2.9 2.35 3.1	2.5 0.04 2.1	1.6 1.57 1.1
180-240°	1.2 3.28 3.1	2.1 0.67 2.1	2.7 1.02 1.0	3.0 0.00 1.0	2.8 0.18 2.1	1.9 0.38 0.0
120-180°	1.2 3.02 3.1	2.1 0.00 1.1	2.7 1.06 4.1	3.0 1.28 2.8	2.8 0.16 2.1	1.9 1.91 3.2
60-120°	1.6 1.59 1.0	2.5 0.81 3.3	2.9 0.50 3.2	2.9 0.01 1.0	2.5 0.04 1.0	1.6 1.72 0.0
0-60°	1.9 0.41	2.8 0.08	3.0 0.01	2.7 1.06	2.1 0.51	1.2 1.20

Tabla 6.VII c)

$\varphi$	$\cos \varphi$	-1.---.67	-.67---.33	-.33-0.0	0.0-.33	.33-.67	.67-1.0
300-360°	3.1	3.5	2.1	2.2	2.1	1.0	1.0
	1.9	2.3	2.6	2.6	2.4	2.0	2.0
	0.74	0.60	0.08	0.05	0.03	0.45	0.45
240-300°	0.0	3.1	3.9	3.1	2.3	2.2	2.2
	2.3	3.1	3.6	3.6	3.2	2.3	2.3
	2.26	0.00	0.03	0.06	0.22	0.01	0.01
180-240°	5.3	1.1	1.1	2.2	0.0	0.0	0.0
	2.0	2.4	2.6	2.6	2.3	1.9	1.9
	5.37	0.76	0.90	0.06	2.32	1.90	1.90
120-180°	1.0	4.2	2.3	0.0	1.0	1.1	1.1
	2.0	2.4	2.6	2.6	2.3	1.9	1.9
	0.46	1.27	0.05	2.56	0.72	0.37	0.37
60-120°	1.1	2.4	2.2	7.5	5.5	1.1	1.1
	2.3	3.1	3.6	3.6	3.2	2.3	2.3
	0.63	0.20	0.55	4.21	1.74	0.65	0.65
0-60°	2.1	4.9	7.4	4.9	0.0	4.3	4.3
	1.9	2.3	2.6	2.6	2.4	2.0	2.0
	0.03	2.87	9.33	2.11	2.41	2.66	2.66

Tabla 6.VII d)

Descripción de figuras del Capítulo 6

- Figuras 6.1 Distribución de la masa efectiva  $m_x$  del sistema que retrocede al  $K^0$  en la muestra inclusiva.
- 6.2 Distribución de pesos en la muestra inclusiva
- 6.3 En línea continua se muestra el resultado del ajuste al espectro de  $m_x$  en la muestra inclusiva. En línea a trazos se muestra la contribución del fondo.
- 6.4 a) Distribución de la variable  $t$  en la muestra inclusiva.  
b) Distribución de la variable  $t'$  en la muestra inclusiva.
- 6.5 Ajuste al espectro de masas  $m_{pK^-}$  en la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$ . En línea continua resultado del ajuste; en línea a trazos fondo no resonante.
- 6.6 Diagrama de Chew-Low de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520), \Lambda(1520) \rightarrow p K^-$ :  $m_{pK^-}$  frente a  $t \pi^- K^0$
- 6.7 Sección eficaz diferencial de la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$ . Las líneas continuas corresponden al estudio de la muestra inclusiva; las líneas a trazos al de la muestra  $K^- K_s^0 p$
- 6.8 Distribuciones angulares teórica y experimental de desintegración del  $\Lambda(1520)$  para  $0.0 < t' < 0.2 \text{ Gev}^2$ .  
a) Sistema de helicidad en el canal S  
b) Sistema de helicidad en el canal t  
c) Sistema de Stodolsky-Sakurai.
- 6.9 Lo mismo que la figura 6.8 para  $0.2 < t' < 0.4 \text{ Gev}^2$ .
- 6.10 Lo mismo que la figura 6.8 para  $0.4 < t' < 0.8 \text{ Gev}^2$ .
- 6.11 Lo mismo que la figura 6.8 para  $0.8 < t' < 3.2 \text{ Gev}^2$ .

6.12 Elementos  $\rho_{3/2'3/2}$ ,  $\rho_{1/2 1/2}$ ,  $\text{Re}\rho_{3/2 1/2}$  y  $\text{Re}\rho_{3/2-1/2}$  de la matriz densidad en el sistema de Stodolsky-Sakurai en función de  $t'$

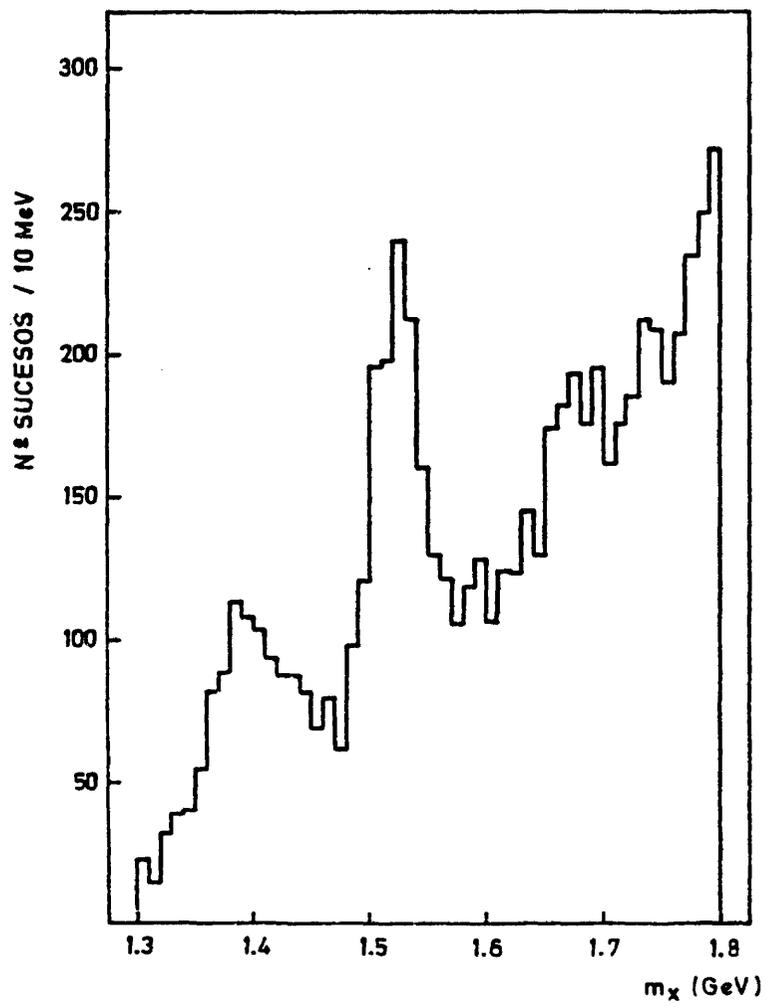


Fig. 6.1

191

SUC/0.01

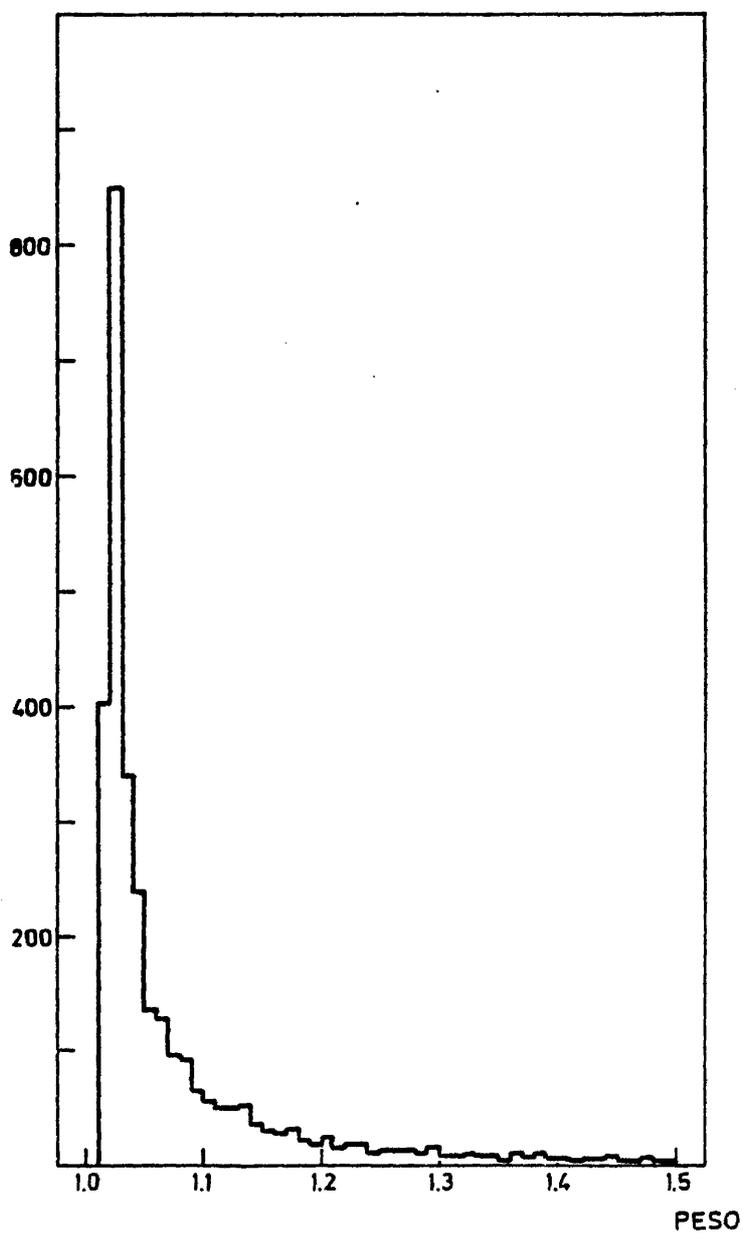


FIG. 6 - 2

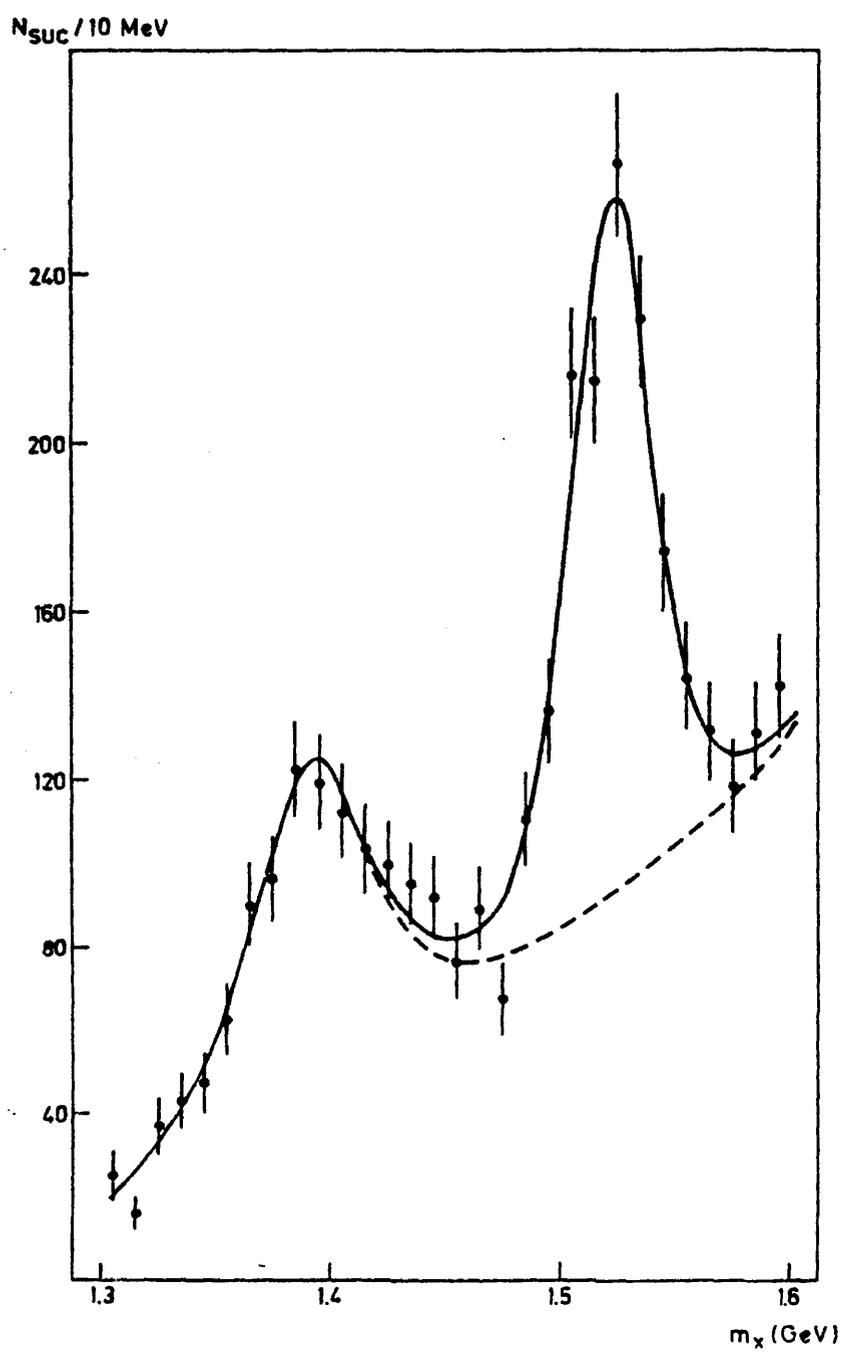
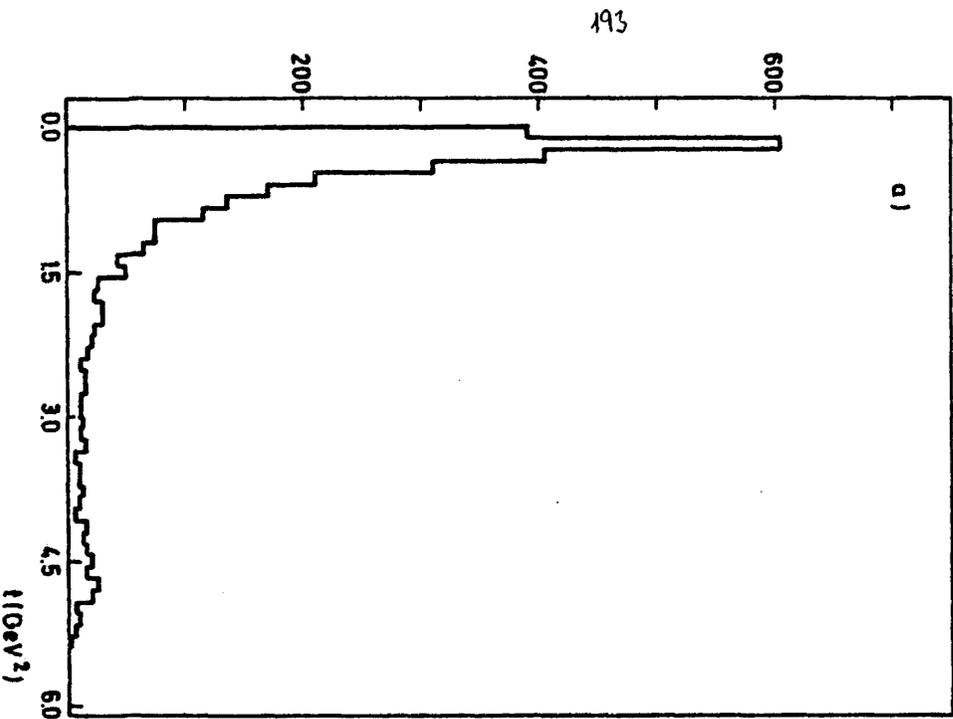
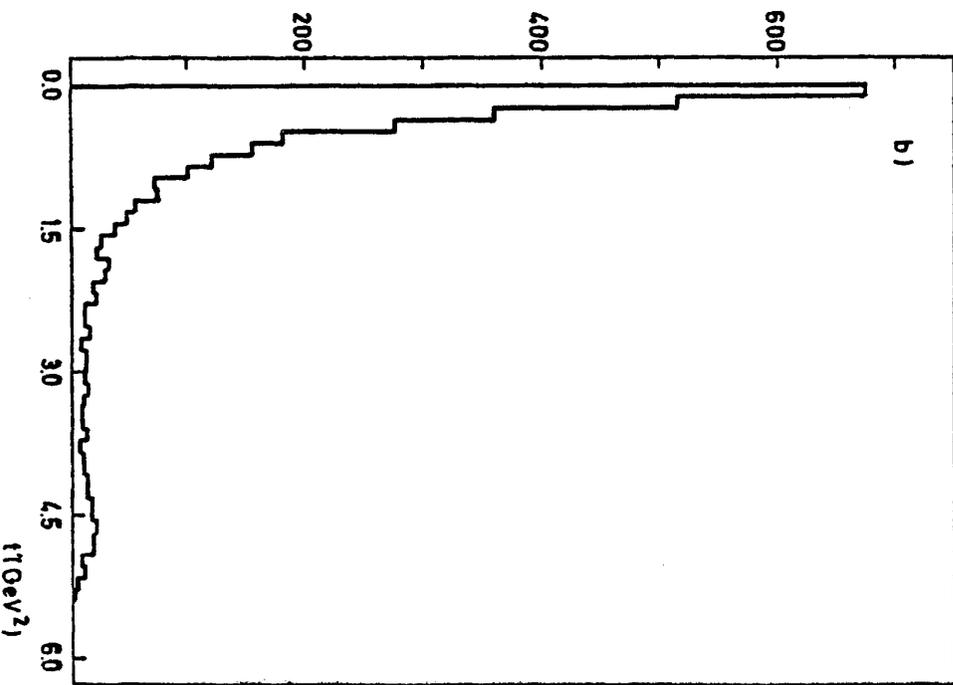


FIG. 6-3

SUC/0.12



SUC/0.12



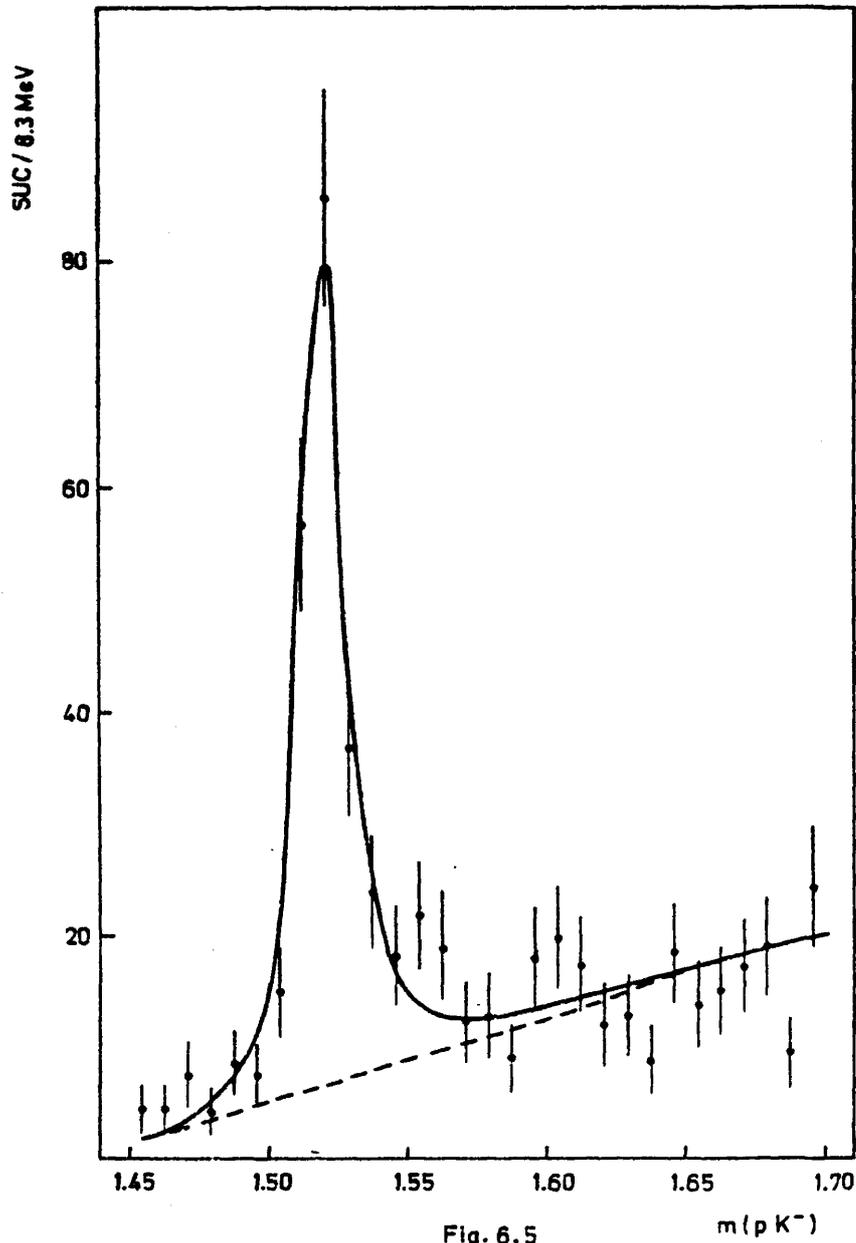


Fig. 6.5

$m (p K^-)$

195

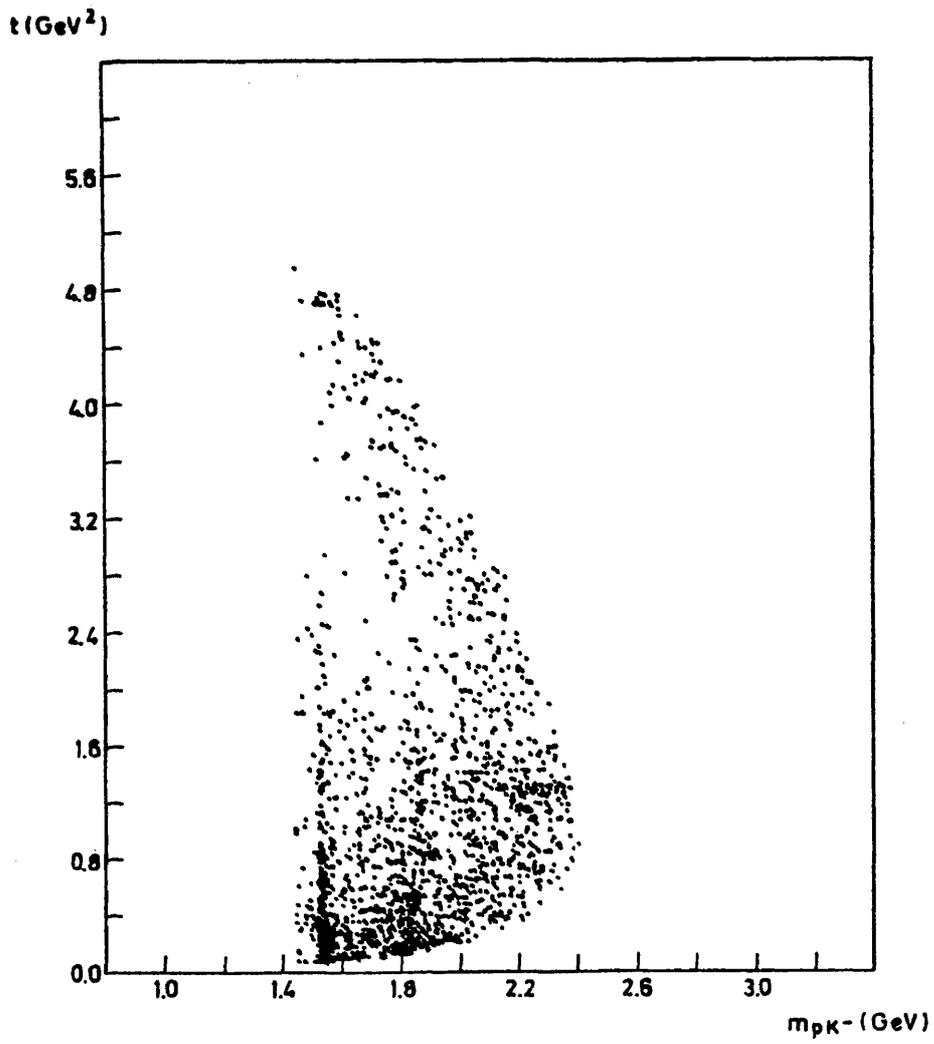


FIG. 6-6

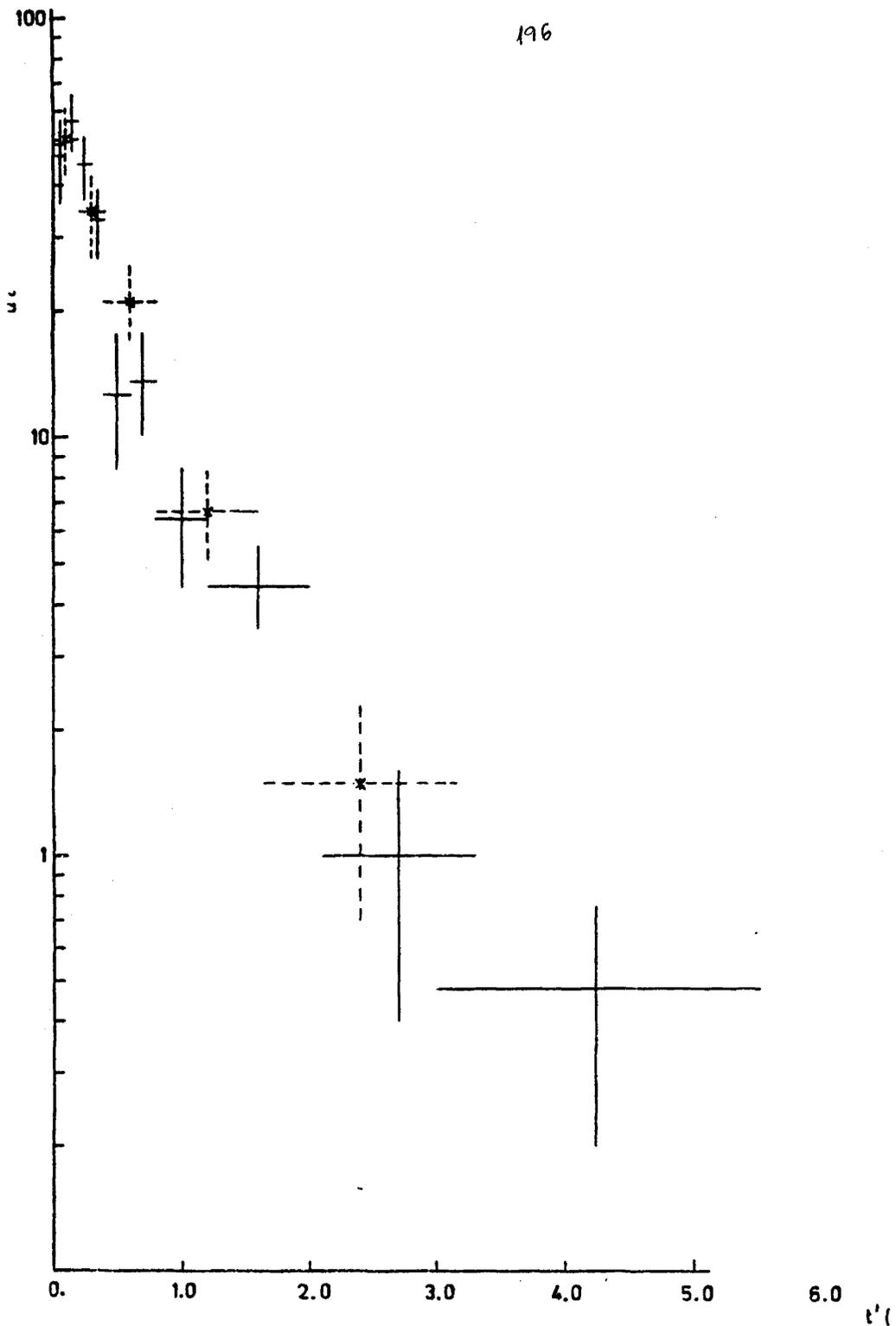
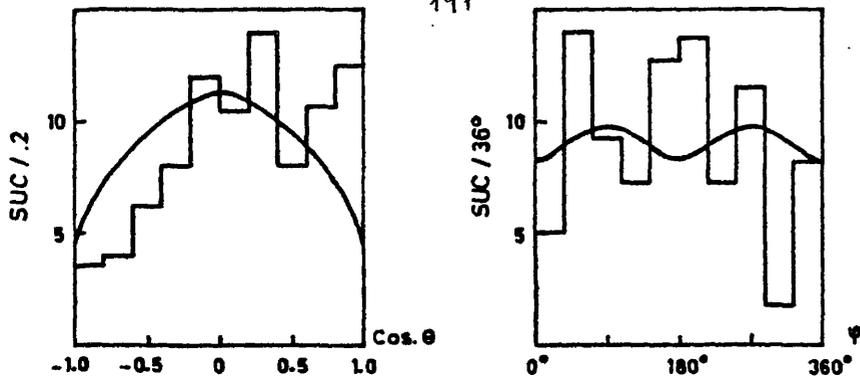
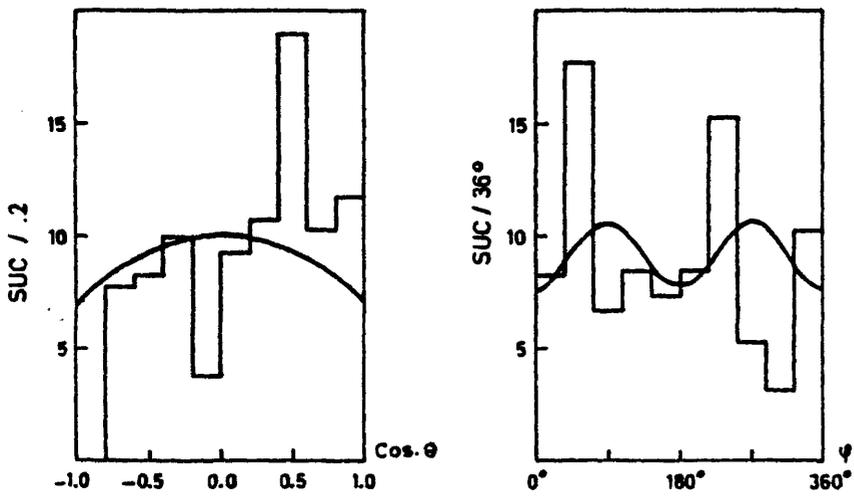


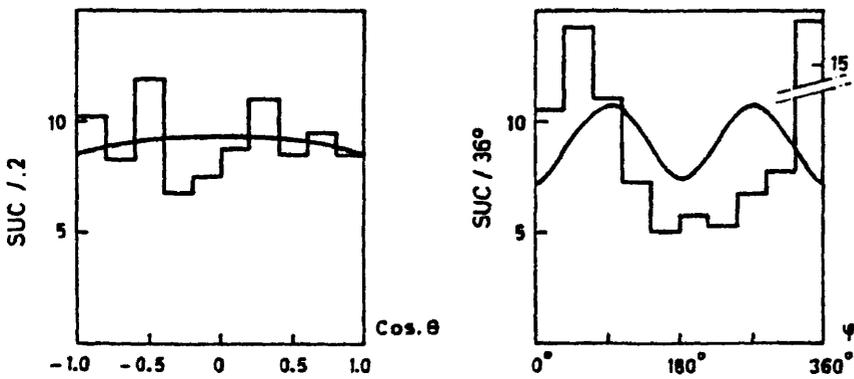
Fig. 6.7



a) Sist. helicidad canal 5



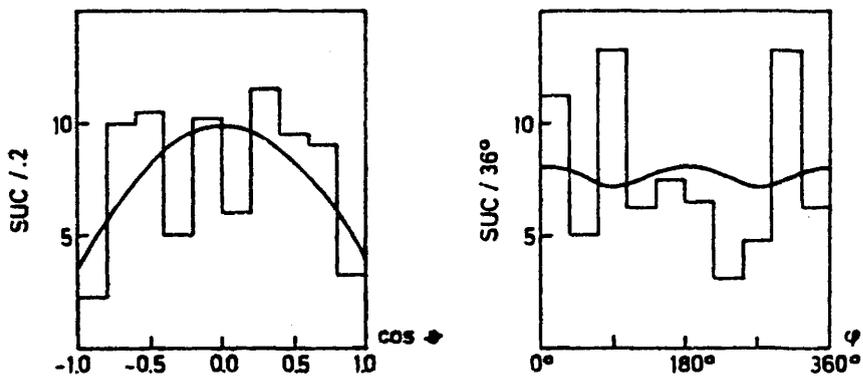
b) Sist. helicidad canal t



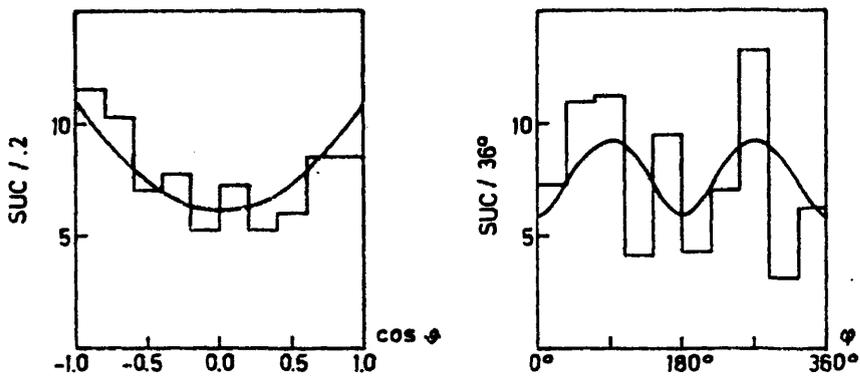
c) Sist. Stodolsky - Sakurai

Fig. 8. 8

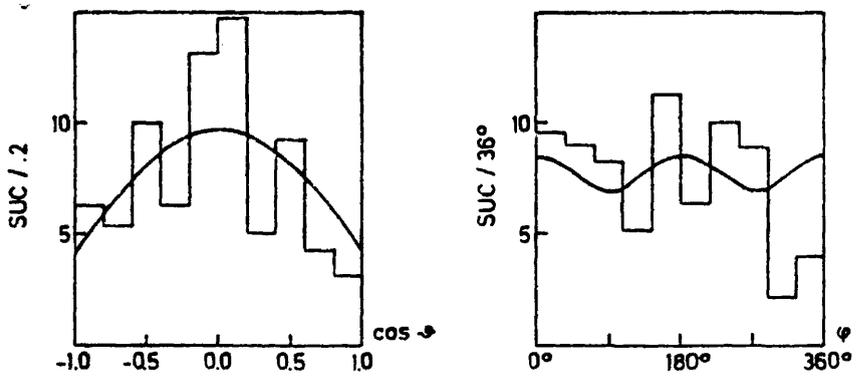
298



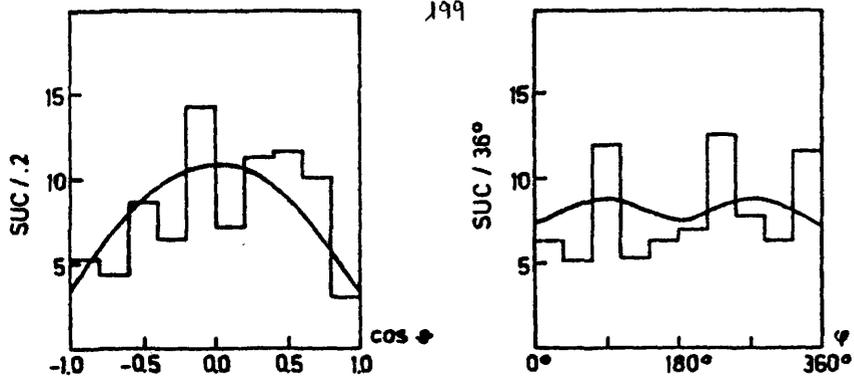
a) Sist. helicidad canal S



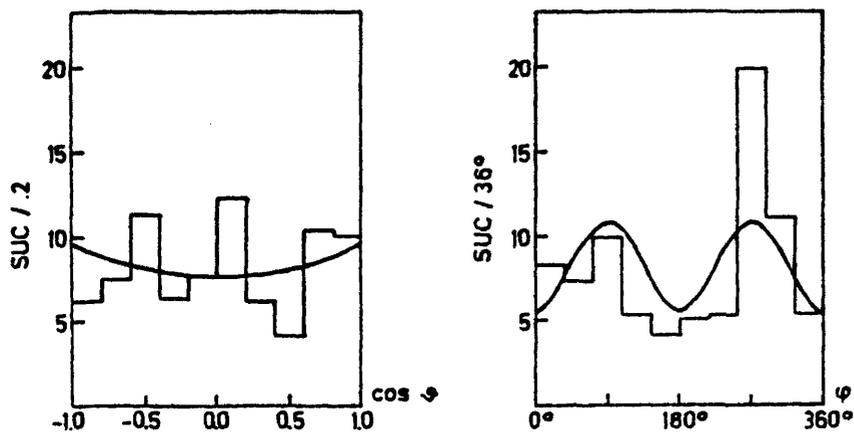
b) Sist. helicidad canal t



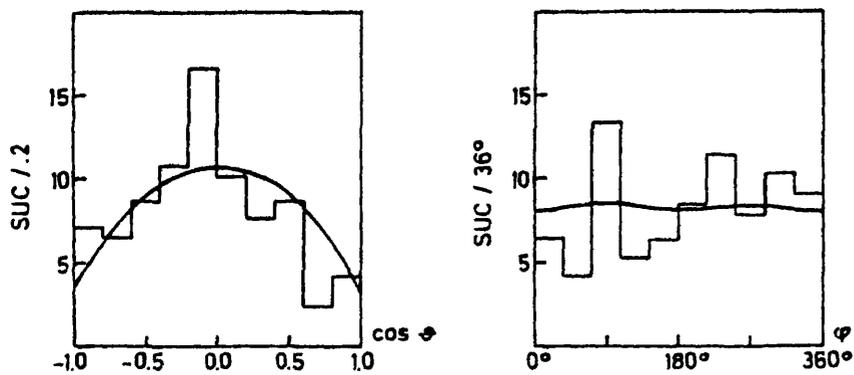
c) Sist. Stodolsky-Sakurai



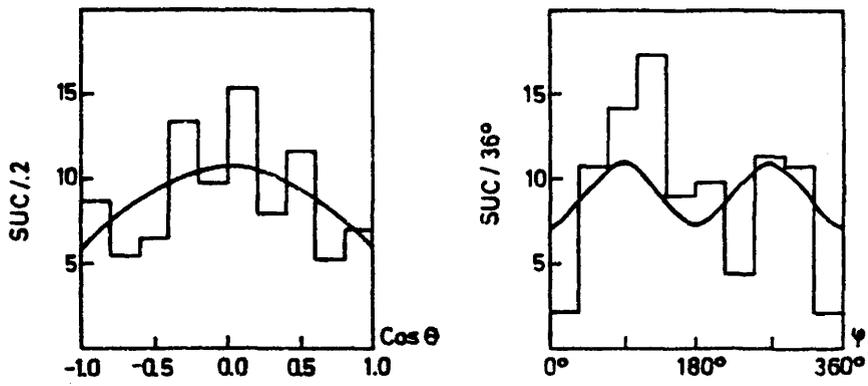
a) Sist. helicidad canal S



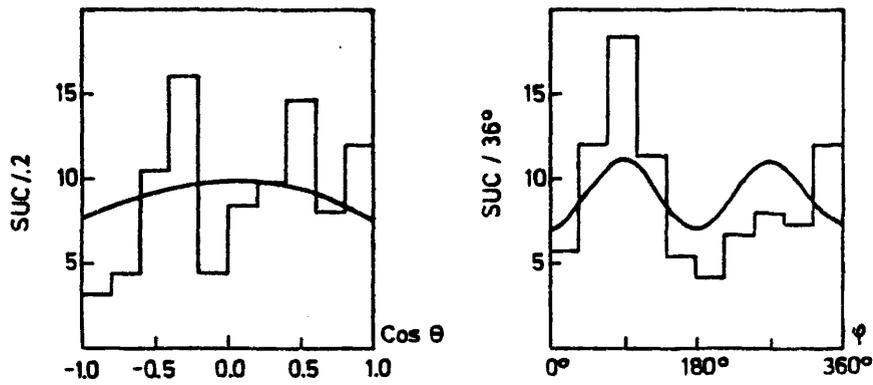
b) Sist. helicidad canal t



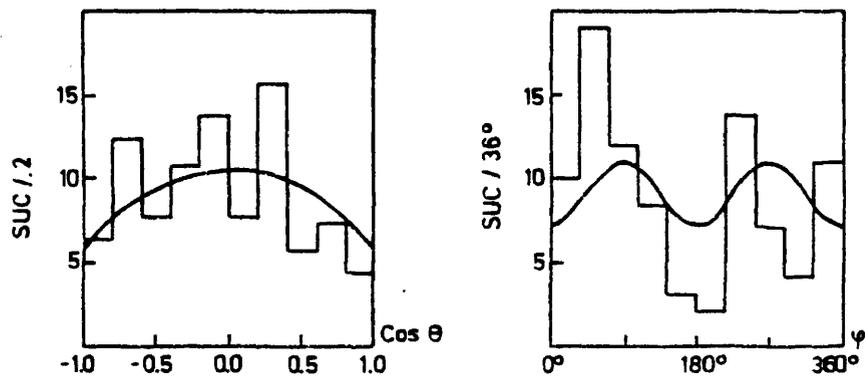
c) Sist. Stodolsky - Sakurai



a) Sist. helicidad canal S



b) Sist. helicidad canal t



c) Sist. Stodolsky - Sakurai

201

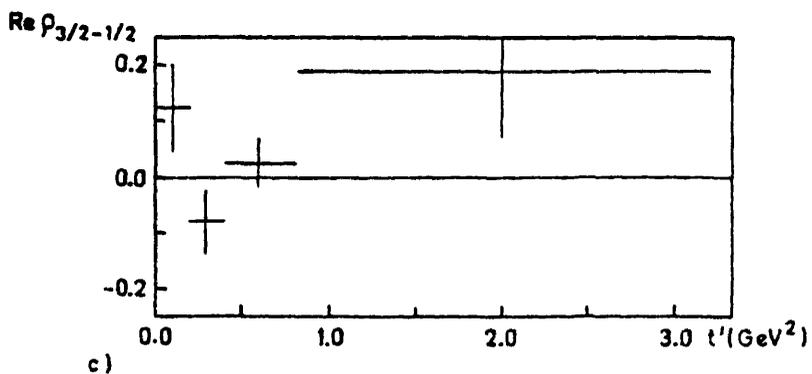
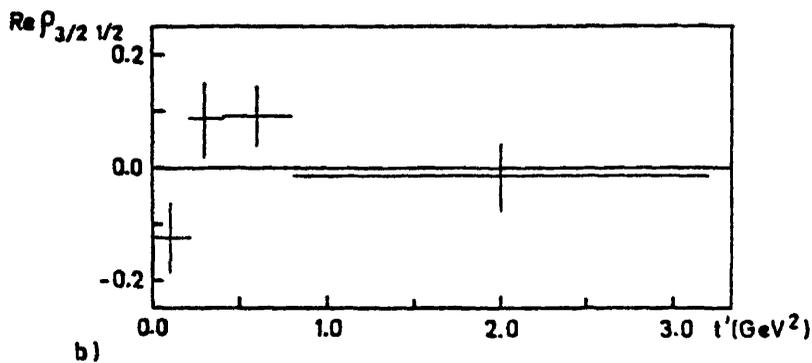
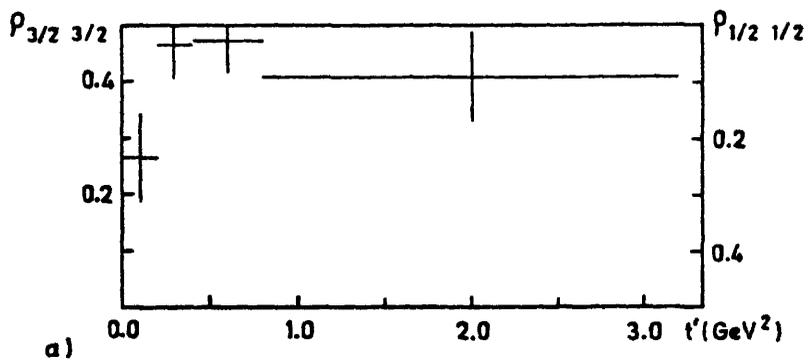


Fig. 6.12

CAPITULO 7

Conclusiones

En este trabajo hemos analizado las reacciones  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  y  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^- p$  con un momento medio del pión incidente de 3.95 GeV/c. Los datos provienen de un experimento realizado en la cámara de burbujas de 2 m del CERN con una sensibilidad estadística de aproximadamente 90 sucesos/ $\mu b$ .

El número de sucesos analizado y las secciones eficaces totales son:

a) $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$	1227 sucesos	$\sigma_T = 32.9 \pm 2.6 \mu b$
b) $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^- p$	1597 sucesos	$\sigma_T = 25.8 \pm 1.8 \mu b$

1 - En la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  encontramos como aspectos mas significativos que resultan del análisis los siguientes:

I) Elevada producción a través de procesos a cuasi dos cuerpos, formándose sistemas resonantes intermedios que se desintegran en el estado final observado. Dichos procesos son:

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow S^* n ; S^* \rightarrow K_S^0 K_S^0 & (29\%) \\ \pi^- p &\rightarrow (f^0 - A_2^0) n ; f^0 - A_2^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 & (32\%) \\ \pi^- p &\rightarrow \Lambda(1520) K_S^0 ; \Lambda(1520) \rightarrow K_S^0 n & (6.5\%) \end{aligned}$$

Describiendo las resonancias anteriores por medio de distribuciones de tipo Breit-Wigner obtenemos masas y anchuras que son compatibles con los valores medidos en experimentos anteriores.

II) De un estudio de las propiedades del sistema  $K_S^0 K_S^0$  utilizando dos tipos diferentes de análisis podemos extraer las siguientes conclusiones:

a) En el intervalo de masa  $1.0 < m_{K^0 K^0} < 1.6$  GeV este sistema se

produce fundamentalmente en ondas S y D, las cuales interfieren fuertemente en la región próxima a  $m_{K^0 K^0} = 1.3$  GeV.

b) De un análisis dependiente de la masa basado en el modelo de intercambio de un pión resulta que la onda D observada puede interpretarse en su mayor parte como debida a la producción de  $f^0$ , con una pequeña contribución del mesón  $f'$  (8% relativo al  $f^0$ ). Un análisis independiente de la masa confirma la importancia de la producción de  $f^0$  en dicho sistema, e indica que existe una pequeña contribución de  $A_2^0$  a las componentes de onda D que, no pueden producirse por intercambio de un pión.

c) En la zona próxima al umbral del sistema  $K^0 K^0$  la onda S es debida a la producción del mesón  $S^*$ . En la región próxima a  $m_{K^0 K^0} = 1.3$  GeV los dos tipos de análisis son consistentes con la existencia de una resonancia en onda S de gran anchura (0,250 GeV) centrada aproximadamente en 1.250 GeV. Sin embargo su significación estadística es pequeña, y la descripción de los datos experimentales mediante interferencia entre los mesones  $f^0$  y S sin ninguna otra resonancia en onda S es también aceptable.

d) La intensidad relativa de la onda S con respecto a la de la onda D varía muy poco con la energía de la interacción en la región de masa próxima a 1.3 GeV. Este hecho favorece la asignación de isospín  $I = 0$  a la posible resonancia en onda S.

2 - Como resumen del estudio realizado sobre la reacción  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^- p$  podemos señalar los puntos siguientes:

1) Los procesos intermedios a cuasi dos cuerpos que contribuyen a esta reacción son:

$$\pi^- p \rightarrow A_2^- p ; A_2^- \rightarrow K_S^0 K^- \quad (29\%)$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda(1520) K_S^0 ; \Lambda(1520) \rightarrow p K^- \quad (16\%)$$



Las masas y anchuras de las resonancias anteriores estimadas en nuestros datos son compatibles con los valores establecidos. La relación entre las cantidades de  $\Lambda(1520)$  producidas en las dos reacciones,  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$  y  $K_S^0 K^- p$  es compatible con la esperada para la resonancia de isospín 0 desintegrándose en 2 partículas de isospín 1/2.

II) Hemos investigado las propiedades del mesón  $A_2^-$  producido en el sistema  $K_S^0 K^-$  obteniendo los siguientes resultados:

a) La sección eficaz diferencial muestra un comportamiento de tipo exponencial, característico de reacciones dominadas por procesos de intercambio en el canal  $t$ , con una disminución a valores de  $t$  pequeños.

b) El estudio hecho sobre la variación de los elementos de la matriz densidad con la variable  $t$  muestra que el  $A_2^-$  se produce fundamentalmente en estados con tercera componente de espín  $|m| = 0$  y 1. La dependencia de los elementos de matriz asociados,  $\rho_{00}$ ,  $\rho_1^+$  y  $\rho_1^-$  con  $t$  indica que la energía de nuestro experimento existe una apreciable producción central de este mesón junto a la debida a mecanismos de intercambio.

c) Hemos estimado la importancia relativa de los intercambios de paridad definida en la sección eficaz en función de  $t$ . El intercambio de paridad no natural es dominante a bajas transferencias de momento y tiene una contribución apreciable en todo el intervalo de  $t$  analizado. La componente debida a intercambio de paridad natural se puede describir de forma aceptable mediante una expresión de la forma  $t^n e^{-bt}$  obteniendo una pendiente  $b = 7.2 \pm 0.8 \text{ GeV}^{-2}$ , siendo la sección eficaz total de producción de  $A_2^- \rightarrow K^0 K^-$ ,  $\sigma_T^{NPE} = 7.0 \pm 1.0 \mu\text{b}$ .

d) Un ajuste de la forma  $p_{in}^{-n}$  a la componente de intercambio de paridad natural de la sección eficaz de la reacción  $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ ,  $A_2^- \rightarrow K^0 K^-$  proporciona un valor  $n = 0.58 \pm 0.08$  para el exponente. Este resultado tiende a

confirmar la presencia de una fuerte componente difractiva en la producción de  $A_2^-$ .

3 - Para estudiar la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$  hemos analizado los datos del canal  $K^0 \bar{K}^0 p$  junto con los de la muestra inclusiva  $K^0 X$  encontrando los siguientes resultados:

a) La predicción de la hipótesis de degeneración de intercambio sobre las secciones eficaces diferenciales de la reacción estudiada y la reacción  $\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^0 \Lambda(1520)$  es fuertemente violada. No encontramos ninguna región de transferencia de momento en que dicha relación se cumpla, siquiera aproximadamente.

b) El análisis a la distribución angular de desintegración  $\Lambda(1520) \rightarrow p \bar{K}^0$  muestra en primer lugar que dicho hiperón se produce fundamentalmente en estados de helicidad 3/2 y en segundo lugar que la distribución observada es compatible con que la reacción  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(1520)$  esté dominada por una transición M2 del modelo de Stodolsky-Sakurai.

