

Universitat de València
FACULTAD DE FÍSICAS



HADROPRODUCCIÓN Y
DESINTEGRACIÓN DE PARTICULAS
CON LOS QUARKS $\langle c \rangle \rightarrow \langle \bar{c} \rangle$ EN EL
EXPERIMENTO WA-71 DEL CERN

TESIS DOCTORAL
JOSE SAU CAROIS

1987

UNIVERSITAT DE VALENCIA
FACULTAD DE FISICA

Para mi amigo y compañero
Yvonne con el que he
trabajado en el experimento
AH y Recuerdos a Doris
(También fallecida)



HADROPRODUCCION Y DESINTEGRACION DE PARTICULAS
CON LOS QUARKS C & B EN EL EXPERIMENTO WA-71
DEL C.E.R.N.

Memoria presentada por:
JOSE FRANCISCO SALT CAIROOLS
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Fisicas.

JOSE MIGUEL BOLTA ALANDETE y EMILIO HIGON RODRIGUEZ,
Doctores en Ciencias Fisicas y Profesores Titulares del
Departamento de Fisica Atómica ,Molecular y Nuclear de la
Universitat de València,

CERTIFICAN :

Que la presente memoria cuyo título es " Hadroproducción y Desintegración de Partículas con los Quarks c y b en el Experimento WA-71 del C.E.R.N." , ha sido realizada bajo nuestra dirección en el Departamento de Física Atómica , Nuclear y Molecular de la Facultad de Ciencias Fisicas de la Universitat de Valencia por D. José Francisco Salt Cairols y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias Fisicas.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente , presentamos ante la Facultad de Ciencias Fisicas de la Universitat de València dicha Tesis Doctoral, firmando el presente certificado:

Burjassot, a _____ de Octubre de 1987.

A Marisa

AGRADECIMIENTOS

El trabajo que supone una Tesis Doctoral en Física Experimental comporta generalmente la contribución de mucha gente sin la cual hubiera sido impensable su realización. Por ello, deseo expresar mi agradecimiento a todas las personas que han colaborado en mayor o menor medida en que esta memoria haya podido ser presentada.

Los Codirectores de la Tesis, José M. Bolta y Emilio Higón, han seguido con gran interés las vicisitudes del trabajo concerniente a la experiencia WA-71 y, en especial, del correspondiente a la elaboración de la memoria.

Estoy plenamente seguro de que los apartados más complejos de esta Tesis no habrían podido llevarse a cabo con la misma facilidad de no haberse enmarcado dentro del contexto del crecimiento del Instituto de Física Corpuscular en lo que se refiere al aumento tanto en equipamiento-ordenador VAX 11/780, microscopio automatizado, etc- como en el capítulo de personal. Quisiera destacar concretamente al Profesor Dr. D. Fernando Senent y al Dr. D. Antonio Ferrer, Director del Instituto y Jefe de la Unidad Estructural de Altas Energías respectivamente, que no han escatimado en medios para la consecución de los objetivos de investigación.

Dentro de la Colaboración, he de resaltar la calidad del carácter científico de los Profesores G. R. Vanderhaegue, G. Diambrini-Palazzi, de los que he obtenido valiosas enseñanzas dentro de la Física Experimental como consecuencia de interesantes discusiones relacionadas con el experimento. Alberto Ruiz me transmitió desde el primer momento la idea de la preparación integral de un físico de Altas Energías.

Mariisa me ha alentado en la realización de este trabajo, ayudandome entusiastamente en la escritura de la Tesis en el ordenador y aconsejandome en varios aspectos de presentación.

Una de las personas con quien he compartido muchos momentos de trabajo intenso dentro del experimento, en los que hemos abordado gran cantidad de problemas, ha sido Juanjo García, resultando una inmejorable compenetración. En Valencia, Rosa Rives me ha prestado una valiosa ayuda en la puesta a punto de la labor sistemática de escrutinio en el microscopio. La calidad de la microscopista de nuestro Laboratorio, Amparo Lacruz, ha sido reconocida ampliamente

por la gente de la Colaboración.

A Rosario Rodríguez he de agradecerle la paciencia que ha demostrado en la realización de gráficas un tanto complejas.

Por último, quiero expresar mi agradecimiento a todos los compañeros del Instituto de Física Corpuscular de Valencia que me han animado en la realización de este trabajo.

INDICE

	Página
INTRODUCCION	1
SECCION I . FISICA DE SABORES PESADOS.	
CAPITULO 1.- HADROPRODUCCION DE PARTICULAS BEAUTY Y CHARM.	5
1.1.- MODELOS DE PRODUCCION DE QUARKS PESADOS.	6
1.1.A.-Naturaleza de los Partones Involucrados.	6
1.1.B.-Componentes de Producción Central y Di- fractiva. Subprocesos Elementales.	8
1.2.- CALCULO DE SECCIONES EFICACES POR QCD PERTURBA- TIVA.	13
1.3.- SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY.	20
1.4.- LAS SECCIONES DIFERENCIALES DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY.	23
CAPITULO 2.- DESINTEGRACION DE PARTICULAS CONSTITUI- DAS POR SABORES PESADOS.	27
2.1.- FENOMENOLOGIA DE LAS INTERACCIONES ELECTRODE- BILES.	28
2.2.- ANGULOS DE MEZCLA DEBILES. LA MATRIZ DE KOBAYASHI - MASKAWA.	29
2.3.- MECANISMOS DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY.	32
2.3.A.-Hamiltoniano Efectivo General.	33
2.3.B.-Modelo de Quark Espectador.Correcciones.	35
2.3.C.-Modelos de Quark No Espectador.	38
2.4.- AMPLITUDDES DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS BEAUTY.	40

2.4.A.-Cálculo de las Amplitudes de Desintegración.	40
2.4.B.-Determinación de $ U_{ubl} $ y $ U_{ccb} $.	41
2.5.- RESULTADOS SOBRE DESINTEGRACIONES DE PARTICULAS BEAUTY.	44
2.6.- CONSECUENCIAS A PARTIR DE LOS RESULTADOS ACTUALES.	49
Referencias.	52

SECCION II . EL EXPERIMENTO WA-71.

Parte 1	55
CAPITULO 3.- MONTAJE EXPERIMENTAL DE LA COLABORACION WA-71. SISTEMA AUTOMATIZADO DE ANALISIS DE LA EMULSION MEDIANTE MICROSCOPIO.	55
3.1.- INTRODUCCION.	56
3.2.- DESCRIPCION DE LOS DETECTORES DEL EXPERIMENTO WA-71.	58
3.2.A.-El Espectrómetro Omega Actualizado.	58
3.2.B.-Los Detectores Específicos.	61
3.2.B.1.-El Haz y el Blanco.	61
3.2.B.2.-El Detector de Vértices.	64
. Microstrips.	66
. Cámaras de Proyección Temporal.	66
3.2.B.3.-El Detector de Desintegraciones de Charm.	68
. Sistema de Telescopios de Silicio.	68
. Contador de Centelleo SCO.	71
3.2.C.-El Calorímetro Electromagnético.	71

3.2.D.-El "Ring Imaging Cerenkov".	74
3.3.- SISTEMA DE ANALISIS DE LAS EMULSIONES MEDIANTE UN MICROSCOPIO AUTOMATIZADO, AYUDADO POR ORDENADOR.	76
3.3.A.-Descripción del Sistema.	76
3.3.B.-Soporte de Programación.	79
CAPITULO 4.- TRIGGERS UTILIZADOS EN EL EXPERIMENTO WA-71.	82
4.1.- INTRODUCCION.	83
4.2.- TRIGGER DE SALTO DE MULTIPLICIDAD.	85
4.2.A.-Calibraciones y Condiciones "on line".	87
4.2.B.-Simulación de los Telescopios por Monte-Carlo.	90
4.2.C.-Análisis "off line" de los datos de los Telescopios.	92
4.3.- TRIGGER DE ALTO MOMENTO TRANSVERSO.	96
4.3.A.-Trigger de dos trazas con Alto Momento Transverso.	96
4.3.B.-Trigger de Electrones de Alto Momento Transverso.	101
Referencias.	105
Parte 2	108
CAPITULO 5.- RECONSTRUCCION, BUSQUEDA Y MEDIDA DE LOS SUCEOS.	108
5.1.- PRODUCCION. DESCRIPCION DE TRIDENT.	109
5.2.- RECONSTRUCCION DE VERTICES Y UBICACION DE LOS SUCEOS.	111
5.3.- EVOLUCION DE LOS CRITERIOS DE SCANNING.	119
5.4.- ESTADISTICA DE SUCEOS ESCRUTADOS CON LOS DIFERENTES TRIGGERS.	122

5.5.- METODO DE MEDIDA EN EL MICROSCOPIO.	123
CAPITULO 6.- ANALISIS DE LOS EVENTOS CHARM. CALCULO DEL LIMITE DE LA SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE BEAUTY.	
6.1.- DESCRIPCION Y ESTUDIO DE LOS EVENTOS ENCANTADOS.	129
6.2.- CALCULO DE LOS FACTORES DE REDUCCION.	138
6.3.- ESTUDIO DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS PARA EL CHARM.	141
6.4.- LIMITE DE LA SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE PARTICULAS BEAUTY.	144
CAPITULO 7.- ESTUDIO DEL SUceso CANDIDATO BEAUTY.	
7.1.- DESCRIPCION Y CONCORDANCIA DEL SUceso.	148
7.2.- EVALUACION DEL TIEMPO DE VUELO DE LAS PARTICULAS MEDIANTE EL METODO DEL PARAMETRO DE IMPACTO.	155
7.3.- AJUSTE CINEMATICO DEL SUceso A PARTIR DE LA GEOMETRIA.	156
7.4.- ESTIMACION DE LA RAZON SEÑAL/RUIDO.	162
Referencias.	173

CONCLUSIONES.

174

APENDICES.

Apéndice A .- Fundamento del Método del Parámetro de
de Impacto.

179

Apéndice B .- Reconstrucción Cinemática O-C de un
Vértice a Tridente y de Inclusión a u-
na Partícula Neutra.

182

INTRODUCCION

Esta memoria se ha organizado en dos secciones perfectamente diferenciadas en cuanto a los temas que se han abordado. La primera de ellas consiste en una exposición de los aspectos teóricos que subyacen en la búsqueda de sabores pesados y en los últimos datos que se poseen sobre las magnitudes físicas que los caracterizan, como son sus secciones eficaces de hadroproducción y sus vidas medianas.

Dentro de la segunda sección nos hemos centrado en el desarrollo y análisis del experimento WA-71 realizado en el Espectrómetro Omega Prima del C.E.R.N. que utiliza un haz de piones a una energía de 350 Gev.

La Sección I ha sido dividida a su vez en dos Capítulos que contienen los siguientes temas:

- El Capítulo 1 se dedica a la descripción de los modelos de creación y excitación de sabores pesados y la repercusión de su inclusión en el cálculo de la Sección Eficaz de Hadroproducción de Sabores Pesados, para comparar posteriormente con los resultados experimentales.

- En el Capítulo 2 se ha pretendido en primer lugar, hacer un compendio de los puntos fundamentales en los que descansa la comprensión de las desintegraciones de partículas pesadas a partir del Hamiltoniano que nos suministra el Modelo Standard de las Interacciones Electrodébiles. Por otra parte, la aparición del sabor "Beauty" como el quinto quark, ha motivado la revisión de las ideas sobre mezcla de generaciones en función de las medidas, todavía faltas de estadística, de su vida media. Finalmente hacemos hincapié en los resultados que se poseen acerca de las desintegraciones de partículas "Beauty" y de sus consecuencias en caso de que se mantengan los futuros datos de vidas medianas en esa línea.

La Sección II se ha organizado en dos partes.

En la primera parte se han incluido los Capítulos 3 y 4 que tratan de:

- El Capítulo 3 hace una exposición detallada del montaje experimental de WA-71 así como del sistema automatizado de análisis de la Emulsión mediante Microscopio (CADIM). Se ha prestado especial atención a los detectores específicos dentro de nuestro experimento en lo que se refiere a su carácter innovador en experiencias de Altas Energías.

- El Capítulo 4 trata los "triggers" que se han utilizado en el experimento. El "trigger" de Salto de Multiplicidad es analizado cuidadosamente y se comparan los resultados experimentales de los telescopios con los del Monte-Carlo del Experimento. El "trigger" de Alto Momento Transverso presenta dos modalidades, la de considerar sucesos con al menos dos trazas con Momento Transverso mayor que 1.2 Gev/c, y la que consiste en la selección de sucesos que muestran electrones identificados en el Calorímetro Electromagnético, con Momento Transverso mayor que 0.5 Gev/c. Para todos estos "triggers" hemos calculado el número de sucesos que cabe esperar mediante Monte-Carlo.

El análisis de los datos recolectados en el experimento WA-71 es el eje sobre el que gira la segunda parte de la Sección II.

El Capítulo 5, tras exponer las líneas generales del programa TRIDENT, entra en la parte concerniente a la mejora de la reconstrucción del vértice principal a nivel de uso de un algoritmo mucho más eficaz en la definición de la ubicación de dicho vértice.

Además se comparan las diferencias en las coordenadas X e Y entre los valores predichos y los encontrados para la medida de la información de los dobletes de microstrips, y después, para la predicción obtenida a partir de los datos que suministra TRIDENT.

Un problema que se resolvió fue el consistente en las transformaciones de sistemas de referencia al sistema de referencia solidario a la platina del microscopio, de esta forma hemos logrado automatizar al máximo el proceso de búsqueda de sucesos.

Los criterios de selección de sucesos se han sistematizado con el fin de evaluar su eficacia en la reducción de sucesos, suministrando la estadística recopilada a lo largo de todo el tiempo dedicado al análisis de las placas de emulsión.

En último lugar se ha descrito el método de medida de los sucesos interesantes al microscopio.

La recopilación y análisis de algunos sucesos encontrados en la Colaboración se ha desarrollado en el Capítulo 6, siendo una característica a destacar la repetida aparición de Λ_c^+ . Como consecuencia del trabajo desarrollado, hemos evaluado la eficiencia de los triggers a partir de la estadística de charm recopilada, así mismo como el límite a la sección eficaz de Hadroproducción de Beauty.

El Capítulo 7 está destinado íntegramente a la descripción, ajuste cinemático, y análisis del suceso candidato "Beauty" encontrado en el Laboratorio de Valencia. El hecho desafortunado de que dicho evento no haya sido concordado con ningún suceso predicho por el Espectrómetro Omega, fue el que desencadenó un plan de medidas finas del esquema de doble desintegración. A partir de este conjunto de medidas se han establecido los intervalos de variación de los ángulos de dip y azimutal que definen las geometrías de las trazas.

La evaluación de los tiempos de vuelo de las partículas que se desintegran en los vértices se lleva a cabo mediante la utilización de dos métodos.

El primero se trata del método consistente en la obtención del tiempo de vuelo a partir de la relación existente entre la vida media y el parámetro de impacto que hemos calculado a través del proceso de medida.

El segundo método parte de una hipótesis en los canales que se asocian a los dos vértices, y utilizando los intervalos angulares resultantes del proceso de medida, se obtiene mediante un ajuste O-C, como soluciones, los momentos lineales de las partículas entre las que se encuentran las dos partículas que dan lugar a los vértices. Los tiempos de vuelo se deducen también de la aplicación del método anterior.

Debido a la estructuración de este trabajo, nos ha parecido más conveniente suministrar las referencias bibliográficas al final de la Sección I y de las partes primera y segunda de la Sección II.

S E C C I O N I

.....

FISICA DE SABORES PESADOS.

CAPITULO 1.

HADROPRODUCCION DE PARTICULAS BEAUTY Y CHARM.

1.1.- MODELOS DE PRODUCCION DE QUARKS PESADOS.

1.1.A-. Naturaleza de los Partones Involucrados.

1.1.B-. Componentes de Producción Central y
Difractiva. Subprocesos Elementales.

1.2.- CALCULO DE SECCIONES EFICACES POR QCD PERTURBATIVA.

1.3.- SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY .

1.4.- LAS SECCIONES EFICACES DIFERENCIALES DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY .

1.1.- MODELOS DE PRODUCCION DE QUARKS PESADOS.

Las partículas constituidas por los quarks pesados c ó b , que a veces designaremos genéricamente por "Q", pueden producirse mediante interacciones electrón-positrón, hadrón-neutrino, fotón-hadrón, y hadrón-hadrón. Este trabajo está dedicado al último tipo de interacciones, por lo que normalmente nos referiremos a los mecanismos y secciones eficaces de hadroproducción de partículas pesadas.

Para la descripción de los modelos de producción de partículas con los quarks c ó b , es fundamental definir, en primer lugar, la naturaleza de los constituyentes básicos de la materia (quarks-partones), que intervienen en los procesos de producción. En segundo lugar, hemos de marcar las diferencias existentes entre las componentes de producción central y de producción difractiva de partículas con sabores pesados, relacionando dichas componentes, en última instancia, con los subprocessos elementales entre los quarks-partones, para los que pueden calcularse las secciones eficaces mediante la QCD perturbativa. Ambos aspectos serán estudiados a continuación.

1.1.A.- Naturaleza de los Partones Involucrados.

Un hadrón puede describirse como un estado de $q\bar{q}$ (mesones) ó, como estados $q\bar{q}q\bar{q}$ (bariones) siendo estos quarks "constituyentes", o bien como un ente integrado por infinitos partones. Evidentemente, los quarks-partones son entes distintos a los quarks "constituyentes"; como ejemplo de esta diferencia podríamos señalar el hecho de que los quarks-partones sólo llevan el 50% del momento total del hadrón, mientras que los quarks "constituyentes" llevan el 100%.

Un posible modo de relacionar ambos tipos de quarks es el de suponer que los quarks "constituyentes" no son entes puntuales, sino que están constituidos por una nube de $q\bar{q}$ y gluones partones.

Si consideramos al hadrón compuesto por quarks Constituyentes, hemos de modificar sus acoplamientos electrodébiles. Si, en cambio, lo consideramos como un ente compuesto por partones los campos que los representan son fundamentales y sus acoplamientos son simples [SAN-84].

En lo sucesivo siempre utilizaremos la terminología de "quarks" para los "quarks-partones". En los hadrones vamos a encontrar siempre unos quarks en exceso, de modo que los números cuánticos del hadrón van a estar directamente determinados por los números cuánticos de estos quarks excedentes. La distinción entre quarks de valencia y quarks del mar se fundamenta en que los primeros son los responsables de los números cuánticos del hadrón, mientras que los segundos no contribuyen netamente a los números cuánticos resultantes.

En cuanto a la distribución del momento podemos resumir la situación diciendo que son los quarks de valencia los que transportan mayor fracción del momento del hadrón siendo el mar de quark-antiquark y gluones el que lleva el resto, más explícitamente, el reparto en momentos correspondería al siguiente esquema :

$$\left\{ \begin{array}{l} q \text{ y } \bar{q} \rightarrow 45 \pm 1\% \\ \text{gluones} \rightarrow 55 \pm 1\% \\ \quad (\text{partones neutros}) \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} q-\bar{q} \text{ de valencia (} 32 \pm 1\% \text{)} \\ q-\bar{q} \text{ del mar (} 13 \pm 1\% \text{)} \end{array} \right.$$

Otra diferencia existente entre los quarks (antiquarks) de valencia y del mar es la que se obtiene al considerar las contribuciones a la producción de sabores pesados a partir de los diagramas de QCD de orden más bajo [PU-83].

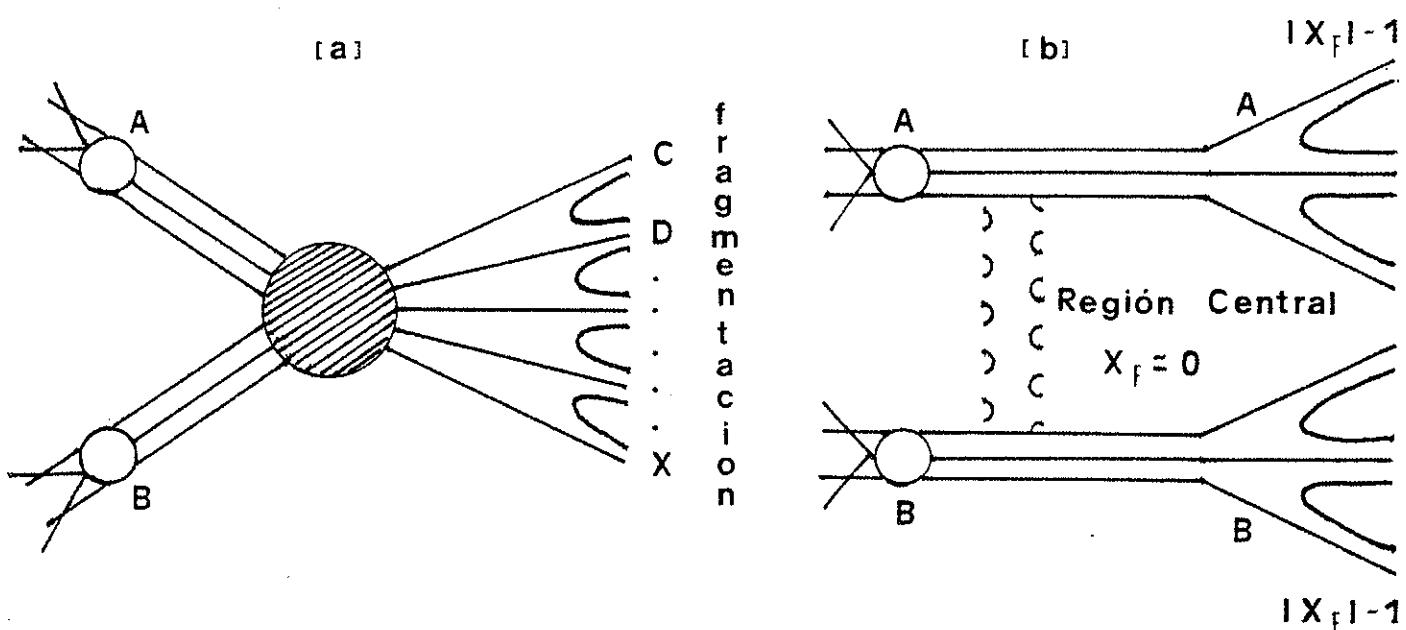
Un punto a esclarecer es la importancia relativa de los diferentes procesos que intervienen en la producción hadrónica de sabores pesados. Los modelos difieren substancialmente a partir de las hipótesis asumidas, esto es, si los quarks pesados se producen durante la interacción (quark extrínseco), ó, por el contrario, ya se encuentran presentes como componentes intrínsecos en la función de onda del hadrón (quarks intrísecos). Discutamos la diferencia entre los partones intrínsecos y extrínsecos:

a) quarks y gluones intrínsecos

Están asociados con los hadrones que interactúan y existen por tanto, a lo largo de una escala de tiempos considerable; el intercambio de gluones y los diagramas de

polarización del vacío , dan lugar a la presencia de quarks pesados intrínsecos (Q) :

b) quarks y gluones extrínsecos : se generan perturbativamente sobre una pequeña escala de tiempos en asociación con una interacción partón-partón inelástica ; su distribución puede derivarse a partir del "bremsstrahlung" dentro de QCD y procesos de producción de pares.



Figuras 1.1.- Esquemas de colisión Central (a) y Difractiva (b) entre dos hadrones A y B .

1.1.B.- Componentes de Producción Central y Difractiva. Subprocesos Elementales.

Las colisiones hadrón -hadrón pueden clasificarse según la población de partículas en el estado final que se producen en la dirección "forward" y la forma de las distribuciones para $|X_F|$ - siendo $X_F = 2 p_T \sqrt{s}$ -. Esto nos da

una idea del tipo de colisión de las partículas a partir del modelo del hadrón como agregado de partones .

Existen pues dos clases de colisiones que nos proporcionan situaciones límite y que , por tanto, en la realidad , necesitaremos una mezcla de ambas para poder explicar los resultados experimentales :

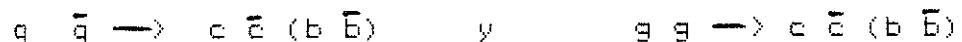
1) Colisión central (é dura) en la que prácticamente los dos agregados hadrónicos interactúan en su totalidad dando como resultado distribuciones de X_F del estado final picadas entorno al valor $X_F=0$ (figura 1.1.a).

2) Colisión difractiva (é suave) en la que los 2 hadrones iniciales conserven parte de su identidad después de la interacción. En general, estas colisiones dan lugar a partículas en el estado final con todos los valores de X_F posibles y la componente difractiva será más acusada cuanto mayor estadística se obtenga en las cercanías de $|X_F|=1$ (figura 1.1.b).

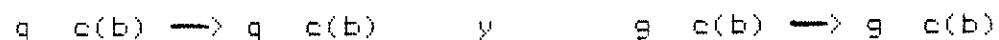
En general, una colisión tendrá una fracción de colisión central pura y una fracción de componente difractiva y, en la última instancia, el origen de estas se encuentra en la consideración de los subprocesos elementales entre partones que intervengan.

En relación con los Subprocesos Partón-Partón, a orden $O(\alpha_s^2)$ en QCD perturbativa se pueden identificar 2 componentes separadas en la producción de sabores pesados ($Q, \bar{c}, c, b, \bar{b}$) que agrupan respectivamente a los mecanismos caracterizados por subprocesos de creación é de excitación de sabor:

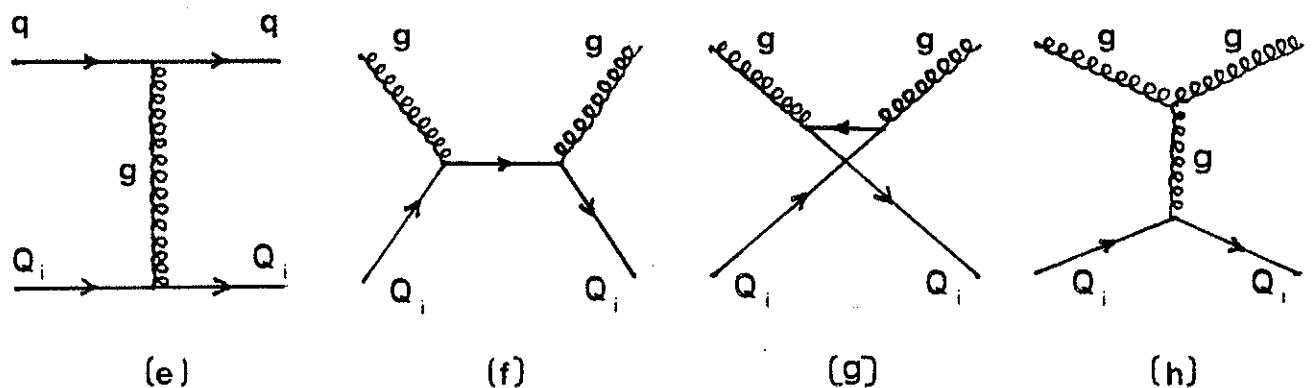
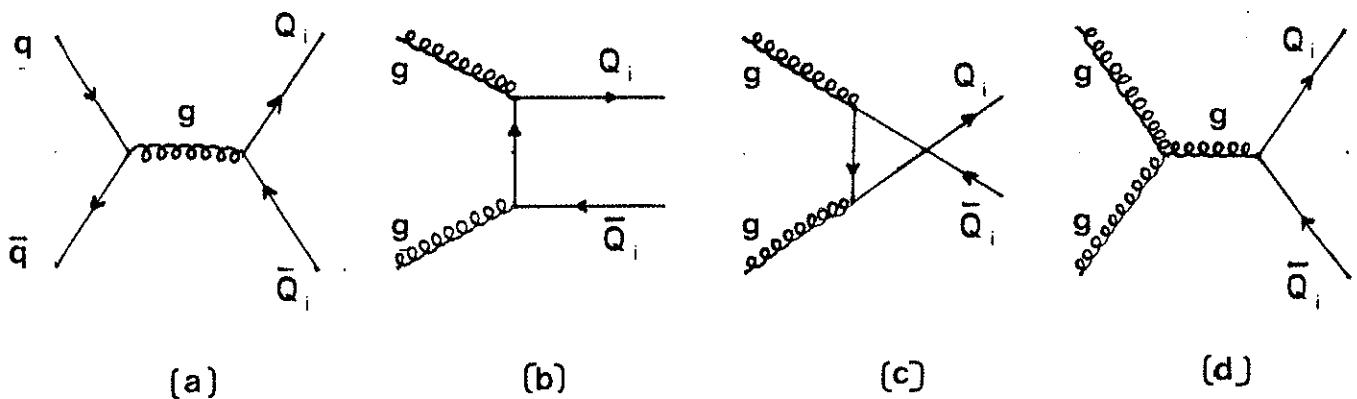
-Componente central: subprocesos de creación de sabor
(figura 1.2.a,b,c,d)



-Componente difractiva: subprocesos de excitación de sabor
(figura 1.2.e,f,g,h)



La terminología de creación é excitación de sabor hace referencia a que en el primer caso se "crean" los quarks c ó b en el estado final a partir de la interacción de quarks q y gluones iniciales , mientras que en el segundo caso los quarks c ó b existen ya en el estado inicial y son "excitados" mediante gluones al estado final.



Figuras 1.2.-
 Diagramas de orden α_s^2 para la producción de sabores pesados en colisiones hadrón-hadrón.
 Los diagramas a,b,c y d corresponden a subprocessos de creación de sabor mediante fusión de quarks (a) ó de gluones (b,c, y d) y los diagramas e,f,g y h representan subprocessos de excitación de sabor [HEU-81].

Así pues, además del diagrama de fusión de quarks (Figura 1.2.a), se han estudiado los diagramas de fusión de gluones (Figuras 1.2.b,c,d). Ya que en ninguno de estos diagramas intervienen quarks de valencia, se espera que la producción de partículas con quarks pesados no dependa de la naturaleza de los hadrones que colisionan inicialmente. Sólo los diagramas de intercambio de gluones (Figuras 1.2.e,f,g y h) involucran directamente los quarks de valencia de los hadrones.

(a) Modelos de Creación de Sabor.

Originalmente, la mayoría de modelos de producción incluían tan sólo diagramas de creación de sabor (Figuras 1.2.(a,b,c,d)). El diagrama 1.2.a es análogo al de Drell-Yan para la producción de pares de leptones, donde el gluón reemplaza al fotón virtual. Los cálculos al respecto indican que este diagrama domina a bajas energías, pero, a medida que aumenta la energía, los procesos de fusión de gluones (1.2 b,c y d) dan lugar a contribuciones más importantes. Además, se ha podido describir cualitativamente la producción de estados ($c\bar{c}$) ligados en términos de diagramas de fusión de quarks y gluones. Sin embargo, estos subprocessos no son suficientes para describir la tasa de producción de partículas con encanto en la dirección hacia adelante ("forward") observada en los Anillos de Intersección y Almacenamiento (I.S.R.) del C.E.R.N., así como la sección eficaz de producción de partículas con el quark c que se obtiene, que es demasiado grande si queremos explicarla únicamente en términos de los diagramas de fusión de quarks y gluones.

(b) Modelos de Excitación de Sabores.

En 1978 se sugirió un modelo alternativo en el que se incluían subprocessos de excitación de sabor. En este tipo de subprocessos, el quark c(b) es arrancado del mar de uno de los hadrones mediante una fuerte colisión con un quark ligero o con un gluón componente del otro hadrón. La producción del quark "charm" puede interpretarse como la producción de un chorro hadrónico que transporta un número cuántico de encanto distinto de 0 [HAL-78].

La producción de quarks pesados requiere la localización de una gran cantidad de energía en una pequeña región espacio-temporal característica de los procesos de corta distancia en donde puede comprobarse la validez de la QCD perturbativa. El procedimiento usual en el tratamiento de este problema consiste en la factorización de procesos correspondientes a dinámicas de corta y larga distancia .

Los procesos dinámicos de larga distancia se fundamentan en el modelo partón mejorado por QCD y para la dinámica de cortas distancias se acude como ya hemos visto, a los subprocessos de partones a orden α_s^2 de QCD perturbativa. [RU-85]

Los subprocessos de producción central no dan cuenta de la considerable producción de partículas pesadas en el cono "forward" y esto hace que se tenga que utilizar la componente de producción difractiva . Para esta componente, la evolución de QCD es la fuente de los quarks interaccionantes ,reproducido además las secciones eficaces de producción de Λ_c^+ y D observadas a X_F elevados a las energías del ISR y Fermilab con las restricciones siguientes : una fracción de momento lineal de la partícula encantada estimada en 0.5% en $Q^2 \gtrsim 4m^2$, una función de distribución muy fuerte en X_F y en un corte de resolución en contribuciones de intercambios de gluones , además la componente difractiva contribuye a la producción de charm en las cercanías de $X_F=0$. Ello explica el hecho de que existan fallos en los análisis previos , basados en diagramas de creación de sabor solamente , para tener en cuenta las secciones eficaces observadas en la región central [BAR-82].

1.2.- CALCULO DE SECCIONES EFICACES POR QCD PERTURBATIVA.

En el cálculo de las Secciones Eficaces de Hadroproducción mediante la QCD Perturbativa hemos seguido los pasos que exponen los autores Barger y Halzen en [BAR-82] :

La sección eficaz σ para la producción de quarks pesados en colisiones hadrónicas se expresa en términos de las secciones eficaces de interacción $\hat{\sigma}$ de los constituyentes :

$$\sigma = \int \int dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \hat{\sigma} \quad (1.1)$$

donde x_1, x_2 son las fracciones de momento transportadas por los constituyentes interactuantes a partir de los hadrones 1,2 y $f_1(x_1, Q^2), f_2(x_2, Q^2)$ especifican las distribuciones de probabilidad, de estos constituyentes en los hadrones iniciales .

La energía s del proceso hadrónico y la \hat{s} del subproceso están relacionadas por:

$$\hat{s} = x_1 x_2 s + m_1^2 + m_2^2$$

donde m_1, m_2 , son las masas de los constituyentes entrantes, (ver figura 1.3).

El dominio de integración en (1.1) es $0 < x_1 < 1, 0 < x_2 < 1, x_1 x_2 > \hat{s}_0/s$ donde $\hat{s}_0 = \hat{s}_{th} - m_1^2 - m_2^2$ con \hat{s}_{th} la energía umbral igual $4m_Q^2$.

Debe sumarse la ecuación (1.1) sobre los subprocesos correspondientes a los diagramas de las figuras 1.2 (a,b,c,d,e,f,g).

Las secciones eficaces diferenciales con respecto a la variable de "scaling" longitudinal X_F del quark pesado dispersado puede expresarse en términos de $d \hat{\sigma} / d \hat{t}$, siendo \hat{t} la transferencia de momento invariante del subproceso:

$$\frac{d \hat{\sigma}}{d X_F} = \int \int dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \cdot \frac{x_1 x_2 s}{x_1 + x_2} \cdot \frac{d \hat{\sigma}}{d \hat{t}}$$

¹ conocidas tambien como funciones de estructura

La relación entre \hat{t} y las variables de integración es:

$$\hat{t} = \frac{x_1 - x_2}{x_1 + x_2} \left\{ -s(x_1 - X_F) + \frac{m_1^2 + m_3^2}{x_1} + \frac{m_4^2 - m_2^2}{x_2} \right\}$$

con m_3, m_4 como masas de los constituyentes salientes.

El dominio de integración de x_1, x_2 está ulteriormente restringido por la región permitida para \hat{t} que discutiremos abajo. Bajo la hipótesis de que el quark pesado espectador transporta el p del protón no transportado por el quark interactuante, la sección eficaz diferencial con respecto a X_F' del quark pesado espectador es:

$$\frac{d\sigma}{dx_F'} = f_1(x_1, Q^2) \int dx_2 f_2(x_2, Q^2) \delta$$
 (1.2)

con $x_1 = 1 - x_F$ y x_2 que tome valores dentro del intervalo $\frac{s_0}{(x_1 s)} < x_2 < 1$. Para dar el rango de t es conveniente introducir la notación:

$$x_0 = (1 - 4m^2/\hat{s})^{1/2}; \quad y_0 = (\hat{s} - m^2)^{1/2}/\hat{s}$$

donde m es la masa del quark pesado.

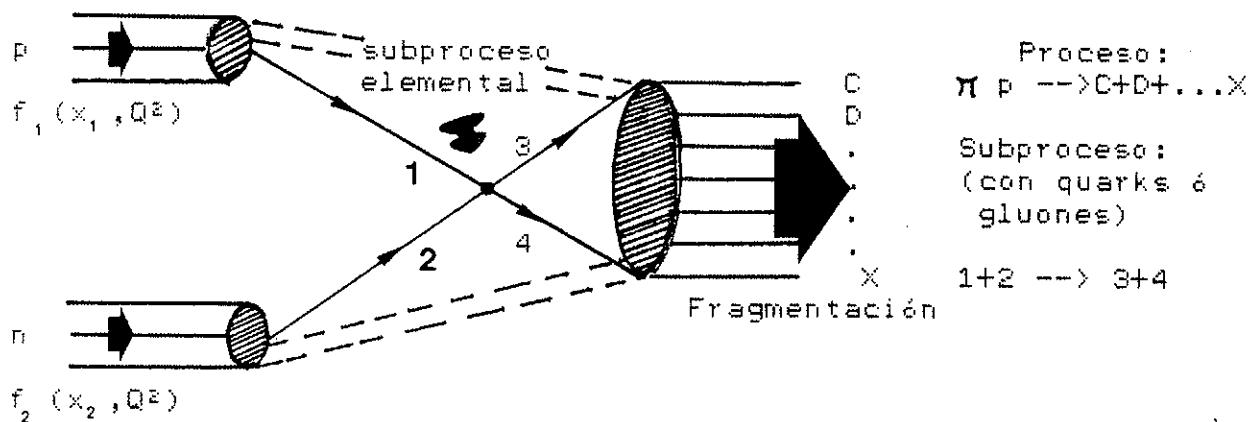


Figura 1.3.- Descripción del proceso de hadroproducción.

Para los subprocessos de fusión el intervalo vendrá dado por:

$$m^2 - \hat{s} (1 - x_0)/2 \leq -\hat{t} \leq m^2 + \hat{s} (1 - x_0)/2$$

y para los procesos de excitación de sabor:

$$\hat{t}_{\min} \leq -\hat{t} \leq \hat{t}_0 = \min \left(\hat{s} - m^2 - \hat{t}_{\min}, y_0 \right)$$

La cantidad \hat{t}_{\min} es un corte de origen dinámico en QCD que elimina las divergencias en $\hat{t} = 0$ de los diagramas de intercambio de gluones [BAR-82].

Hacemos una lista de las expresiones de las secciones eficaces integradas para los diferentes subprocessos dándose los umbrales \hat{s}_{th} y teniendo en cuenta que $\hat{\sigma}_0 = 4 \pi \alpha_s^2 / \hat{s}^3$.

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \hat{\sigma}_0 \frac{2x_0}{9} \left(1 + \frac{2m^2}{\hat{s}} \right), \quad \hat{s}_{th} = 4M^2,$$

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\hat{\sigma}_0}{4} \left(1 + \frac{4m^2}{\hat{s}} + \frac{m^4}{\hat{s}^2} \right) \ln \left(\frac{1+x_0}{1-x_0} \right) - \frac{\hat{\sigma}_0 x_0}{16} \left(7 + \frac{31m^2}{\hat{s}} \right), \quad \hat{s}_{th} = 4M^2,$$

$$\hat{\sigma}(qQ \rightarrow qQ) = \frac{\hat{\sigma}_0}{3} \left[\left(1 - \frac{\hat{t}_{\min}}{y_0} \right) \left(1 + \frac{2\hat{s}}{\hat{t}_{\min}} \right) - \frac{2\hat{s}}{y_0} \ln \left(\frac{y_0}{\hat{t}_{\min}} \right) \right],$$

$$\hat{s}_{th} = m^2 + \frac{1}{2}\hat{t}_{\min} + (m^2\hat{t}_{\min} + \frac{1}{4}\hat{t}_{\min}^2)^{1/2},$$

$$\hat{\sigma}(gc \rightarrow gc) = \frac{3\hat{\sigma}_0}{4y_0} \left\{ \left[1 + \frac{4\hat{s}}{9y_0} \left(1 + \frac{m^2}{\hat{s}} \right)^2 - \frac{2}{9} \frac{(\hat{t}_0 + \hat{t}_{\min})}{(\hat{s} - m^2)} + \frac{2\hat{s}y_0}{\hat{t}_0 \hat{t}_{\min}} \right. \right.$$

$$\left. + \frac{16}{9} \frac{m^4}{(\hat{s} - m^2 - \hat{t}_0)(\hat{s} - m^2 - \hat{t}_{\min})} \right] (\hat{t}_0 - \hat{t}_{\min}) + 2(\hat{s} + m^2) \ln \frac{\hat{t}_{\min}}{\hat{t}_0}$$

$$\left. + \frac{4}{9} \frac{(\hat{s}^2 - 6m^2\hat{s} + 6m^4)}{(\hat{s} - m^2)} \ln \frac{\hat{s} - m^2 - \hat{t}_{\min}}{\hat{s} - m^2 - \hat{t}_0} \right\}, \quad \hat{s}_{th} = m^2 + 2\hat{t}_{\min}.$$

Para los procesos de fusión asumimos que el intervalo $4m^2 \leq s \leq 4M^2$ mantiene al sistema $Q\bar{Q}$ ligado y que $s \geq 4M^2$ corresponde a la producción de sabores pesados abiertos (M es la masa del mesón más ligero con el sabor Q). Los subprocessos de excitación de sabor no contribuyen a la producción de $Q\bar{Q}$ ligado.

Tengamos en cuenta que la escala Q^2 se introduce a través de las funciones $f_1(x_1, Q^2)$ y $f_2(x_2, Q^2)$ y la constante de acoplamiento :

$$\alpha(Q^2) = \frac{12 \pi}{S(33 - 2f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

Tomamos una Q^2 efectiva de $4m^2$ y realizamos elecciones típicas de $\Lambda = 0.5$ Gev con $f = 4, 5, 6$ para producción de quarks c, b y t. Todos nuestros cálculos están basados en una distribución de gluones que tiene la forma $G(x)=3(1-x)^5/x$ y en distribuciones de quarks ligeros de los utilizados por Owens-Reya evaluados en $Q^2 = 4m^2$. Como masas de quarks tomamos $m_c = 1.5$ Gev/c 2 , $m_b = 4.7$ Gev/c 2 y $m_t = 20$ Gev/c 2 .

Para los umbrales físicos de producción de quarks pesados mediante mecanismos de fusión, usamos $M(D)=1.87$ Gev/c 2 , $M(B)=5.24$ Gev/c 2 y $M(T)=23.3$ Gev/c 2 .

Estudiemos las distribuciones de probabilidad $f(x, Q^2)$ de los constituyentes (quarks y gluones) en los hadrones iniciales. Podremos clasificarlos según el tipo de diagramas que describan:

1) distribuciones de los quarks o antiquarks de valencia dentro de los hadrones interactuantes, por ejemplo, en la interacción π^-p podemos incluir la contribución del antiquark de valencia u en el mesón π^- y obviar la contribución del mar en el caso de utilizar el diagrama 1.2.a [TU-80].

El producto de distribuciones vendrá dado por:

$$f_1(x_1, Q^2) f_2^P(x_2, Q^2) = (x_1 \tilde{U}_V^\pi(x_1, Q^2))(x_2 \tilde{U}_V^P(x_2, Q^2))$$

en donde se utilizan las funciones de estructura del protón proporcionadas por Buras y Gaemers. Concretamente, la dependencia funcional es :

$$f^{\pi^-}(x_1, Q^2) = x_1, \quad f^{\pi^-}(x_1, Q^2) \approx \begin{cases} 0.9 \sqrt{x_1} (1-x_1)^{1.27} & (\text{FNAL}) \\ 0.75 \sqrt{x_1} (1-x_1) & (\text{CERN-SPS}) \end{cases}$$

2) cuando en los diagramas intervengan gluones utilizaremos las distribuciones $g(x)$ de gluones en el interior de los hadrones exigiendo la condición de que la fracción de momento del hadrón que transporta los gluones es aproximadamente el 50%, esto se traduce formalmente en que:

$$\int x \cdot g(x) dx \approx 0.5$$

Las distribuciones estarán parametrizadas de la forma siguiente:

$$2 \cdot x \cdot G^P(x, Q^2) \sim (n+1) \cdot (1-x)^n$$

$$2 \cdot x \cdot G^N(x, Q^2) \sim (n+1) \cdot (1-x)^{n\eta}$$

donde n depende de Q^2 especulándose con la posibilidad de que $n \approx n - 2$.

3) las formas de las distribuciones de sabores pesados $h(x, Q^2)$ que conciernen a las figuras 1.2 e, f, g, h. Tomamos como hipótesis que los quarks QQ con los que interaccionan los gluones de dichos diagramas no son 'intrínsecos' sino generados por la evolución QCD de las funciones de estructura, tal como muestra la figura 1.4. Esto es, suponemos que a Q^2 pequeños el contenido de sabores pesados del protón es virtualmente nulo, pero para Q^2 del orden de $4m_c^2$ ó $4m_b^2$ se posee la resolución suficiente para encontrar quarks charm dentro del protón.

En el caso de una evaluación explícita de la sección eficaz de excitación de charm, hacemos la hipótesis de una distribución de la forma $x \cdot C(x, \langle Q^2 \rangle) = N x^l (1-x)^k$, siendo $\langle Q^2 \rangle$ un valor efectivo para estos procesos; además, se debe cumplir que:

$$\int dx \cdot x \cdot C(x) = 0.005$$

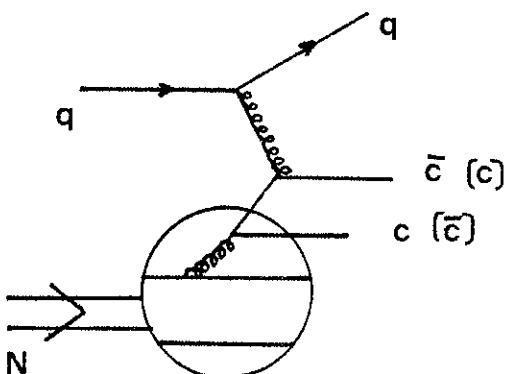
que es la probabilidad de encontrar quarks c a $Q^2 \approx 4 m_c^2$.

Los resultados concernientes a los procesos $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ y $gg \rightarrow b\bar{b}$ para las expresiones anteriores se muestran en la figura 1.5.a. En ella se puede comprobar que la contribución del mecanismo $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ es el dominante y a una energía del haz de piones de 350 Gev, los valores de sección eficaz para ambos mecanismos están dentro del intervalo de 1

a 10 nb.

Figura 1.4.-

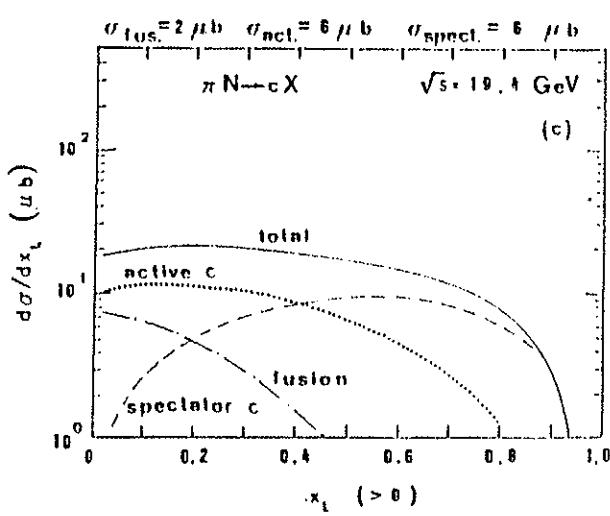
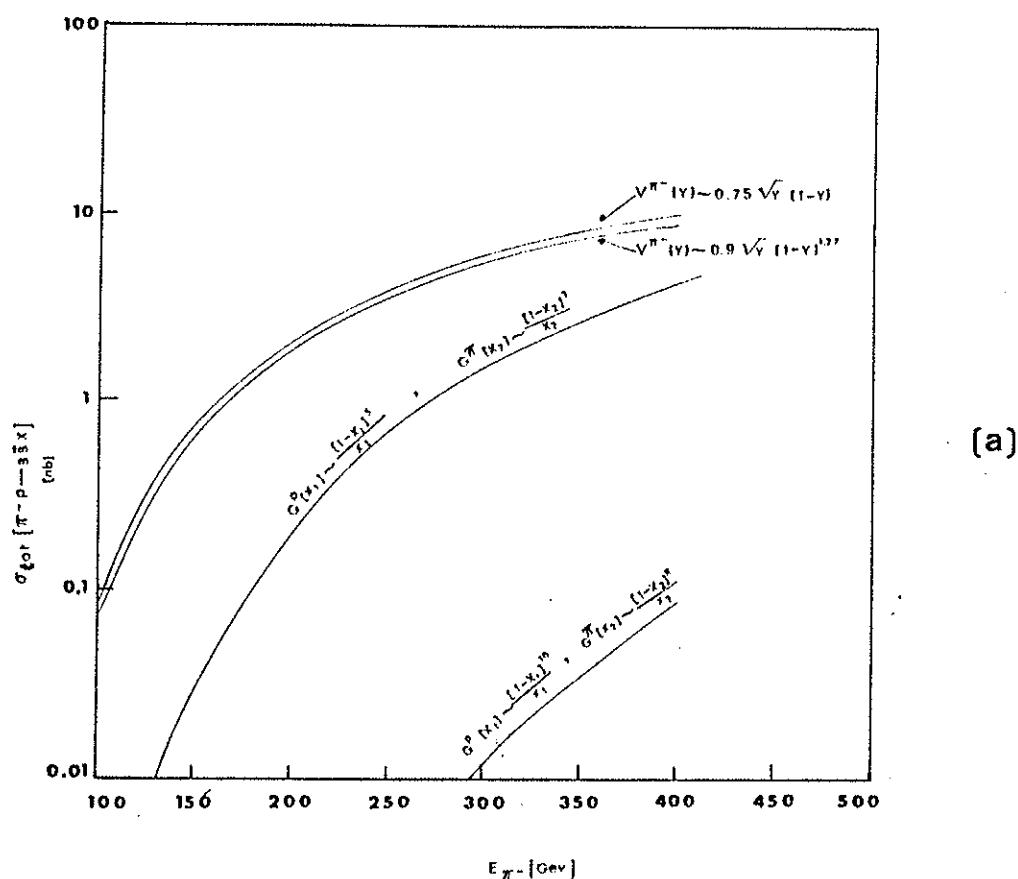
Diagrama que representa un origen de $c\bar{c}$ no perturbativo dentro del esquema de la QCD en el nucleón incidente.



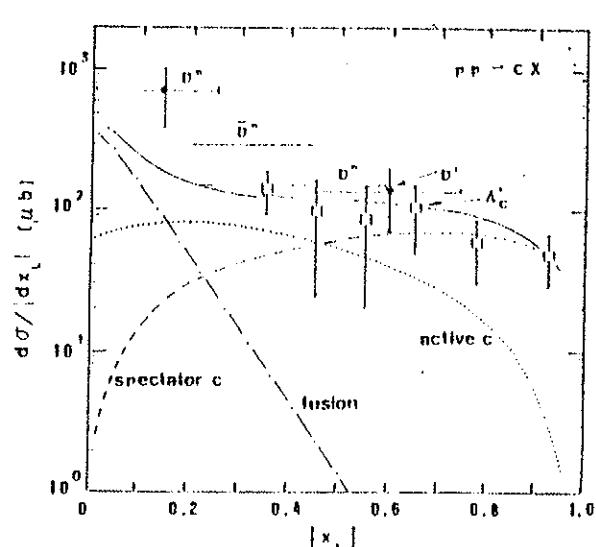
Los resultados para $d\sigma/dX_F$, basados en el cálculo descrito en el apartado anterior, se muestran en la figura 1.5.b para el proceso $\pi^- N \rightarrow C\bar{X}$ a una energía de 19.4 GeV en el C.M. Podemos observar que existen contribuciones a partir de los diagramas de fusión - correspondientes al conjunto de diagramas 1.2.a,b,c,d (componente central) - y las contribuciones del quark c a partir de los diagramas de excitación de sabor - correspondientes a los diagramas 1.2.e,f,g,h (componente difractiva) -. Con nuestra elección de la distribución $C(x)$, el X_F promedio del quark c activo es intermedio entre los quarks producidos centralmente ($X_F = 0$) y los producidos por diagramas espectador ($X_F \sim 1$).

Siguiendo los subprocessos de difusión, los quarks c se fragmentan dando hadrones encantados. El quark c espectador puede recombinarse con 2 quarks de valencia moviéndose paralelamente con un momento p comparable y, por tanto, se fragmentará primeramente en un barión charm, resultando en la producción de Λ_c^+ a gran X_F .

Figuras 1.5.- (a) secciones eficaces totales para la producción de beauty en colisiones $\pi - p$, siendo E_{π} la energía de los piones del haz en el sistema de Laboratorio , (b) distribuciones de X_F para la excitación de charm en interacciones $\pi N \rightarrow C X$ a una energía $\sqrt{s} = 19.4$ Gev ; (c) resultados para las distribuciones de X_F de producción de charm en $p p \rightarrow C X$ a la energía $\sqrt{s} = 62$ Gev comparados con los datos del ISR para Λ_c^+ y D .



(b)



(c)

1.3.- SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY .

Además de poseer la señal correspondiente a las partículas pesadas que hayamos encontrado, para calcular la Sección Eficaz de Hadroproducción de $B\bar{B}$ ó de $C\bar{C}$ necesitamos conocer cual es la dependencia con la masa atómica A del blanco, establecer la dependencia del modelo escogido y tener en cuenta las fracciones de canal exclusivas, [CA-86]. Veamos cada uno de los ingredientes:

(A) Dependencia en A:

Ya que la mayoría de los experimentos se realizan usando blancos nucleares pesados (por ejemplo, la emulsión nuclear), la dependencia en la masa atómica A, debida a efectos de apantallamiento nuclear es fundamental para obtener la sección eficaz correspondiente a un solo nucleón. Concretamente, para la hadroproducción de partículas pesadas de forma inclusiva, la sección eficaz total para un blanco de masa atómica A puede darse como:

$$\sigma(A) = A^\alpha \cdot \sigma(\text{nucleón}) \quad (1.3)$$

donde α muestra una fuerte dependencia en la variable X_F , sin depender significativamente del P [CA-86].

La dependencia en A expresada en (1.3) puede tomarse de referencia tanto en el caso del cálculo de la sección eficaz total hadrónica (π -p ó p-p), como para la sección eficaz de hadroproducción de charm o beauty. Concretamente, la sección eficaz inelástica total a altas energías $\sigma_h(A)$ en interacciones p-p, podemos parametrizarla como:

$$\sigma_h(A) = A^{0.72} \cdot \sigma_h(\text{nucleón}) \quad (1.4)$$

Por otro lado, la explicación más plausible de los datos actuales es que la sección eficaz total de hadroproducción de charm $\sigma_{c\bar{c}}(A)$ presenta aproximadamente una dependencia lineal en A [TAV-86]:

$$\sigma_{c\bar{c}}(A) = A \cdot \sigma_{c\bar{c}}(\text{nucleón}) \quad (1.5)$$

En el caso del beauty se asume la dependencia anterior (1.5):

$$\sigma_{B\bar{B}}(A) = A \cdot \sigma_{B\bar{B}}(\text{nucleón}) \quad (1.6)$$

Además, dentro del marco teórico que nos suministra la Cromodinámica Cuántica, si la producción de encanto es un proceso "duro", la sección eficaz debe presentar una dependencia lineal en A .

(B) Dependencia del Modelo:

Un aspecto importante es que muchos experimentos miden la sección eficaz de charm sáilmente en una pequeña parte del espacio fésico, a menudo para X_F elevados, dejando por cubrir la totalidad del intervalo de X_F . La sección eficaz se obtiene por extrapolación y es muy dependiente del modelo que hayamos escogido. Además, X_F y el momento transverso P_T dependen de la masa atómica del blanco, conformado en un esquema bastante complicado en donde la elección del modelo juega un importantísimo papel.

(C) Fracciones de canal:

El cálculo de secciones eficaces se realiza en base a un número de sucesos-señal encontrados que teórica ó experimentalmente presentan una cierta fracción de canal. Si este dato se conoce mal o incompletamente, el valor de la sección eficaz está sujeto a una gran imprecisión. Cuando se consideran fracciones de canales exclusivos la situación es muy insegura sobre todo si se está al comienzo del establecimiento de aquellas. Por otro lado, las fracciones de canal concernientes a evidencias topológicas son mucho más fiables.

Además, se necesitan otros factores para corregir los datos mediante cortes (ineficiencias del trigger, zonas muertas en el aparato, aceptancia angular limitada, etc), tal como tendremos ocasión de estudiar en los Capítulos 4 y 6.

Tomando los experimentos con los errores más pequeños, para energías del haz de 400 Gev/c y asumiendo una dependencia lineal en A , las secciones eficaces de hadroproducción de charm son las siguientes:

<u>Laboratorio</u>	<u>Energía</u>	<u>S. Eficaz</u>	<u>Blanco</u>
CERN EHS	400 Gev/c	$\delta(C\bar{C}) = 17 \pm 2 \text{ nb}$	H
FNAL ν -b.d.	400 Gev/c	$\delta(C\bar{C}) = 15.5 \pm 0.8 \pm 2.3 \text{ nb}$	W
COFRS μ -B.d.	350 Gev/c	$\delta(C\bar{C}) = 11.3 \pm 1.1 \pm 1.8 \text{ nb}$	Fe

Los resultados experimentales para la sección eficaz de hadroproducción de partículas Beauty pueden resumirse de la siguiente forma, [CA-86]:

• Para experiencias con detectores no visuales:

- NA3 : en esta experiencia se han estudiado sucesos de muchos μ obtenidos en interacciones p-Pt a 400 Gev y π -Pt a 150-280 Gev con un Espectrómetro especialmente diseñado para el estudio de pares de μ de alto PT.

- NA10 , en cambio, ha analizado los estados finales de tres μ , producidos por interacciones π -W a 194 Gev, obteniendo dos posibles medidas para σ según los criterios utilizados.

• Para experiencias con detectores visuales:

-WA-75 , ha observado directamente un par de partículas B desintegrándose en dos partículas 'charm' y que será descrito en el próximo capítulo. Asumiendo que la sección eficaz posee una dependencia lineal en A, la observación del suceso corresponde a una sección eficaz de producción de beauty en la región de los 10 nb.

Los resultados sobre secciones eficaces se han resumido en la tabla 1.1 .

TABLA 1.1.- Tabla que recoge los resultados actuales sobre las secciones eficaces de Hadroproducción de partículas Beauty.

EXPERIMENTO	COLISION (ENERGIA)	DEPENDENCIA DEL MODELO		NIVEL DE CONFIANZA (C.L.)
		CENTRAL	DIFRACTIVO (nb/nucleón)	
NA3	p - Pt (400 Gev)	< 2	< 20	90% CL
	π - Pt (280 Gev)	< 2	< 10	"
NA10	π - W (194 Gev)	7.7 ± 4.4 ($\propto A$) 19.2 ± 2.5 ($\propto A$)		90% CL
WA75	π - Emul. (350 Gev)		~ 10 ($\propto A$)	

1.4.- LAS SECCIONES EFICACES DIFERENCIALES DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY.

Se han hecho muchos esfuerzos por intentar derivar la imagen que describimos en el apartado 1.2, a partir de principios más generales y obtener una formulación cuantitativa de estos. Según Gunion [GU-79], a partir de argumentos procedentes de QCD, se puede obtener que la sección eficaz inclusiva para cualquier partícula del estado final tendrá la forma $(1 - X_f)^n$, para $X_f \rightarrow 0$, donde n suele presentarse con los valores 1,2,3,4 y 5, según el comportamiento que se desee reproducir. Ahora bien, la comparación con los datos experimentales presenta dos problemas:

a) Normalmente no existen valores experimentales en las cercanías de $X_f = 1$.

b) Las reglas se aplicaron tan sólo a partículas producidas directamente, o sea, a partículas que no son los productos de desintegración de estados de masa elevada, y se sabe que aproximadamente el 50% de las partículas del estado final son productos de desintegración de partículas pesadas.

Este modelo da lugar a la siguiente parametrización de la sección diferencial invariante:

$$E \frac{d^2 \sigma}{d P_T^2 d X_f} \propto (1 - |X_f|)^n \cdot e^{-\frac{s}{P_T^2}} \quad (1.7)$$

Esto da lugar a resultados muy diferentes para el parámetro n si los resultados se encuentran en la zona de X_f pequeños.

Dentro de la Física del Charm, varios autores han presentado resultados sobre distribuciones de X_f y de P_T para la producción de encanto en interacciones π^-p y $p-p$, [AG-86].

No es una tarea fácil comparar los resultados ya que cada experimento utiliza diferentes parametrizaciones y son sensibles a los diferentes partes del espacio fásico. Además, algunos de estos experimentos usan blancos pesados y, como ya hemos comentado ello influirá en las

distribuciones de X_F y de P_T .

En el programa de Simulación por Monte-Carlo del Experimento WA-71 se lleva a cabo un procedimiento de generación de sucesos de partículas Beauty, asociadas a partir de una serie de hipótesis plausibles como son:

- En primer lugar se establecen los porcentajes de producción central y difractiva: 80% para la primera y 20% para la segunda.

La generación de sucesos mediante producción central consiste en suponer que partículas beauty son emitidas en el Sistema de Referencia del Centro de Masas con una X de Feynmann X_F distribuida según la siguiente función:

$$X_F = 1 - r^{0.2} \quad (1.8)$$

donde r es una variable aleatoria entre 0 y 1 (se obtiene mediante la generación de números pseudoaleatorios).

La razón del uso de (1.8) está originada por la distribución de la sección eficaz diferencial respecto de la variable X_F :

$$\frac{d\sigma}{dX_F} = (1 - X_F)^5 \quad (1.9) \quad \text{donde} \quad \frac{d\sigma}{dX_F} = r$$

y tiene significado de frecuencia, (en nuestro caso probabilidad), de obtener sucesos con una determinada X_F .

Despejando de (1.9) se obtiene $X_F = 1 - r^{1/5} = 1 - r^{0.2}$.

De la anterior expresión puede extraerse la caracterización de que los sucesos producidos centralmente presentan X_F preferiblemente bajos ($X_F = 0$).

En cambio, la producción difractiva de partículas B prima momentos lineales longitudinales $p_{||}$ de emisión, en el centro de masas, elevados, con lo que los máximos de probabilidad aparecerán en $X_F = 0$. En el programa de Monte-Carlo que hemos utilizado, se ha escogido $X_F^0 = 0.4$ y una distribución de X_F gaussiana entorno a este punto, de la forma:

$$r(X_F) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} \exp \left(-\frac{(X_F - X_F^0)^2}{2\delta^2} \right) \quad (1.10)$$

con $\delta = 0.15$.

A partir de (1.10) puede obtenerse, despejando X_F :

$$X_F = X_F^0 - 2 \sigma \ln (\sqrt{2\pi} \sigma r)$$

siendo r la variable aleatoria.

- Otro aspecto importante es la correlación en la dirección de emisión de las partículas beauty, esto es, si el par de partículas BB se producen en los sentidos opuestos o pueden emitirse en direcciones totalmente diferentes cada una de ellas (no correlacionadas). La condición de correlación es:

$$X_F(\bar{B}) = -X_F(B)$$

pero en nuestro Monte-Carlo se ha supuesto que el par BB no está correlacionado en dirección.

- Hasta aquí se ha generado la componente longitudinal del momento lineal del B(B) en el Centro de Masas, por lo que necesitamos obtener la distribución de la componente transversal del momento (P_T). Para ello, se ha utilizado la distribución que se deduce de la expresión de la sección diferencial de producción de BB respecto de la variable P_T :

$$\frac{d\sigma}{dP_T} \propto P_T e^{-2P_T} \quad (1.11)$$

Estas hipótesis son las que se han escogido para realizar la generación de sucesos que incluyen la producción asociada de BB y CC en el programa de Simulación por Monte Carlo de la experiencia.

El resto de las partículas procedentes de la interacción se obtienen a partir de consideraciones relacionadas con la distribución de multiplicidades en interacciones hadrónicas, generándose además π^0 con una distribución análoga a la usada para las partículas beauty & charm:

$$\frac{d\sigma}{dP_T} \propto P_T e^{-6P_T} \quad (1.12)$$

CAPITULO 2.

DESINTEGRACION DE PARTICULAS CONSTITUIDAS POR SABORES PESADOS.

- 2.1.- FENOMENOLOGIA DE LAS INTERACCIONES ELECTRODEBILES.
- 2.2.- ANGULOS DE MEZCLA DEBILES.
LA MATRIZ DE KOBAYASHI - MASKAWA .
- 2.3.- MECANISMOS DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS CHARM Y BEAUTY.
 - 2.3.A.- Hamiltoniano Efectivo General.
 - 2.3.B.- Modelo del Quark Espectador.Correciones.
 - 2.3.C.- Modelos de Quark No Espectador.
- 2.4.- AMPLITUDES DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS BEAUTY.
 - 2.4.A.- Cálculo de las Amplitudes de Desintegración.
 - 2.4.B.- Determinación de $|U_{ub}|$ y $|U_{cb}|$.
- 2.5.- RESULTADOS SOBRE DESINTEGRACIONES DE PARTICULAS BEAUTY.
- 2.6.- CONSECUENCIAS A PARTIR DE LOS RESULTADOS ACTUALES.

2.1.- FENOMENOLOGIA DE LAS INTERACCIONES ELECTRODEBILES.

Las interacciones débiles presentan violación de paridad frente a otras interacciones que respetan su conservación . La teoría V-A contemplaba esta característica y se pudo construir fenomenológicamente las corrientes correspondientes que intervienen en el Lagrangiano. El ajuste de los resultados experimentales con la formulación inicial de la teoría dió lugar a la búsqueda de los verdaderos estados base fermiónicos: cronológicamente Cabibbo, el Mecanismo G.I.M. y como generalización el esquema proporcionado por Kobayashi-Maskawa [HAL-85] que discutiremos en el siguiente apartado.

La teoría V-A es tan sólo satisfactoria a nivel superficial ,ya que solo se calculan diagramas de orden muy bajo donde el momento intercambiado entre corrientes débiles satisface $|q^2| \ll (100\text{Gev})^2$. La existencia de los bosones intermediarios W^+ y W^- conduce simplemente a una reinterpretación de la constante de Acoplamiento de Fermi G_F . Sin embargo , los cálculos a ordenes mayores para las amplitudes conducen a serios problemas a bajas energías.

Las corrientes débiles forman un triplete y se construyen a partir del "isospin débil" ($SU(2)_L$):

$$J_\mu^i(x) = \overline{\chi} \gamma^\mu \tau^i \frac{1}{2} \chi_L \quad \text{siendo} \quad \chi_L = \begin{pmatrix} u \\ e^- \\ d \end{pmatrix}_L \quad \bar{\epsilon} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

y τ^i las matrices de Pauli en $SU(2)$ de isospín débil

El hecho de que tanto la corriente neutra de las interacciones débiles como la corriente electromagnética contengan componentes levágiras y dextrágiras favoreció el esquema de unificación según el cual se introduce la "hipercarga débil" definida como $Y = 2 (Q - T_3)$ siendo Q el operador carga eléctrica y T_3 el operador 3a componente de "Isospín débil" ; con lo cual la relación entre corrientes queda como :

$$\frac{Y}{J_\mu} = 2 (J_\mu^em - J_\mu^3)$$

El operador hipercarga Y genera un grupo de simetría $U(1)_Y$ de la misma forma que el operador Q genera el grupo $U(1)_{em}$.Por tanto ,al incorporar la interacción

eletromagnética hemos extendido el grupo de simetría a $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

La propuesta del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ fue hecha por Glashow en 1961, bastante antes del descubrimiento de las corrientes neutras débiles y fue aprovechada por Weinberg y Salam (1967) para introducir los bosones vectoriales intermedios W^\pm, Z^0 . Usualmente nos referimos a esta teoría como "modelo standard" de las interacciones electrodébiles.

En la siguiente tabla se resumen los números cuánticos de Isospín e Hipercarga Débil de leptones y quarks [DY-86].

Generaciones	Q	T	T_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2 1/2	1/2 -1/2	-1 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2 1/2	1/2 -1/2	1/3 1/3
$= \quad = \quad =$	$= \quad = \quad =$	$= \quad = \quad =$	$= \quad = \quad =$	$= \quad = \quad =$
$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$	-1	0	0	-2
$u_R \quad c_R \quad t_R$	2/3 -1/3	0 0	0 0	4/3 -2/3

Tabla 2.1.-

Tabla resumen de los números cuánticos de Isospín e Hipercarga Débil de Leptones y Quarks.

2.2.- ANGULOS DE MEZCLA DEBILES.

LA MATRIZ DE KOBAYASHI - MASKAWA.

Consideramos la generalización del mecanismo de Cabibbo-GIM de las dos generaciones de quarks $((u,d),(c,s))$ a 3 generaciones $((u,d),(c,s) \text{ y } (t,b))$. La corriente débil tendrá la forma :

$$J_\mu = \frac{1}{2} (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l \quad (2.1)$$

[HAL-85] donde l simboliza cualquiera de los leptones $e^-,\mu^- \text{ ó } \tau^-$ y U_{KM} representa la matriz unitaria 3×3 de Kobayashi-Maskawa. Esta matriz permite relacionar los autoestados de la teoría correspondientes a los quarks de $Q=-1/3$ (d', s', b') con los autoestados de quarks de masa definida (d, s, b):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \text{ con } U_{KM} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix}$$

Con esta formulación no es necesario producir una mezcla equivalente en los autoestados correspondientes a los quarks de $Q=-2/3$. Los 9 elementos de matriz son en general complejos y cada uno de ellos representa un acoplamiento de un quark de $Q=2/3$ con un quark de $Q=1/3$. La unitariedad de la matriz junto con la arbitrariedad de elección de fases en los campos de quarks permiten expresar la matriz en términos de 4 parámetros : 3 ángulos de rotación y un ángulo de fase. La primera parametrización fue propuesta por Kobayashi y Maskawa - y será la que utilizaremos en este trabajo - en términos de los ángulos de rotación $\theta_i, i:1,2,3$ y un ángulo de fase δ - [DY-86].

$$U_{KM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

donde $s_i = \sin \theta_i$, $c_i = \cos \theta_i$; siendo $i = (1, 2, 3)$.

Los elementos de matriz se hacen complejos a causa del descubrimiento de la tercera generación de quarks (t, b).

El Modelo Standard de la Teoría Electrodébil no proporciona los valores de estos cuatro parámetros físicos fundamentales, teniendo que ser determinados experimentalmente a partir de los diferentes procesos que involucran cambios de sabores de quarks como indica la Tabla 2.2 [HAL-85].

A partir de las restricciones que se obtienen de los anteriores resultados experimentales, teniendo en cuenta la ortonormalidad de U_{KM} y restringiendo el número de generaciones a 3 se llega a establecer los siguientes rangos de valores para los módulos de los elementos de matriz U_{ij} [DY-86]:

$$\begin{aligned}
 |U_{ud}| &= 0.9742 - 0.9756 & |U_{us}| &= 0.219 - 0.225 & |U_{ub}| &= 0 - 0.008 \\
 |U_{cd}| &= 0.219 - 0.225 & |U_{cs}| &= 0.973 - 0.975 & |U_{cb}| &= 0.037 - 0.053 \\
 |U_{td}| &= 0.002 - 0.018 & |U_{ts}| &= 0.036 - 0.052 & |U_{tb}| &= 0.9986 - 0.9993
 \end{aligned}$$

(2.2)

Estos valores apoyan la idea de que las transiciones:

i) dentro de una misma generación están muy favorecidas,

ii) entre la 1^a y la 2^a generación están favorecidas,

iii) entre la 2^a y la 3^a generación están desfavorecidas,

iv) entre la 1^a y la 3^a generación están doblemente desfavorecidas.

Elemento	Información Experimental
U_{ud}	Desintegración β
U_{us}	$K \rightarrow \pi e - \bar{\nu}_e$ y desintegraciones semileptónicas de hyperones,
U_{ub}	$b \rightarrow u e \bar{\nu}_e$, búsqueda de desintegraciones de mesones B que no tengan ningún K en el estado final; $ U_{ub} ^2 < 0.02 U_{cb} ^2$
U_{cd}	$\bar{\nu}_\mu d \rightarrow \mu^- c$, producción de partículas encantadas mediante neutrinos.
U_{cd}	$\bar{\nu}_\mu d \rightarrow \mu^- c$ y $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \bar{\nu}_e$ restringido por la unitariedad de U, que implica: $ U_{cd} ^2 + U_{cs} ^2 + U_{cb} ^2 = 1$ junto con la información sobre $ U_{cd} $ y $ U_{cb} $
U_{cb}	mediante $\tau_B \approx 10^{-12}$ segs y $ U_{ub} $
U_{tq}	a partir de límites de unitariedad.

TABLA 2.2 .

Resumen de las informaciones experimentales para el cálculo de la matriz de K-M.

El hecho de que $|U_{us}|$ haya sido determinada con bastante precisión y que su valor sea 0.22 sugiere que U pueda expresarse en expansión de potencias de $\lambda = |U_{us}| = 0.22$. El resultado $|U_{cb}|=0.06$ sugiere que $|U_{cb}| = A \cdot \lambda^2$, con $A = 5/4$ [WD-83].

A orden λ^2 la matriz de K-M puede escribirse como :

$$U(\lambda^2) \cong \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & 0 \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A \cdot \lambda^2 \\ 0 & -A \cdot \lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

de tal forma que $U U^\dagger = U^\dagger U = I$ a orden λ^2 .

La forma que prescribe la unitariedad a orden λ^3

$$U(\lambda^3) = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & \lambda^3 \cdot A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda^2 + A \\ \lambda^3 \cdot A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 + A & 1 \end{pmatrix}$$

donde deben introducirse 2 nuevos parámetros ρ, η . Así pues, quedándonos con los ordenes más altos para los módulos de U_{km} :

$$U = I(U_{KM})_{ij} \cong \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

2.3 - MECANISMOS DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS PESADAS.

En este apartado nos centraremos en los mecanismos de desintegración de los mesones pesados para fijar ideas, no obstante las desintegraciones de bariones tendrán lugar a través de diagramas análogos a los que vamos a describir. En la desintegración de un mesón intervienen dos modelos posibles:

a) Modelo de Quark Espectador : que consiste en diagramas en los que el quark pesado Q da lugar a la desintegración , y el quark ligero que acompaña a Q actúa como espectador tanto para canales hadrónicos como para canales semileptónicos (ver Figura 2.1)

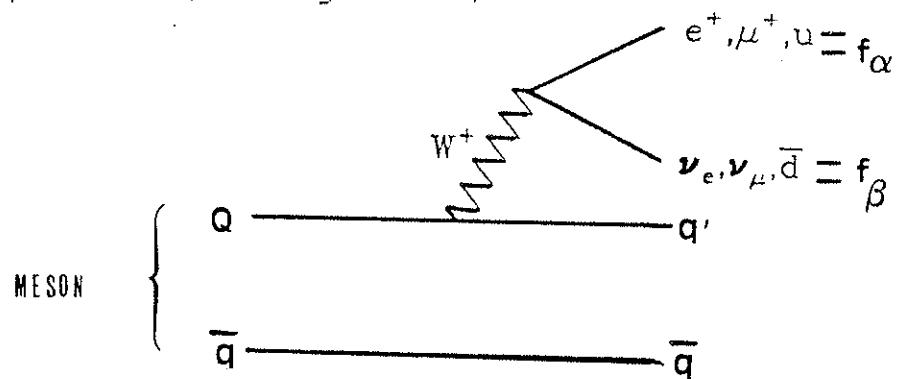
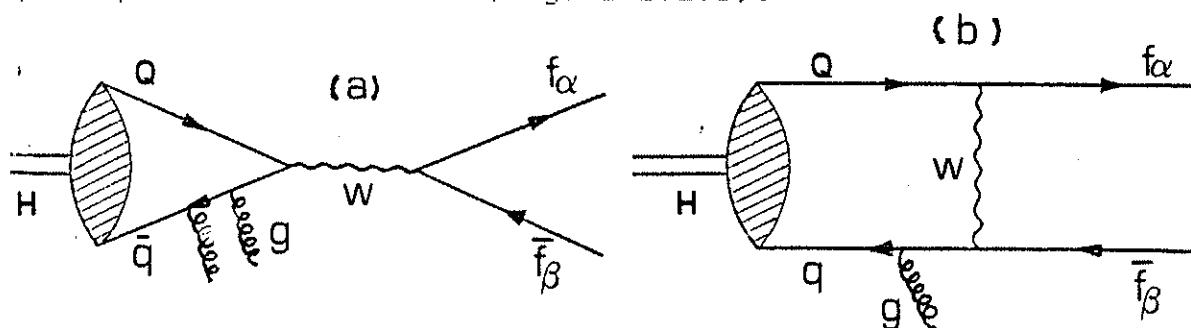


Figura 2.1.-
Diagramas de desintegración de un mesón mediante el Modelo de Quark Espectador.

b) Modelo de Quark No Espectador : se agrupan con esta denominación aquellos diagramas en los que el quark ligero del mesón toma parte en la desintegración (ver Figuras 2.2). Dentro de estos diagramas caben distinguir 2 tipos:

b.1) Diagramas de Aniquilación : que son sólo posibles para partículas cargadas (Figura 2.2.a)

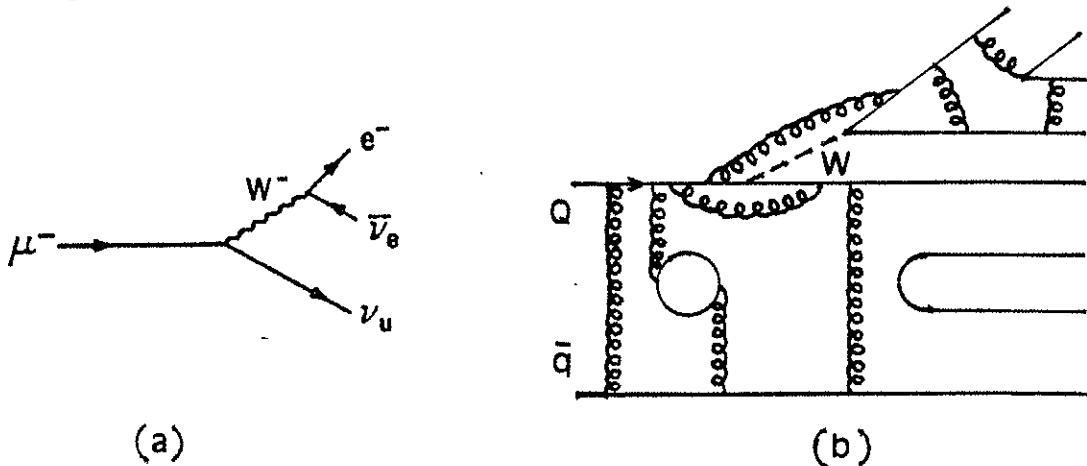
b.2) Diagramas de Intercambio de W : posibles tan sólo para partículas neutras (Figura 2.2.b).



Figuras 2.2.-
Diagramas de Desintegración de un Mesón mediante Modelos de Quark No Espectador: (a) diagrama de Aniquilación , (b) diagrama de intercambio de W .

2.3.A.- Hamiltoniano Efectivo General.

Antes de describir estos modelos, conviene realizar un tratamiento general sobre las desintegraciones de mesones, ya que estas pueden entenderse en términos de una superposición de interacciones débiles y fuertes. A nivel de quarks, existen diferencias entre las desintegraciones de mesones y de muones como puede deducirse de los diagramas de las Figuras 2.3.



Figuras 2.3.-
Comparación de diagramas: (a) diagrama de desintegración de un muón y (b) diagrama de desintegración de un mesón como superposición de interacciones débiles y fuertes.

Así como la Universalidad entre leptones está muy bien comprobada, esto es, las constantes de acoplamiento débil cumplen:

$$g(W e \bar{\nu}_e) = g(W \mu \bar{\nu}_\mu) = g(W \tau \bar{\nu}_\tau)$$

las constantes de acoplamiento de los W^\pm con los quarks son diferentes entre sí por dos razones: la estructura de sabor de la corriente débil y la renormalización de las interacciones fuertes [SCH-84].

Dentro del marco que proporciona la Teoría (V-A), el Hamiltoniano que gobierna la desintegración del quark pesado Q se puede escribir como:

$$\begin{aligned} H_W = & \sum_{\sigma K \epsilon} \frac{1}{2} U_{\sigma Q} U_{K \epsilon} \left\{ (c_+ + c_-) \bar{q}_\sigma \gamma^\mu (1 - \gamma^5) Q \bar{q}_K \gamma_\mu (1 - \gamma^5) q_\epsilon \right. \\ & \left. + (c_+ - c_-) \bar{q}_\sigma \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_\epsilon \bar{q}_K \gamma_\mu (1 - \gamma^5) Q \right\}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde $U_{\mu\nu}$ representa el elemento correspondiente de la matriz de K-M y describe la estructura de sabor de la corriente débil; por otro lado, la renormalización de la interacción fuerte implica que el acoplamiento efectivo $W\text{-}q_i\text{-}q_j$ no coincide con la factorización ($g\cdot U_{ij}$) simple ya que los gluones están presentes en el interior del mesón alrededor del vértice $W\text{-}q_i\text{-}q_j$. Estos gluones que se encuentran muy cercanos al vértice débil obedecen la QCD perturbativa y dan lugar a una serie de correcciones. Si tomamos sólo los términos de la forma $(\alpha_s \ln(M_W/M_H))^{12/(33-2N_f)}$ se llega al resultado de que se obtienen dos partes separadas en el Hamiltoniano H_W , una de las cuales difiere de la original fundamentalmente por la ordenación del color suministrándonos dos coeficientes c_+ y c_- que se encuentran relacionados entre sí en la forma :

$$c_- = \left[\frac{\alpha_s(M_H)}{\alpha_s(M_W)} \right]^{\frac{12}{33-2N_f}} = c_+^{-2} \quad \text{siendo } N_f \text{ el número de sabores}$$

El segundo término de H_W da cuenta de un reordenamiento de quarks de modo que ahora los quarks u y c transportan el mismo color, al igual que los quarks s y d (ver Figura 2.4)

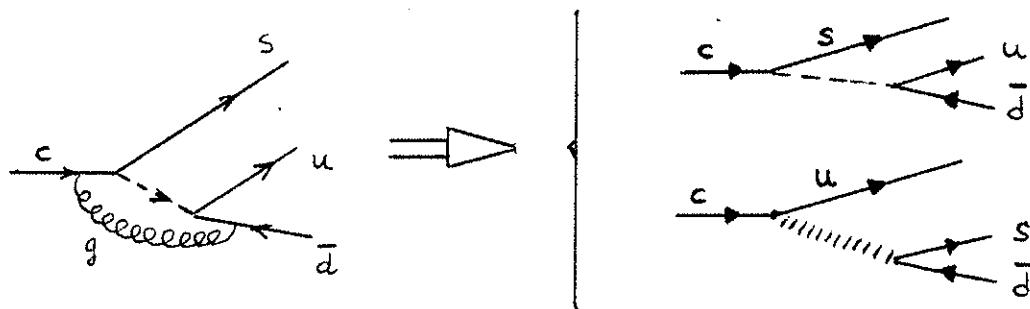


Figura 2.4.-
Reordenamiento de quarks originado por los gluones cercanos al vértice.

Estudiemos a continuación los diferentes modelos que explican la desintegración comenzando por el Modelo de Quark Espectador.

2.3.B.- Modelo de Quark Espectador . Correcciones.

En primer lugar, hemos de advertir que las desintegraciones de bariones tendrán lugar a través de diagramas análogos a los que vamos a describir para la

desintegración de un mesón constituido por un quark pesado (H). Explicitamente, las hipótesis simplificadoras del Modelo Espectador son las siguientes [BUT-86]:

- 1) el mesón H viene representado por su configuración de quarks de valencia; esto es, un quark 'charm' y un anti-quark ligero omitiéndose las fluctuaciones provenientes de la consideración del mesón como estado ligado;
- 2) se obvia la emisión de gluones por radiación ('soft gluons')
- 3) la suma de todos los estados finales hadrónicos posibles es reemplazada por estados finales de quarks 'libres' emitidos en la desintegración.

La vida media T_H del mesón H se calcula a partir de la amplitud de transición del proceso $H \rightarrow X$ siendo X el estado final.

$$M(H \rightarrow X) = \langle X | \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma\kappa\epsilon} U_{\sigma 0} U_{\kappa\epsilon} (\bar{q}_\sigma Q) (\bar{f}_\kappa f_\epsilon) | H \rangle \quad (2.5)$$

donde q_σ representan los posibles estados de sabor del quark y f_κ y f_ϵ los posibles estados fermiónicos (de quarks y de leptones) y utilizamos la nomenclatura abreviada:

$$(\bar{f}_\kappa f_\epsilon) = \bar{f}_\kappa \gamma^\mu (1 - \gamma_5) f_\epsilon \quad y \quad (\bar{q}_\sigma Q) = \bar{q}_\sigma^\dagger \gamma^\mu (1 - \gamma_5) Q,$$

i = índice de color

Si utilizamos las hipótesis anteriores podemos transformar (2.5) en:

$$\begin{aligned} M(H \rightarrow X) &= \langle q | \bar{f}_\nu f_\mu q_\rho | \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma\kappa\epsilon} U_{\sigma 0} U_{\kappa\epsilon} (\bar{q}_\sigma Q) (\bar{f}_\kappa f_\epsilon) | H \rangle = \\ &= \langle q | \bar{f}_\nu f_\mu q_\rho | \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma\kappa\epsilon} U_{\sigma 0} U_{\kappa\epsilon} (\bar{q}_\sigma Q) (\bar{f}_\kappa f_\epsilon) | Q \rangle = \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot U_{\rho 0} U_{\nu\mu} (\bar{q}_\rho Q) (\bar{f}_\nu f_\mu) \end{aligned} \quad (2.6)$$

si el acoplamiento $f_\nu f_\mu$ es leptónico $U_{\nu\mu} = 1$ y, en caso contrario, indican los elementos de matriz de K-M; salvo este detalle, la expresión anterior es formalmente idéntica al elemento de matriz de la desintegración del muón.

A partir de (2.6) podemos calcular la vida media como:

$$\tau_{H^+} \Gamma^{-1} = (\Gamma_{NL} + \Gamma_{SL})^{-1} \text{ siendo } \begin{cases} \Gamma_{NL} &= \text{anchura de desintegración} \\ &\text{no leptónica} \\ \Gamma_{SL} &= \text{anchura de desintegración} \\ &\text{semileptónica} \end{cases}$$

calculándolas como:

$$\Gamma_{NL} = 3 \frac{G_F^2 m^5}{192 \pi^3} \left(\sum_{\sigma \mu \nu} |U_{\sigma 0}|^2 |U_{\nu \mu}|^2 \right)$$

$$\Gamma_{SL} = 2 \frac{G_F^2 m^5}{192 \pi^3} \left(\sum_{\sigma} |U_{\sigma 0}|^2 \right)$$

El modelo de quark espectador da lugar a las siguientes consecuencias [BUT-85]:

1) Todas las partículas constituidas por un determinado quark pesado tendrán la misma vida media τ , esto es:

$$\tau(D^\pm) = \tau(D^0/\bar{D}^0) = \tau(\Lambda_c^+) = \dots = \tau_c$$

$$\tau(B^\pm) = \tau(B^0/\bar{B}^0) = \tau(\Lambda_b) = \dots = \tau_b$$

2) y, además, deben poseer las mismas fracciones de canales (B.R.) semileptónicos, o sea:

$$B.R.(D^\pm) = B.R.(D^0) = \dots = B.R.(c)$$

$$B.R.(B^\pm) = B.R.(B^0) = \dots = B.R.(b), \quad l=e,\mu$$

Debido a que la Física del Beauty se desarrolla lentamente y no cuenta todavía con suficientes resultados, exponemos resultados experimentales correspondientes al 'charm', que contradicen las consecuencias anteriores del Modelo de Quark Espectador [CA-85].

Los detectores de MARKII y DELCO en SPEAR han obtenido una fracción semileptónica a electrones para D^\pm y D^0/\bar{D}^0 en una razón aproximada de 5:1. Medidas precisas de las fracciones de canal proporcionan los siguientes resultados:

$$B.R.(D^+ \rightarrow e^- X) = (17.0 \pm 1.9 \pm 0.7)\% \\ B.R.(D^0 \rightarrow e^+ X) = (7.5 \pm 1.1 \pm 0.4)\%$$

Otro argumento en contra del modelo de quark Espectador es que, debido a la estructura de color, se predice la supresión de la desintegración $D^{\circ} \rightarrow K^{\circ} \pi^{\circ}$ frente al proceso $D^{\circ} \rightarrow K^- \pi^+$ en un factor mayor que 18, pero la fracción medida es de $0.35 \pm 0.07 \pm 0.07$.

Así pues, estas desviaciones deben ser explicadas a partir de correcciones al Modelo Espectador o de la contribución de mecanismos alternativos no espectador. Dentro de las correcciones al Modelo Espectador caben ser señaladas las siguientes [CAS-86] :

- 1) Correcciones Radiativas a las anchuras de desintegración,
- 2) Correcciones Gluénicas de corto Alcance al Hamiltoniano Efectivo de la desintegración No Leptónica H_{NL}^{ef}
- 3) Correcciones de Espacio Físico
- 4) Movimiento de Fermi de los quarks.

Todas estas correcciones mejoran el comportamiento del modelo Espectador ya que apuntan en dirección correcta, pero no logran, por ejemplo, arrojar la razón : $\Gamma(D^{\pm}) / \Gamma(D^{\circ}) \sim 2$.

Es la contribución de la corrección 4) la que puede considerarse más fuerte: consiste en una interferencia destructiva debida a la estadística de Fermi, entre el antiquark \bar{d} en la desintegración del D^{\pm} y el d que aparece en el estado final de la desintegración $c \rightarrow s\bar{d}$. Esta interferencia aumentaría la $\Gamma(D^{\pm})$, mientras que dejaría la $\Gamma(D^{\circ})$ igual. Sin embargo, un cálculo detallado muestra que el término de interferencia puede alcanzar el 20% del término normal como máximo jugando un papel marginal en la explicación de la diferencia observada entre $\Gamma(D^{\pm})$ y $\Gamma(D^{\circ})$ [CA-85].

Así pues, las desintegraciones no leptónicas de quarks pesados van a estar fuertemente influenciadas por el constituyente ligero, que permanece pasivo.

2.3.C.- Modelos de Quark No Espectador.

Los diagramas correspondientes a los modelos de quark No espectador han sido eliminados por el mecanismo de supresión de helicidad al existir el acoplamiento del bosón vectorial W al estado pseudoscalar $Q\bar{q}$ correspondiente al

mesón inicial.

Si prescindimos de la supresión por helicidad, son posibles contribuciones no leptónicas de modelos no espectador, de aniquilación en el caso de partículas cargadas y de intercambio de W en el caso de partículas neutras. En la figura 2.5 se encuentran las contribuciones menos desfavorecidas para el caso D^0 y D^\pm .

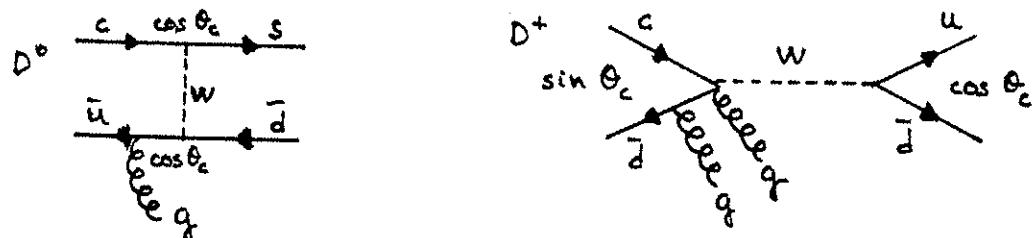


Figura 2.5.-

Contribuciones menos desfavorecidas de los Diagramas de Quark No Espectador para el caso del D^0 y del D^\pm .

Ya que el diagrama de aniquilación para D^\pm está suprimido por Cabibbo, es de esperar que la $\tau(D^\pm)$ tenga una τ más larga que el D^0 , F^+, Λ^+_c . Con el fin de explicar la razón $\tau(D^\pm)/\tau(D^0) \approx 2$, el intercambio de W debe ser obviamente al menos tan importante como el mecanismo de quark espectador.

Para no tener la supresión por helicidades, hemos de evitar que el mesón se halle en un estado de $J^P = 0^-$. Esto implica la consideración de gluones que den lugar a una componente $J=1$ en el estado inicial. Es interesante señalar que en el caso de Λ_c^+ no se requiere la presencia de gluones ya que el sistema (cd) tiene ya su propia componente $J=1$ (Figura 2.5).

Por otro lado, en diagramas de aniquilación, la combinación (cq) ha de ser singlete de color para acoplarse al W^+ , ello requiere la emisión de al menos 2 gluones.

Si los diagramas con emisión de gluones a partir de las líneas de quark iniciales no están suprimidas por helicidad, las amplitudes para estas contribuciones pueden calcularse en aproximación perturbativa; por ejemplo en el modelo no relativista se obtiene la predicción [CA-85]:

$$R = \frac{\tau(D^\pm)}{\tau(D^0)} \approx 1 + 0.7 (f_d / m_u)^2$$

donde f_d representa la constante de desintegración leptónica del D que no se conoce con precisión ($150 \leq f_d \leq$

800 Mev.). Usando $m_\nu = 800$ Mev, encontramos que R puede variar desde 1.2 hasta 7. Este resultado da una idea del nivel de predicción teórica que es compatible con los resultados experimentales pero que son difíciles de cuantificar ya que depende de las propiedades que se desprenden de la QCD.

2.4.- AMPLITUDES DE DESINTEGRACION DE PARTICULAS BEAUTY.

2.4.A.- Cálculo de las Amplitudes de Desintegración.

La amplitud Γ_H de desintegración de las partículas constituidas por sabores pesados puede expresarse en términos de la amplitud Γ_Q de desintegración del quark pesado que las constituyen dentro del modelo de quark espectador :

$$\Gamma_H \cong \Gamma_Q$$

El hecho que el diagrama de desintegración de Q sea formalmente idéntico al de desintegración del muón hace que debamos considerar los factores correctivos análogos :

- factor de espacio fásico:

$$\theta(m_\alpha, m_q) = 1 - S \frac{m_q^2}{m_\alpha^2}$$

- factor de corrección radiativa gluónica de primer orden este factor es el equivalente al de corrección por fotones a primer orden en el caso de la desintegración del muón : además hemos de introducir los factores provenientes de la reordenación del color F_c y de la estructura de sabor de las interacciones débiles ($|UQq|$) de forma que para un canal $Q \rightarrow q f_1 \bar{f}_2$ debe cumplirse que:

$$\Gamma(Q \rightarrow q f_1 \bar{f}_2) \cong \Gamma_Q(m_\alpha) \cdot \theta(m_\alpha, m_q) \cdot R(\alpha_s) \cdot F_c \cdot |U_{Qq}|^2$$

Así pues, la amplitud total de desintegración de un quark pesado Q puede calcularse sumando las contribuciones procedentes de una desintegración del mesón H mediante el modelo de quark espectador y realizando las correcciones anteriormente descritas , por tanto :

$$\Gamma_H \approx \Gamma_0(m_Q) (r |U_{qQ}|^2 + s |U_{q'Q}|^2)$$

donde los coeficientes r y s incluyen todas las correcciones anteriores y q y q' son los quarks procedentes de las desintegraciones del Q .

Los valores de r y s calculados por Leveille para el Beauty son :

$$r = 7.7 \quad y \quad s = 3.1$$

Los parámetros r , s y m_Q presentan incertidumbres teóricas, pero concretamente r y s pueden eliminarse usando las medidas de las fracciones de canal semileptónico del mesón H (Bsl).

La amplitud de desintegración semileptónica para el mesón B viene dada por [ST-86] :

$$\Gamma_{SL} = \Gamma_0(m_B) (|U_{ub}|^2 + 0.45 |U_{cb}|^2) \cdot R(\alpha_s)$$

donde $R(\alpha_s) = 0.85$ para $\alpha_s = 0.2$.

Ya que $Bsl = \Gamma_{SL} / \Gamma_B$ y $\Gamma_B \cdot \tau_B = \tau$ podemos relacionar la vida media de B y la fracción de canal semileptónico con los elementos de matriz de K-M mediante :

$$Bsl \frac{\tau}{\tau_B} = \Gamma_0(m_B) \cdot (|U_{ub}|^2 + 0.45 |U_{cb}|^2) \cdot R(\alpha_s)$$

y teniendo en cuenta que $\Gamma_0(m_B = 4.95 \pm 0.20 \text{ GeV}) \approx \tau \cdot 10^{-14}$ y el valor más reciente para Bsl suministrado por CLEO es 0.11 ± 0.01 llegamos a la expresión :

$$\tau_B \cdot 10^{14} \cdot (|U_{ub}|^2 + 0.45 |U_{cb}|^2) = 0.0129 \quad (2.7)$$

2.4.2.- Determinación de $|U_{cb}|$ y $|U_{ub}|$.

A partir de la expresión (2.7) pueden determinarse los posibles valores de los parámetros U_{ub} y U_{cb} en función de τ_B : el valor de τ_B escogido ha sido la media mundial :

$$\bar{\tau}_B = (1.16 \pm 0.16) \cdot 10^{-12} \text{ seg.}$$

correspondiente a una mezcla desconocida de B^0 , B^- , B_s^0 y báriones B . Evidentemente, si posteriormente se pusiera de manifiesto grandes diferencias entre las vidas medias de estas partículas, tendríamos que revisar el siguiente análisis.

Los contornos para $|U_{cb}|$ frente $|U_{ub}|$ con un Nivel de Confianza (C. L.) del 90% se muestran en la Figura 2.6.

Ahora bien, también podemos incorporar los datos obtenidos a partir de la desintegración de partículas B en lo que se refiere a la cantidad relativa $(b \rightarrow u)/(b \rightarrow c)$. Para ello se han utilizado diferentes métodos :

El primer método utiliza la forma del espectro del momento lineal de los leptones en las desintegraciones semileptónicas de B ($B \rightarrow X l \bar{\nu}$).

Se espera que los leptones tengan p más elevados para el canal $b \rightarrow u$ que para el canal $b \rightarrow c$, ya que el quark u es menos masivo que el c . La forma exacta del espectro depende del modelo teórico usado para describir cómo se combinan los quarks u y c con el antiquark espectador \bar{q} , posteriormente, cómo se forman los hadrones. En la figura 2.7 se muestra el espectro del momento de los electrones de CLEO, los comportamientos esperados para $b \rightarrow u$ y $b \rightarrow c$ basados en el modelo de Altarelli, así como la forma predicha para la desintegración secuencial $B \rightarrow D X$ y $D \rightarrow Y l \bar{\nu}$. La última distribución está basada en las medidas del espectro del momento de las partículas D y de los leptones resultantes de la desintegración del D .

El segundo método ha sido utilizado en CLEO y su objetivo es extraer una fracción de canal semileptónica de B ajustando varias distribuciones teóricas $b \rightarrow c$ junto con la distribución predicha para el canal $B \rightarrow D \rightarrow$ lepton sin incluir el canal $b \rightarrow u$. La fracción de canal encontrada es $11.0 \pm 0.2 \pm 1.0\%$ donde el último error es debido principalmente a la variación con los diferentes modelos teóricos.

Para encontrar un valor para $b \rightarrow u$ se vuelven a hacer los ajustes incluyendo las formas teóricas $b \rightarrow u$.

Los límites son:

$|U_{ub}| / |U_{cb}| < 0.11$ en el modelo de Altarelli et al.

$|U_{ub}| / |U_{cb}| < 0.21$ en el modelo de Grinstein 90% CL

Puede encontrarse un límite que no dependa del modelo $b \rightarrow c$. La idea es encontrar un intervalo de momento del lepton que se encuentre por encima del límite para las desintegraciones de $B \rightarrow D l$, pero que todavía tenga una fracción finita de desintegraciones $b \rightarrow u$.

2.5. RESULTADOS SOBRE DESINTEGRACIONES DE PARTICULAS BEAUTY .

Los resultados sobre las desintegraciones de partículas 'beauty' se refieren a la vida media de los 'beauty' y a las fracciones de canales de desintegración:

1) VIDA MEDIA :

En la medida de $\bar{\tau}_b$ se han empleado dos técnicas diferentes en experiencias e^+e^- :

(a) Distribución del parámetro de impacto de leptones en sucesos hadrónicos .

(b) Información sobre trazas cargadas a partir de todos los modelos de desintegración.

La mayoría de estas medidas hacen uso de la correlación existente entre el parámetro de impacto y $\bar{\tau}$ de una partícula que se desintegra (apéndice A). Las medidas se realizan sin la evidencia visual de la desintegración de la partícula beauty [CA-85]

Método a.

Este método tiene la ventaja de que la producción de leptones inclusivos en aniquilación e^+e^- parece comprenderse totalmente a partir de los experimentos de PEP y PETRA . Concretamente, la región de alto Pt del lepton inclusivo con respecto al eje del jet del suceso está enriquecida por desintegraciones de b semileptónicas frente a desintegraciones de c semileptónicas.

La distribución del parámetro de impacto observado viene dada por una superposición incoherente de 3 contribuciones diferentes:

- desintegraciones de hadrones beauty,
- desintegraciones de hadrones 'charm',
- desintegraciones de hadrones 'background'

Su importancia relativa, que depende de los cortes cinemáticos usados para enriquecer la muestra de b, así como sus dependencias con el parámetro de impacto han sido predichas por el Monte-Carlo.

Esta estrategia ha sido utilizada por cuatro equipos experimentales con pequeñas diferencias entre ellos: DELCO, MAC y MARKII en PEP y JADE en PETRA.

Las características más sobresalientes, junto con los resultados, pueden verse en la tabla 2.3

Método b.

Una limitación obvia inherente en el método anterior es que la desintegración semileptónica de las partículas beauty representa sólo el 10% del total de las desintegraciones.

Los equipos experimentales de TASSO, JADE y MARKII han tratado de resolver este obstáculo considerando todos los modos de desintegración. Una desventaja de esta aproximación es que en este caso la correlación entre γ y el parámetro de impacto del hadrón es menos evidente y depende mucho del modelo escogido, ya que el Monte-Carlo necesita más información de salida que en el caso previo, por ejemplo, funciones de fragmentación hadrónica, multiplicidades de desintegración, etc.

Es importante señalar que pueden tratarse de dos medidas diferentes. Si suponemos que los diagramas espectador y no espectador están ambos permitidos, existiría una diferencia entre las vidas medias de los beauties cargados y los neutros y el canal semileptónico para B neutros estará suprimido.

La medida de $\bar{\tau}_B$ se hizo comparando el parámetro de impacto medio proyectado para una muestra enriquecida de b con las predicciones de Monte-Carlo para diferentes γ . Los resultados sobre las vidas medias de B se representan en la gráfica 2.8.

El evidente agrupamiento de los datos alrededor del promedio ponderado:

	DELCO	MAC	MARK II	JADE
LUMINOSIDAD (pb ⁻¹)	118	210	220	63
RESOLUCION (μm)	400	530	200	480
NUM. DE LEPTS.	60	505	270	99
$\langle \delta \rangle$ (μm)	215 ± 81	70 ± 22	80 ± 17	$282 \pm 66 \mu^-$ $457 \pm 107 e^-$
METODO	Máxima Verosimilitud	Mediana	Máxima Verosimilitud	Máxima Verosimilitud
$\tau_b (10^{-12} s)$	+0.37 116 -0.34 ±0.23	0.81 ± 0.28	0.85 ± 0.17	+0.51 1.78 -0.30 ±0.37

TABLA 2.3.-

Características más importantes de los diferentes experimentos concernientes al método del parámetro de impacto leptónico . La última linea contiene las vidas medianas obtenidas.

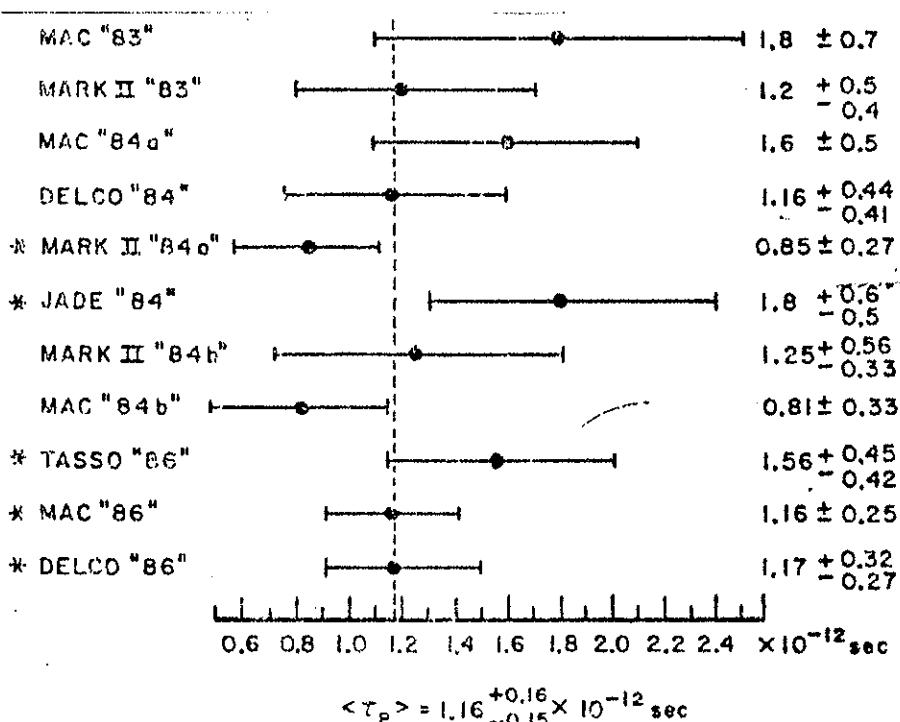


Figura 2.8.-

Resumen de las medidas de τ_b . El asterisco * indica que dichas medidas se han usado para calcular el valor promedio $\langle \tau_b \rangle$

parece que nos confirma que la situación es bastante segura.

Observación Directa de Desintegraciones de partículas B.*

En la Colaboración WA-75 se ha observado la producción asociada de un par de partículas beauty producidas por interacciones de π^- sobre emulsión nuclear [AL-85].

La interpretación obvia del suceso (Figura 2.9) es la que consiste en la producción de un par B^+ \bar{B}^0 a partir de la interacción de un π^- de 350 GeV/c. El mesón B^+ se desintegra en el vértice 1 en muón y D^0 , que a su vez se desintegra en el vértice 3 para dar D^- y un hadrón positivo, y a su vez D^- se desintegra dando otro muón en el vértice 4. Otras explicaciones alternativas de este suceso se han evaluado muchísimo más improbables.

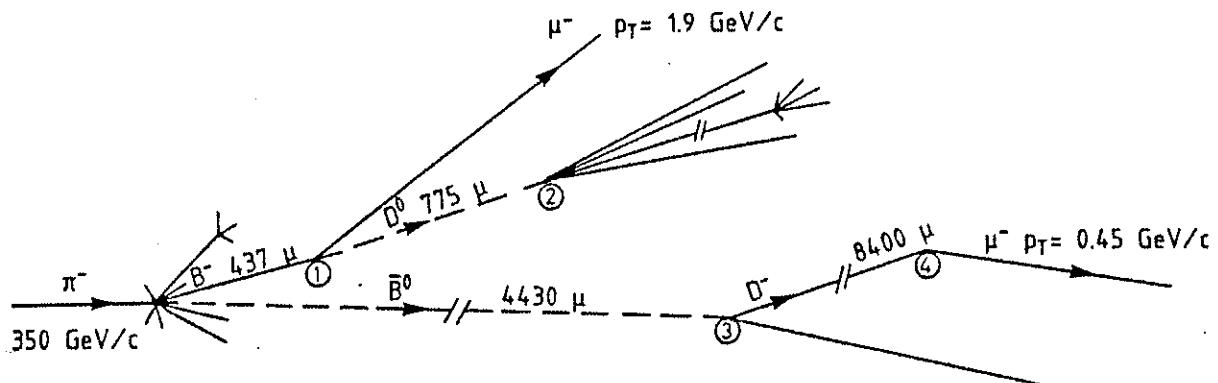


Figura 2.9.-

Interpretación de doble desintegración para el esquema de cuatro vértices observado en un suceso encontrado en Emulsión en el Experimento WA-75.

Ya que, sin contar a los muones, no se conocen ni las energías ni la identificación de las partículas, el análisis sistemático está lejos de estar completo. No obstante, se han utilizado 2 métodos diferentes para evaluar los tiempos propios de vuelo t de las partículas B que describimos a continuación.

El primer método es el del parámetro de impacto y utiliza las hipótesis de que los productos de desintegración tengan $\beta \approx 1$ y con la utilización de las expresiones $Y \approx 1/\langle\theta\rangle$ y $ct=1/\langle\theta\rangle$ (apéndice A) para emisión isótropa; con estas expresiones los tiempos propios son:

$$t(B^+) = 0.7 \times 10^{-13} \text{ seg}$$

$$t(\bar{B}^0) = 3 \times 10^{-13} \text{ seg}$$

El segundo método utiliza hipótesis de posibles esquemas de desintegración. La cinemática de la desintegración se calcula en el sistema de referencia de Laboratorio variando las energías de las partículas que se desintegran desde 10 a 250 Gev y de los productos de desintegración desde 10 Gev a 250 Gev y las de los productos de desintegración desde 1 Gev al máximo permitido por el ángulo de emisión y la masa asignada. Así pues, los tiempos propios de las partículas B obtenidos:

$$t(B^-) = (0.8 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ seg}$$

$$t(\bar{B}^0) = (5 \pm 2) \times 10^{-13} \text{ seg}$$

El tiempo de vuelo medio ponderado del B^- y del \bar{B}^0 es :

$$\langle t_B \rangle = (3 \pm 2) \times 10^{-13} \text{ seg.}$$

2) FRACCIONES DE CANAL :

Hasta ahora han aparecido tan sólo fracciones de canales inclusivos semileptónicos con el fin de calcular las vidas medias promediadas de sistemas B^0 , \bar{B}^0 , B^+ , B^- . No obstante, se conocen actualmente datos sobre fracciones exclusivas : a continuación damos los cuales exclusivos más probables [RPP-86]

$$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ (1.1 \pm 0.6)\% \quad B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^- (7 \pm 5)\%$$

$$D^{\ast -} \pi^+ \pi^+ (2.7 \pm 1.7)\% \quad D^{\ast -} \pi^+ (1.7 \pm 0.7)\%$$

$$D^{\ast -} \rho^+ (8 \pm 4)\%$$

2.6.- CONSECUENCIAS A PARTIR DE LOS RESULTADOS ACTUALES.

Para evaluar las posibles consecuencias que tendrían los anteriores resultados sobre de vidas medias hemos de discutir la magnitud de los elementos de matriz $|U_{bc}|$ y $|U_{ub}|$, cuya razón está acotada en la forma $|U_{ub}|/|U_{cb}| < 0.11$ (Altarelli).

Inicialmente se esperaba que la vida media del beauty τ_b cumpliera [BAR-79] $10^{-14} \ll \tau_b \ll 10^{-12}$ seg. con lo cual $|U_{bc}|$ era del orden de los elementos de matriz que mezclan la primera y segunda generaciones, sin embargo, una τ_b de 10^{-12} seg. indica que la mezcla entre segunda y primera generación es mucho más pequeña que la mezcla entre la segunda y la primera. Este hecho puede dar algunas pistas hacia el establecimiento del nuevo "Modelo Standard" que se traduciría en varias diferentes restricciones y fenómenos : restricciones al límite inferior de la masa del "top" y de la cota inferior de ϵ'/ϵ , así como la posible existencia de transiciones quark-antiquark de partículas constituidas por sabores pesados ($D^0-\bar{D}^0$ y $B^0-\bar{B}^0$), siendo este último tema el que vamos a abordar a continuación haciendo uso de la expresión de la Matriz de K-M hasta orden λ^2 suministrada en el apartado 2.2.

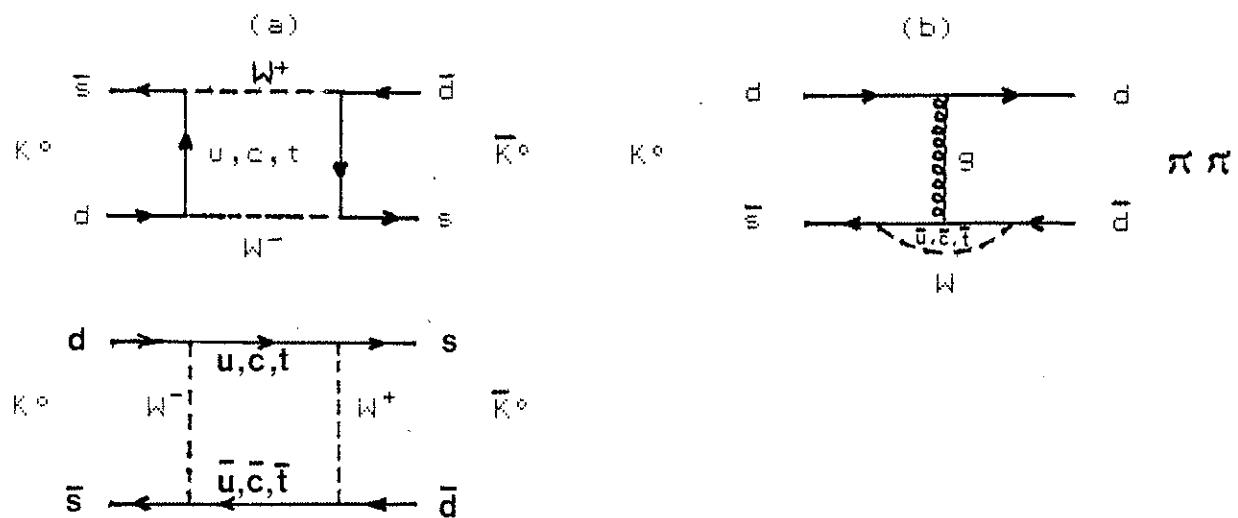
Transiciones Quark-Antiquark de Partículas Constituidas por Quarks Pesados.

Dejando a parte los pequeños efectos que tendría una potencial violación de CP, nos centramos en este apartado en el estudio de los efectos que tendría una posible mezcla $D^0-\bar{D}^0$ ó $B^0-\bar{B}^0$ si pudieran ser observados ,analogamente a lo que sucede con la mezcla de $K^0-\bar{K}^0$ [DY-86].

Tomando como referencia el sistema de $K^0-\bar{K}^0$ y obviando la pequeña diferencia existente entre los estados $|K_1^0\rangle$ y $|K_S^0\rangle$ y entre los estados $|K_2^0\rangle$ y $|K_L^0\rangle$ podemos partir del dato siguiente para la diferencia de masas $\Delta m = m(K_2) - m(K_1) = 3.52 \cdot 10^{-15}$ Gev= $0.535 \cdot 10^{10}$ seg $^{-1}$ que hemos de comparar con la diferencia de amplitud de decay , que tomaremos aproximadamente igual a la amplitud de decay del K_1^0 .

$$\Gamma(K_1) = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ seg}^{-1}$$

La anterior diferencia de masas Δm está causada por la interacción débil con $\Delta S=2$ de segundo orden mostrada en la figura 2.10 mientras que la desintegración es causada por una interacción débil normal con $\Delta S=1$.



Figuras 2.10 - (a) Transiciones $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ con $\Delta S = 2$.
 (b) Desintegración $K^0 \rightarrow \pi\pi$ ($\Delta S = 1$).

Para que puedan tener lugar los efectos de mezcla de quarks en el sistema $K^0 - \bar{K}^0$, debe ser lo suficientemente grande comparado con el tiempo típico necesario para las transiciones $K^0 - \bar{K}^0$, que viene caracterizado por Δm . Por tanto debe cumplirse que $\Delta m/p \approx 1$. En el caso de K^0 $\Delta m/p = 0.48$, estando de acuerdo con la condición anterior al ser el resultado del orden de 1.

Con el fin de estimar Δm para sabores pesados, seguimos las directrices del trabajo de Ali y Jarlskog [ALI-84]: La parametrización aproximada de la matriz de K.M. en términos del ángulo de Cabibbo θ_c mediante $\lambda = \sin \theta_c \approx 0.22$, que introdujo Wolfenstein (2.3) será nuestro punto de partida.

A partir de los diagramas de cajas de la Fig. 2.11 pueden extraerse las siguientes estimaciones para Δm y F [DY-86]:

	$\Delta m \propto$	$\Gamma \propto$	$\Delta m / \Gamma$
K^0	$ Uud Uus + Ucd Ucs + Utd Uts ^2 \sim \lambda^2$; ($s \rightarrow u$) $ Uus ^2 \sim \lambda^2$	$ Uus ^2 \sim \lambda^2$	$O(1)$
D^0	$ Ucd Uud + Ucs Uus + Ucb Uub ^2 \sim \lambda^2$; ($c \rightarrow s$) $ Ucs ^2 \sim 1$	$O(\lambda^2)$	
B_d^0	$ Uub Uud + Ucb Ucd + Utb Utd ^2 \sim \lambda^6$; ($b \rightarrow c$) $ Ubc ^2 \sim \lambda^4$	$O(\lambda^2)$	
B_s^0	$ Uub Uus + Ucb Ucs + Utb Uts ^2 \sim \lambda^4$; ($s \rightarrow u$) $ Ubs ^2 \sim \lambda^4$	$O(1)$	

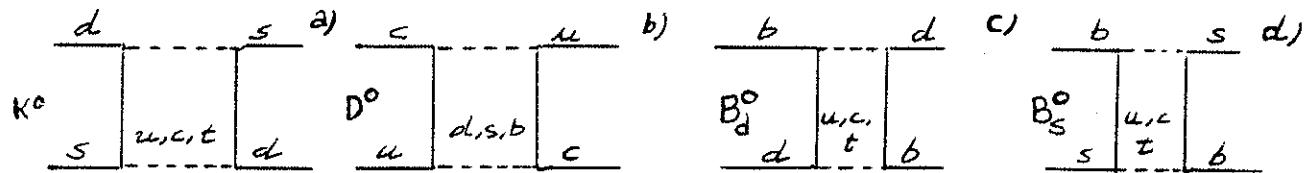


Figura 2.11.-

Diagramas de cajas para las transiciones : a) $K^0-\bar{K}^0$, b) $D^0-\bar{D}^0$, c) $B_d^0-\bar{B}_d^0$ y d) $B_s^0-\bar{B}_s^0$.

Por tanto, las perspectivas para la existencia de una mezcla significativa en sistemas de quarks pesados son buenas hasta el quark b en el caso de $B^0 - \bar{B}^0$. Evidentemente, la vida media τ_B hace que la observación de los efectos de regeneración equivalentes a los del sistema $K^0-\bar{K}^0$ sea imposible. La señal experimental típica de los efectos de mezcla es la obtención de leptones con signo cambiado, por ejemplo, en la siguiente secuencia posterior a la producción de pares $B_s^0 - \bar{B}_s^0$:

$$B_s^0 \rightarrow X \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

$$\bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 \rightarrow X \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (\text{preferible a } \bar{B}_s^0 \rightarrow X \mu^+ \nu_\mu)$$

La mezcla $q-\bar{q}$ conduce a pares de leptones del mismo signo. La primera indicación experimental de la existencia de mezcla $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ se ha puesto de manifiesto al haberse encontrado una razón entre los canales que proporcionan muones de distinto signo mayor que la esperada en la Colaboración UA1. No obstante, las probabilidades de observar efectos de mezcla $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ en aniquilaciones $e^+ - e^-$ se estima que serán pequeñas.

REFERENCIAS DE LA SECCION I:

- [AG-86] Aguilar-Benitez M. et al. 1986. Phys. Lett. 164B 404-409, Phys. Lett. 169B 106-112.
- [AL-85] J. Albanese et al. Phys. Lett. 158B, 186 (1985).
- [ALI-84] A. Ali and C. Jarlskog . Phys. Lett. 44B , 266 (1984).
- [BAR-79] V. Barger et al. Phys. Rev. Lett. 42(24)(1979)1585.
- [BAR-82] Barger V., Halzen F. and Keung W.Y.
Phys. Review D 25 (1982) 112.
- [BER-81] J. Bernabeu and P. Pascual. ' Electroweak Theory ',
GIFT (1981).
- [BUT-86] J.M. Butler. ' Measurement of the charged and neutral
D mesons Lifetimes', Ph. D. Thesis.
SLAC-290 UC-34D (1986).
- [CA-85] C. Caso and M.C. Touboul. CERN-EP/85-176
'Measurements of Heavy Flavour Lifetimes'
- [CAS-86] Tesis Doctoral . Victoria Castillo. 1986
Universidad de Valencia.
- [DY-86] F. Dydak. 'Experimental Tests of the Electroweak
Theory' . CERN-EP/86-121.
- [GU-79] Gunion J.F. 1979. Phys. Lett. 88B 150-156.
- [HAL-85] F. Halzen and A. Martin. 'An introductory course
in Modern Particle Physics' . 1984.
- [LU-85] Vera Luth. ' Lifetime of Heavy Flavour Particles'.
CERN-EP /85-142.
- [PU-83] Putzer A. " Production of Open Heavy Flavours in
Hadronic Interactions ". Universidad de Heidelberg.
RFA . (1983).
- [RU-85] Ruckl R. y Reucroft S. "Academic Trainning Program".
1984-85.
- [SAN-84] Sanchis M.A., Curso de Doctorado. 1984.Universidad

de Valencia.

- [SCH-84] "Weak Decays of Heavy Mesons" . K.R. Schubert.1984.
- [ST-86] "Experimental Determination of the KM Matrix".
S. Stone , Lab. of Nucl. Studies.
Cornell University. Ithaca (NY) . USA.
- [TU-80] Tu Tung-Sheng. Phys. Letters 89B, (1980) 237.
- [TAV-86] Tavernier S.P.K. " Charmed and Bottom Flavoured Particle Production in Hadronic Interactions". Inter-University for High Energies, VUB-ULB. 1986.
- [WO-83] L. Wolfenstein . Phys. Rev. Lett. 1945 V51 n 21

S E C C I O N II

.....

EL EXPERIMENTO WA-71.

.....

La Colaboración WA-71 se enmarca dentro del conjunto de experiencias que intentan detectar partículas con el quark b manifiesto , medir sus vidas medias y las secciones eficaces de producción. Está integrada por los siguientes Centros de Investigación nacionales y extranjeros:

- Grupo de Emulsión del CERN
- Instituto Lebedev de Moscú
- Departamentos de Física del INFN de :
 - . Génova
 - . Roma
 - . Milán
- Departamento de Física Fundamental de Santander
- Instituto de Física Corpuscular de Valencia
- LPHNE , Universidad de París VI y VII

P a r t e 1 .

CAPITULO 3.- MONTAJE EXPERIMENTAL DE LA COLABORACION
WA-71. SISTEMA AUTOMATIZADO DE ANALISIS
DE LA EMULSION MEDIANTE MICROSCOPIO.

3.1.- INTRODUCCION.

3.2.- DESCRIPCION DE LOS DETECTORES DEL EXPERIMENTO
WA-71.

 3.2.A.-El Espectrómetro Omega Actualizado.

 3.2.B.-Los Detectores Específicos.

 3.2.B.1.-El Haz y el Blanco.

 3.2.B.2.-El Detector de Vértices.

 . Microstrips.

 . Cámaras de Proyección Temporal.

 3.2.B.3.-El Detector de Desintegraciones
 de Charm.

 . Sistema de Telescopios de Si-
 licio.

 . Contador de Centelleo SC0.

 3.2.C.-El Calorímetro Electromagnético.

 3.2.D.-El "Ring Image Cerenkov".

3.3.- SISTEMA DE ANALISIS DE LAS EMULSIONES MEDIANTE
UN MICROSCOPIO AUTOMATIZADO, AYUDADO POR ORDE-
NADOR.

 3.3.A.-Descripción del Sistema.

 3.3.B.-Soporte de Programación.

3.1.INTRODUCCION .

La finalidad de este capítulo es presentar el montaje del experimento WA-71 y describir el sistema automatizado del microscopio mediante un microordenador (CADIM) que hemos utilizado para el análisis de las películas de emulsión nuclear.

El objetivo de la Colaboración WA-71 es encontrar partículas con sabores pesados ('charm' o 'beauty') , medir su vida media y evaluar las secciones eficaces de hadroproducción .

Las diferentes tomas de datos de que ha constado este experimento se han llevado a cabo en el Espectrómetro Omega Actualizado del CERN, utilizando un haz secundario de π^- procedentes del haz de protones SPS (Super Proton Synchrotron).

Desde 1981 , año en que apareció la propuesta de la experiencia para ser aprobada [DI-81], se han desarrollado sendas pruebas del sistema experimental . La primera en Junio de 1982 y la segunda en los meses de Septiembre y Octubre de 1983. En 1984 se desarrolló durante el mes de Agosto la experiencia definitiva .

El método en el que está inspirada esta experiencia es el de la selección de aquellos sucesos que contengan partículas B producidas en emulsión de entre la totalidad de sucesos que involucran cualquier tipo de partículas hadrónicas, teniendo en cuenta que el modo de desintegración dominante es $B \rightarrow C + X$ (>50%).

La detección de partículas con sabores pesados (b y c) producidas por hadrones se encuentra seriamente obstaculizada por el gran número de modos de desintegración que incluyen partículas neutras e interacciones no interesantes procedentes de la producción hadrónica general ('background').

La sección eficaz de producción de tales partículas es tan pequeña [SA-84] que es imposible su realización usando únicamente y exclusivamente la emulsión nuclear, debido a que tendríamos que observar al microscopio un gran volumen de emulsión ya que no dispondríamos de ningún criterio para distinguir los sucesos interesantes de los que no lo son. Por esta razón se utilizan, junto con la emulsión, otros detectores que han sido diseñados con el fin de incrementar

la razón señal/ruido (sucesos interesantes/sucesos no interesantes).

El incremento de esta razón se consigue mediante el establecimiento de "triggers" que seleccionan una fracción del número total de sucesos producidos. El concepto de "trigger" es bastante extenso pero en general indica un conjunto de criterios de selección sobre las variables y parámetros que caracterizan los sucesos producidos en una experiencia, dentro del contexto de Altas Energías. Estos criterios de selección se pueden aplicar a varios niveles o etapas: por un lado existe la posibilidad de seleccionar en el momento de la adquisición de datos, en el momento de la producción de la interacción (trigger "on line") mediante la utilización de sistemas electrónicos que responden a unas determinadas órdenes lógicas, y por otro, se puede estudiar la repercusión que determinadas restricciones en las variables que intervienen en el proceso (geométricas, cinemáticas, etc.) causan en la detección de la señal mediante los programas de análisis y simulación que es lo que se denomina trigger "off line".

En nuestra experiencia se han utilizado dos "triggers" que son: 1) el trigger de salto de multiplicidad y 2) el trigger de Alto PT que serán analizados y discutidos minuciosamente en el CAPITULO 4.

La experiencia cuenta con un extenso programa de análisis (TRIDENT) de los datos recogidos en cinta magnética al que nos referiremos habitualmente a partir de ahora.

3.2.- DESCRIPCION DE LOS DETECTORES DEL EXPERIMENTO WA-71.

3.2.A .- EL ESPECTROMETRO OMEGA ACTUALIZADO: (' Ω ').

El área experimental consiste en una gran estancia donde se encuentra instalado el Espectrómetro Omega, a través del cual pasa el haz de piones procedentes del S.P.S.. Básicamente este espectrómetro está constituido por un gran imán superconductor de tres metros de diámetro y por un conjunto de detectores anexos [SAU-77] que vamos a describir a continuación. El imán es capaz de generar un campo magnético muy intenso -del orden de 1'8 teslas- en un volumen aproximado de $4 \times 4 \times 1'5 \text{ m}^3$, en cuyo interior se colocan las películas de emulsión y los restantes detectores específicos de la experiencia.

El sistema de referencia en el que se efectúan los cálculos de reconstrucción es el llamado sistema de referencia Omega (S.R. Ω), que queda definido de la siguiente forma (Figura 3.1.a): su origen coincide con el centro del imán (O_Ω), el eje X_Ω se escoge a lo largo de la dirección del haz (1983), el eje Z_Ω es paralelo a la componente principal del campo magnético B y de sentido contrario, y el eje Y_Ω que queda perfectamente determinado exigiendo que los tres ejes formen un triedro a derechas. En la experiencia llevada a cabo en 1982 el haz incidía formando un ángulo β de inclinación de 2.5° respecto del eje X_Ω encontrándose incluido en el plano $X_\Omega-Z_\Omega$.

Dependiendo del tipo de las trayectorias de las partículas se pueden favorecer ciertas coordenadas (definidas por la orientación de los hilos). Aproximadamente las trayectorias helicoidales vienen bien representadas por círculos en el plano ($X_\Omega Y_\Omega$) y aproximadamente líneas rectas (o líneas de pequeña curvatura) en el plano ($X_\Omega Z_\Omega$).

La elección de una de estas aproximaciones, está condicionada no sólo por la clase de sucesos esperados sino también por las propiedades técnicas de los detectores. El montaje esquemático presentado anteriormente claramente muestra tres regiones distintas que vienen descritas en la figura 3.2.

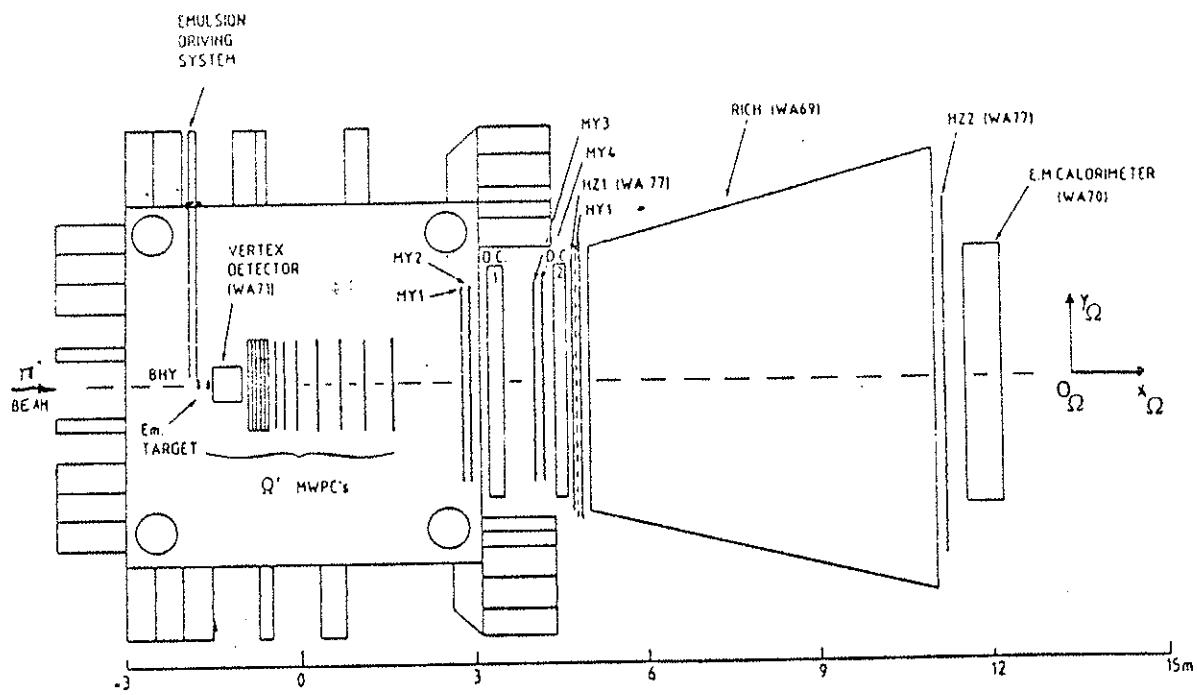


Figura 3.1.a.-
Planta del Espectrómetro Ω' del CERN y disposición de todos los Detectores que intervienen en el Experimento WA-71.

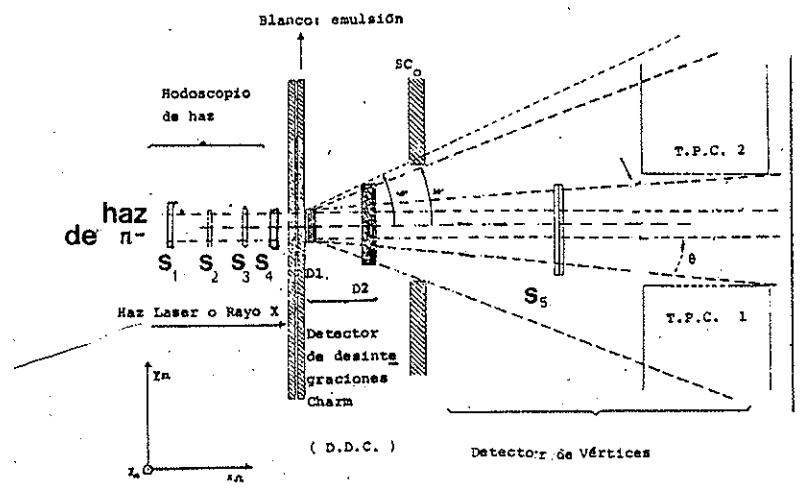


Figura 3.1.b.-
Esquema con los Detectores Específicos del Experimento WA-71.

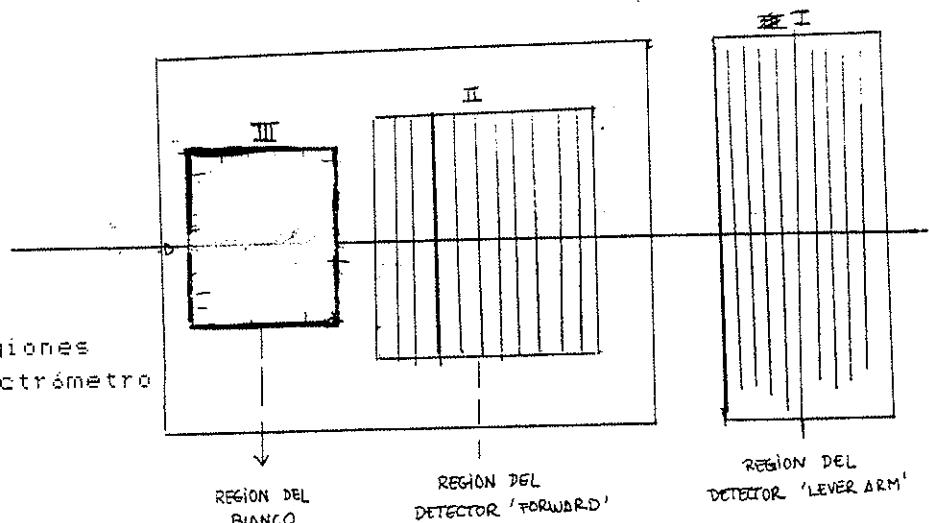


Figura 3.2.-
Esquema de las tres regiones de Detección en el Espectrómetro Omega Prima del CERN.

Los detectores que se incluyen en el Espectrómetro como utilidad general para diferentes experiencias son: las Cámaras Proporcionales de Multihilos (MWPC) y las Cámaras de Deriva (Drift Chambers). Estas cámaras están organizadas en módulos constando cada uno de ellos de 2,3 ó 4 planos [BEU-77].

Para dar las coordenadas de los puntos por donde pasan las trazas se utilizan varios planos de detectores a diferentes distancias a lo largo del eje X_Q de tal forma que por adquisición de la lectura del hilo correspondientes puede calcularse la Y_Q y la Z_Q del punto espacial perteneciente a la traza. Concretamente una configuración posible de un módulo sería la de agrupar varios planos de alambres con ángulos determinados respecto de la vertical , pudiéndose calcular los puntos espaciales a partir de las proyecciones medidas en el módulo.

Las Cámaras Standard poseen series de planos con alambres verticales y series de planos con alambres inclinados $\pm 10.14^\circ$ respecto de la vertical.

Las 3 zonas bien diferenciadas desde el punto de vista de la detección , que se encuentran ordenadas en sentido contrario a la evolución temporal de los sucesos , son (Figura 3.2):

- a) Región I : Región de las Cámaras de 'Brazo de Palanca'.
- b) Región II : Región de Detector ' Forward' .
- c) Región III: Región del Detector de Vértices que describiremos en el apartado 3.2.B.2

- Región I: Esta región se encuentra fuera del Campo Magnético y en ella se ubican 2 Cámaras de Deriva que constituyen lo que se denomina el detector de 'Lever Arm' (o de 'brazo de Palanca'). Estas Cámaras se encuentran a una distancia de 4 a 5 mts. del blanco y poseen un tamaño de $330 \times 150 \text{ cm}^2$ y su función es la detección de partículas con $p > 1 \text{ Gev/c}$. En esta zona las trayectorias están bien separadas con una pequeña inclinación. La configuración más adecuada para cada módulo es la que consta de 4 planos , esto es (YUVY').

- Región II: Esta región es la que presenta mayor densidad de trazas por lo que se necesitan las 3 coordenadas espaciales .La configuración de Cámaras MWPC para esta región es 3x2x2, esto es: 3 cámaras de 2 planos de hilos UY y otras 3 cámaras de 2 planos de hilos VY, siendo el espaciado entre los hilos de 2 mm (estas cámaras son las denominadas del tipo 'B').

Siguiendo la dirección del eje de simetría del Espectrómetro se encuentran situadas un conjunto de 5 MWPC de $153 \times 102 \text{ cm}^2$, compuestas cada una de ellas por 3 planos geométricos (UYV) (son las cámaras del tipo 'A').

- Región III: En esta región estaban colocados los detectores específicos de la experiencia (apartado 3.2.B) no habiendo sido utilizada la configuración standard del Espectrómetro Omega.

3.2.B.- LOS DETECTORES ESPECIFICOS :

3.2.B.1.- Haz y blanco .

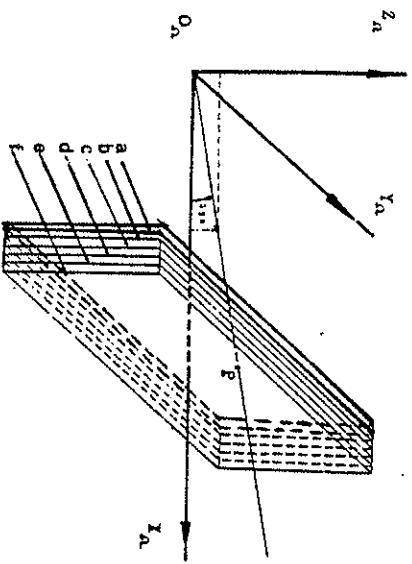
Esta Colaboración se enmarca dentro del grupo correspondiente a las experiencias de hadroproducción de nuevos sabores ya que la reacción fundamental que nos interesa viene dada por la interacción de piones incidentes del haz con los núcleos de la emulsión que actua de blanco. Es por tanto una experiencia de las denominadas de blanco fijo ('fixed target').

En el SPS del CERN se aceleran protones que se hacen incidir sobre un blanco de Berilio dando lugar a un haz secundario de piones [MU-81] y a continuación se les hace llegar al área experimental con una cantidad de movimiento de 350 Gev/c de forma discontinua a modo de "paquetes" ('bursts'), siendo la intensidad típica del haz de 1.3×10^6 partículas/burst, la longitud del 'burst' es de 2.5 seg. y la frecuencia de 17 'bursts'/seg .

El blanco de este experimento es emulsión nuclear fabricada por el 'Instituto Estatal de Investigaciones para Proyectos Fotoquímicos' (GCPP) de la URSS. El volumen total (40 litros) se distribuyó en películas de $20 \times 5 \times 0.06 \text{ cm}^3$ formándose posteriormente grupos de 6 ó 7 películas (stacks) encoladas y tomando la precaución de que no se encuentren desplazadas o giradas unas placas respecto de otras, como indica la figura 3.3.a para ser expuestos al haz de π^- .

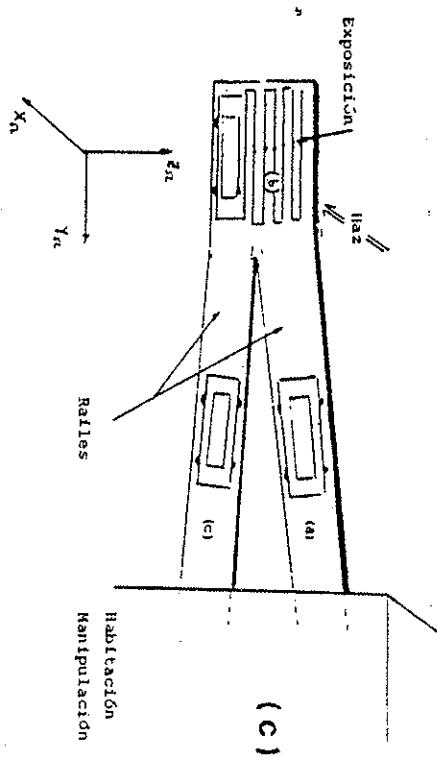
Después de la exposición ,las películas han sido sometidas a un tratamiento de revelado con el fin de visualizar las trayectorias de las partículas cargadas (trazas) que las han atravesado. Las referencias espaciales usadas en emulsión se describen en el Capítulo 5.

Figuras 3.3



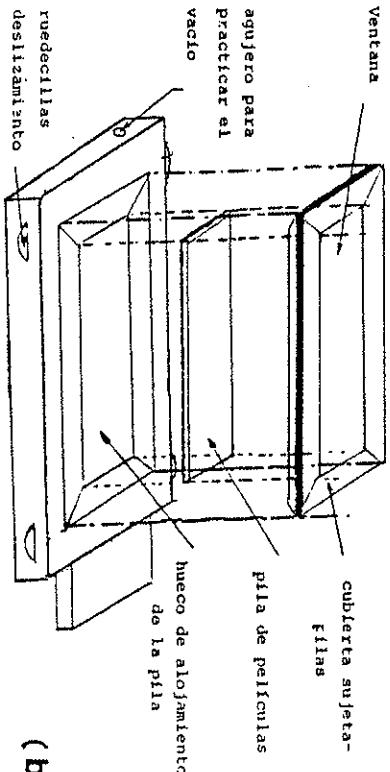
(a)

Forma de exposición al haz de partículas de emulsión nuclear. Se representa la dirección del haz en la primera experiencia de prueba (α_α)



(c)

Sistema de transporte de las películas de emulsión a la región del haz y método de exposición.



(b)

Disposición de la pila de películas en el interior del carrito.

Ahora bien, si el número de piones incidentes por pulso y, por tanto, por unidad de área aumenta, el número de trazas correspondientes a las partículas que se originan después de las interacciones en emulsión por unidad de superficie, esto es, la densidad superficial de trazas η_T también aumenta. Ahora bien, debido al tamaño del grano y a los límites de todo dispositivo de observación - como es el microscopio - las películas de emulsión poseen un umbral a partir del cual aparecen dificultades en el correcto análisis de estas. Concretamente, la intensidad media del haz en nuestra experiencia es de 2.5×10^5 partículas/pulso que da lugar a una densidad η_T que no sobrepasa el valor umbral de 25 trazas/mm².

Así pues, ha sido necesario desarrollar un sistema que permita el transporte de las películas de emulsión hasta la región por donde pasa el haz y dosifique la exposición con el fin de no sobrepasar la densidad de trazas permitida. Los principales elementos de este sistema son (ver figura 3.3.t):

- un tablero de exposición con ruedecillas (carrito) en el que se ha practicado un hueco que puede dar cabida a una pila de películas de emulsión. Dicho hueco queda herméticamente cerrado al exterior utilizando una cubierta dotada de una ventana, en la forma que indica la figura 3.3.b,
- unas poleas pequeñas sobre las que se monta el carrito ,
- dos railes por donde discurre el sistema de poleas permitiendo el transporte del carrito, por acción de la gravedad , desde la habitación de operaciones a la zona de exposición y viceversa ;
- un dispositivo electrónico controla los movimientos que ejecutan las poleas a partir de las señales emitidas por el SPS.

Con el fin de que el blanco se situe en la región del haz, colocaremos el carrito, conteniendo ya la pila de películas de emulsión, en el rail superior (a), trasladándose por la acción de la gravedad [SA-84]. Durante los pulsos del SPS, las poleas se mueven de tal forma que el haz se reparte uniformemente por toda el área de la emulsión, ejecutándose un total de 7 desplazamientos horizontales y 6 verticales intercalados por etapas en el plano $Y_\Omega - Z_\Omega$.

3.2.B.2 .- El Detector de Vertices

En la zona del blanco se presentaron 2 problemas:

- 1- determinar precisamente la ubicacion de la interaccion en el interior del blanco de emulsion mediante el control del haz incidente,
- 2- reconstruir adecuadamente las trazas que emergen de la interaccion.

La tecnica utilizada para la resolucion de los puntos anteriores es la de los dobletes de microstrips. Estos estan construidos sobre un volumen $2.56 \times 2.5 \times 0.03$ cms dividido en uniones p-n [SAN-84].

Al atravesar una particula la superficie del detector se producen pares electron-hueco en las bandas de conduccion y valencia respectivamente. En las regiones de union se establece un campo electrico debido a la polarizacion inversa aplicada entre los contactos ohmicos .

El detector, que puede verse en la figura 3.4 , esta cubierto por una cara por una lamina de Aluminio y por la otra por 512 contactos ohmicos (microstrips) separados 50 μm y coincidiendo sus direcciones con la de implantacion de Boro (impurezas de tipo p). Los electrones excitados son atraidos hacia el potencial positivo del Aluminio y los huecos se dirigen hacia el contacto ohmico mas proximo, donde se induce una corriente electrica que debe ser preamplificada ya que en este tipo de detectores no se produce el efecto avalancha. Concretamente, se producen 20000 electrones por cada particula que atraviesa el detector [HEI-80] .

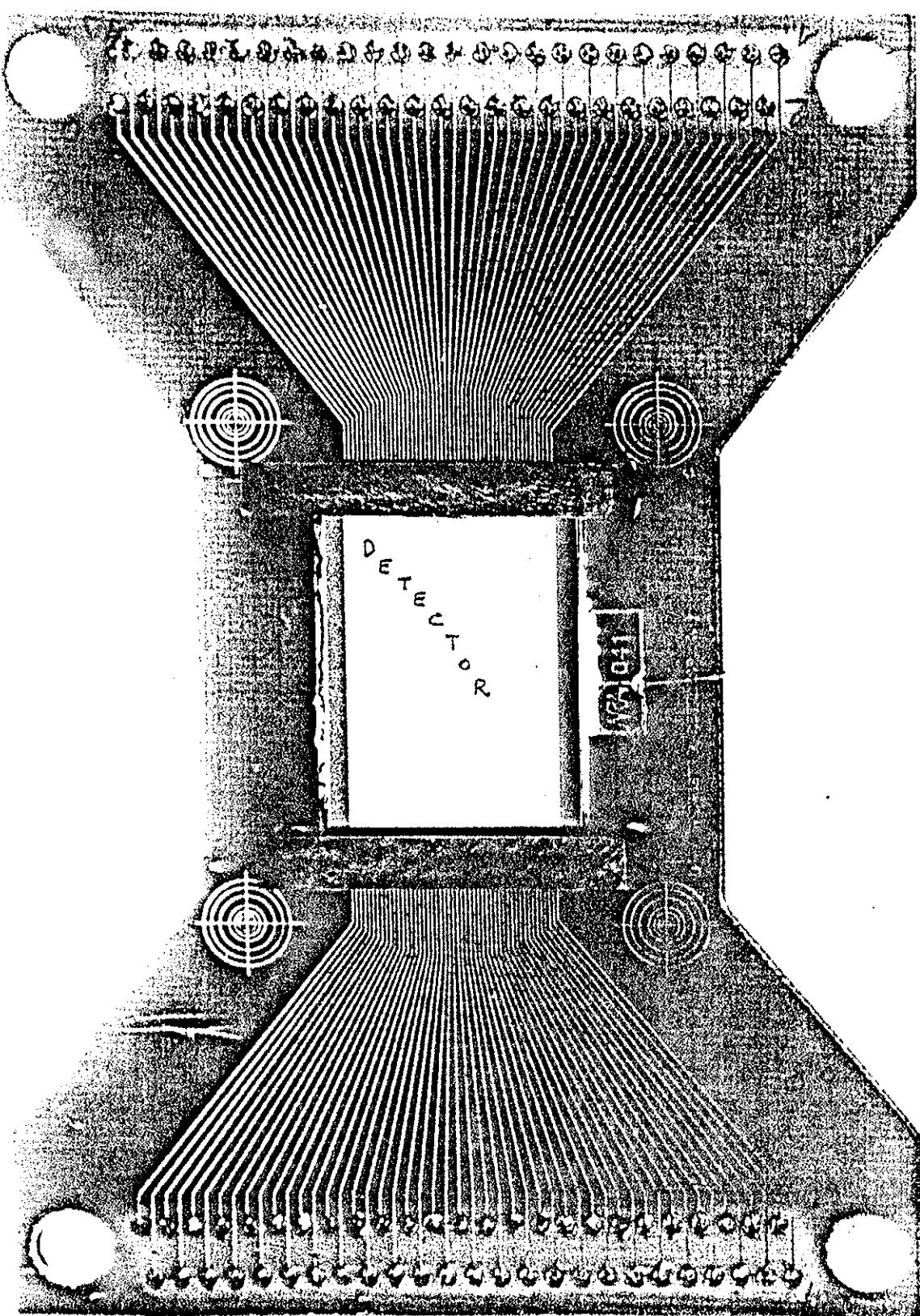
Mediante los dobletes de microstrips podemos abarcar y resolver areas muy pequenas (angulo respecto del haz de $\pm 3^\circ$) estando preparadas para soportar un elevado numero de particulas por unidad de superficie y tiempo ($\approx 10^8$ part/s.cm²). Su comportamiento es parecido al de las Camaras de hilos, ahora bien, su resolucion espacial es del orden de 50 μm y la resolucion entre dos trazas es de 150 μm y pueden colocarse muy cerca del blanco.

Su aplicacion dentro de la experiencia sera como:

- a) Hodoscopio de Haz :

Figura 3.4

Vista del detector de microstrips acoplado a las conexiones ohmicas.



En nuestra experiencia se han utilizado 5 dobletes de microstrips y, aunque en un principio se pensó en la combinación consistente en colocar 2 dobletes delante del blanco (ver figura 3.1.b), en la exposición definitiva se colocaron 4 dobletes delante y 1 detrás, ya que se dió más importancia a la obtención de una ubicación más precisa del vértice con el fin de ir rápido en la fase de escrutinio.

Con este sistema disponemos de un inmejorable hodoscopio de haz que nos suministra los datos sobre la distribución de partículas incidentes y, haciendo la extrapolación a la emulsión, podemos dar la ubicación del vértice de la interacción .

b) Detector de Vértices :

El detector de vértices está constituido por un doblete de microstrips y un sistema de 2 Cámaras de Proyección Temporal (TPC). El doblete de microstrips cubre una región de ángulos θ pequeños ($|\theta| < 90$ mrads) y las TPC cubren una región que subtende ángulos comprendidos entre 65 y 600 miliradianes. Ambos detectores se hallan ubicados entre el Detector de Desintegraciones de Charm y las Cámaras de Hilos.

Analicemos a continuación el papel que desempeña cada uno de ellos:

b.1) Dobletes de Microstrips:

Es evidente que necesitamos un detector muy preciso que nos ordene el cono en dirección hacia adelante que se encuentra muy poblado de sucesos, así como que nos permita analizar las trazas en la dirección central. La resolución espacial entre dos trazas que puede alcanzarse es de 150 μm , siendo esta una característica muy valiosa de estos detectores.

b.2) Cámaras de Proyección Temporal (T.P.C.)

El principio de funcionamiento de una TPC es el mismo que el utilizado por cualquier Cámara de Deriva [SAU-77]. La configuración escogida para este detector ha sido la correspondiente a la división del detector en dos partes: una que mide las trazas producidas en el intervalo de ángulos $65 < \theta < 600$ mrads. (TPC-up), y otra, que mide trazas con ángulos comprendidos en el intervalo $-600 < \theta < -65$ mrads. (TPC-down). En estas regiones, las Cámaras nos suministran una resolución espacial entre dos trazas de 2-3 mm. sin obtener ineficiencias sensibles y sin introducir una cantidad de materia no omisible entre el blanco y el Espectrómetro evitando el deterioro de la hipótesis de

reconstrucción realizada por estos dos dispositivos.

Las TPC constituyen un dispositivo especialmente preparado para el tratamiento de sucesos que poseen muchas trazas suministrando información de los puntos espaciales y segmentos de trazas con una precisión de 200 μm , con el fin de mejorar la eficiencia del proceso de concordancia entre la información visual contenida en las películas de emulsión y la que registra el Espectrómetro Omega.

3.2.B.3- El Detector de Desintegraciones de

Charm:

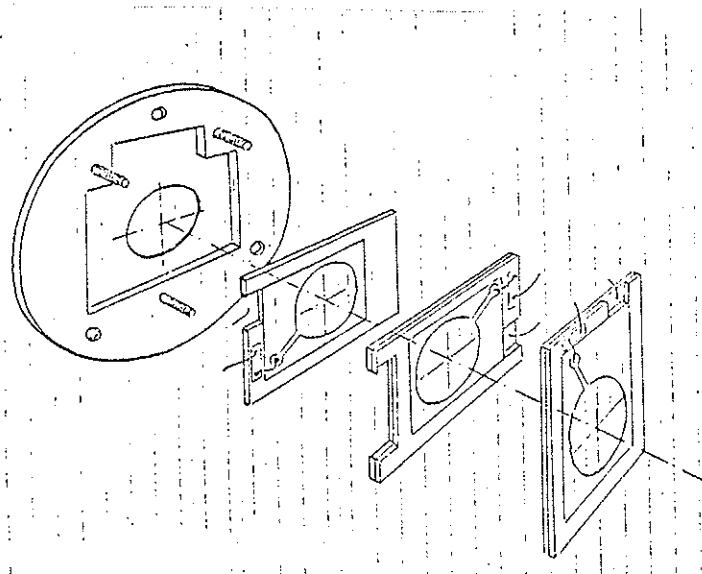
El Detector de Desintegraciones de Charm está constituido por un sistema de dos telescopios de Silicio separados entre sí una distancia de 1 cm y un Contador de Centelleo (SCC) conectado en anticoincidencia.

a) Sistema de los telescopios de Silicio:

Ya que las partículas B se desintegran preferentemente en partículas encantadas, el experimento se ha organizado en base a detectar la presencia de desintegraciones de partículas 'charm'. Concretamente, siendo las vidas medias de D^{\pm} y $D^0(\bar{D}^0)$ de 9.2×10^{-13} y 4.3×10^{-13} respectivamente y que sólo se producen en el cono 'forward', es de esperar que los mesones encantados se desintegren dentro de un intervalo de distancias respecto de la emulsión comprendido entre 900 μm y 14 mm, dependiendo del punto de producción y del p que posean.

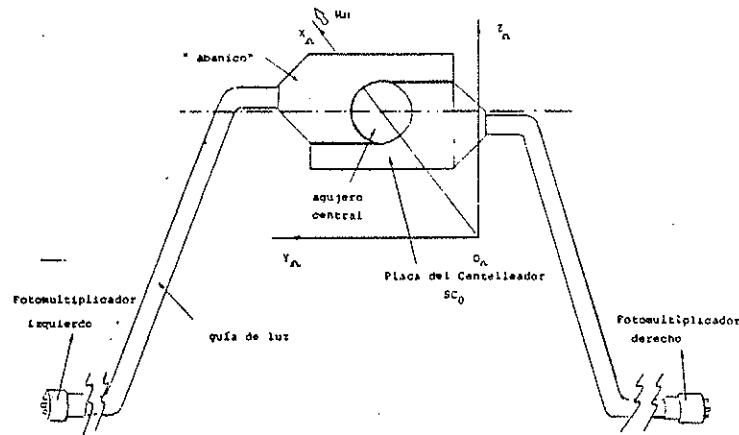
Ya que la desintegración de un D conlleva un aumento del número de partículas cargadas presentes, el objetivo básico del detector es el de evaluar las multiplicidades de partículas cargadas en una región comprendida entre la emulsión y el intervalo en el que se prevé que se desintegren gran parte de las partículas 'charm'. De esta forma, la medida de un aumento de multiplicidad indica que una probable desintegración de 'charm' proviniente de una desintegración de 'beauty' ha tenido lugar.

El dispositivo empleado para calcular la multiplicidad de partículas cargadas es un conjunto de detectores de Silicio, cuyo espesor medio es de 200 μm , agrupados en dos telescopios denominados respectivamente D1 y D2 (ver figura 3.1.b). El primer telescopio, situado a 300 μm de distancia de la emulsión, está constituido por 3 láminas de Silicio separadas 200 μm entre sí y con un diámetro de 1 cm (ver figura 3.5.a). Entre D1 y D2 se ha dejado un hueco de 1 cm en el que deberán desintegrarse los D. Y, finalmente, se encuentra D2, constituido por 10 láminas de Silicio, con 2.6 cms de diámetro, también con un espesor de 200 μm y separadas 300 μm entre ellas. D2 es el telescopio que detecta el aumento de multiplicidad debido a la desintegración de 'charm'.



Figuras 3.5.-

(a) Sistema de Montaje de las láminas del primer telescopio.

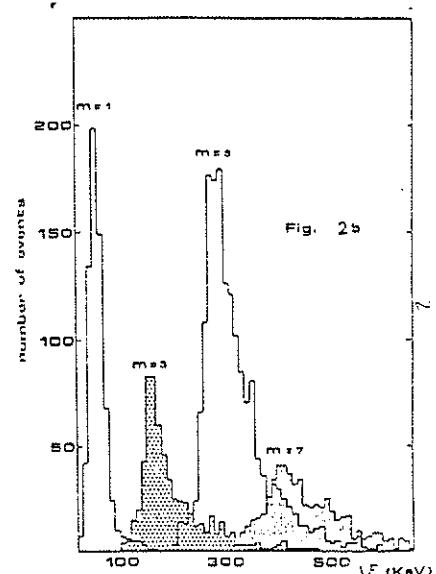
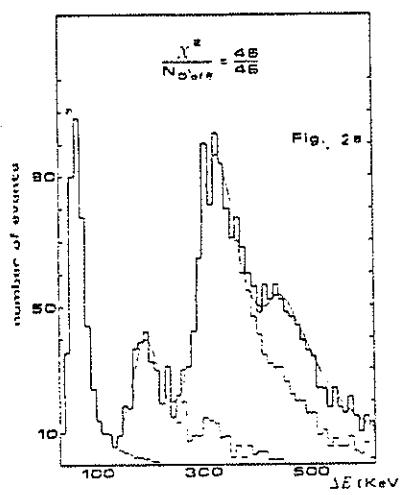


(b) Vista Frontal del detector SCO.

(c) Distribuciones de valores medios de alturas de pulsos en el segundo telescopio para multiplicidades 1, 3, 5 y 7:

(i) con las lecturas de todas las láminas.

(ii) extrayendo los 3 pulsos más altos (T2c).



El principio de funcionamiento de los telescopios consiste en que las láminas de Silicio acumulan la energía depositada por las partículas cargadas que la atraviesan y, mediante un canal analógico susceptible a la señal en el que podemos variar el umbral energético correspondiente al paso de una partícula ionizante al mínimo (m.i.p.), se es capaz de contabilizar el número de dichas partículas. Dicho canal analógico consta de un preamplificador y un amplificador lineal que, además de la función de ganancia, incorpora un prefiltrado de forma gaussiana. La adquisición de los datos se ha llevado a cabo mediante ADC LRS que han sido leídos por un microordenador en Milán y por un VAX 11-780 en Ginebra [CAC-86].

Llamaremos $((T_1.i) , i=1,2,3)$ y $((T_2.j) , j=1,\dots,10)$ las medidas de la energías depositadas (en Kev) en las láminas del primer y segundo telescopio respectivamente. Las valores medios los llamaremos $\langle T_1 \rangle$ y $\langle T_2 \rangle$. Definimos el salto de multiplicidad $DT = \langle T_2 \rangle' - \langle T_1 \rangle'$ siendo $\langle T_1 \rangle'$ y $\langle T_2 \rangle'$ las multiplicidades medias evaluadas en los telescopios que se expresan en m.i.p.

En la configuración de los telescopios se ha tenido en cuenta que deseamos:

- llegar a poseer información sobre la multiplicidad en un tiempo muy corto para poderla utilizar como condición de selección 'on-line' ('trigger') de los sucesos a registrar (la respuesta temporal puede oscilar entre unos pocos nanosegundos y 60 ns),
- no colocar demasiado material en la zona entre el punto de producción y de desintegración de los 'charms'.
- reducir el efecto de las fluctuaciones estadísticas - que siguen la distribución de Landau-Vavilov -en la pérdida de energía.

Los telescopios de Silicio constituyen un sistema de detección electrónico muy sofisticado que necesita de una buena calibración de las láminas de los telescopios en lo que se refiere a la relación altura de pulso-multiplicidad. Esta ha sido obtenida a) directamente mediante la utilización de sucesos de baja multiplicidad (1,3,5,7 m.i.p.) como puede verse en la figura 3.5.c. ,o , b) en un proceso con dos etapas: convertiendo primeramente la altura de pulso en energía depositada y ,posteriormente, relacionando la energía con las m.i.p./'s , siendo en la primera de las dos etapas del segundo método donde se ha establecido la ventaja de usar protones de baja energía en el Ciclotrón de Milán .En el próximo capítulo describiremos

estas calibraciones y su repercusión en el comportamiento de los telescopios en el análisis 'off line'.

b) Contador de Centelleo SCO:

El SCO es un contador de Centelleo cuya misión es fijar la aceptación angular de los telescopios de Silicio. Mediante su inclusión en el trigger rechazamos sucesos que al menos tienen una traza con un ángulo $\theta > 30^\circ$ respecto de la dirección del haz. Estos sucesos dan lugar a multiplicidades irreales en los telescopios debido a que existen trazas que no se hallan dentro del cono de aceptación de estos. Así pues el SCO los vetará rápidamente reduciendo el número de sucesos que dispararán la electrónica de los telescopios.

El detector SCO es capaz de suministrar señales en tiempos del orden de 10 nanosegundos ya que estas se propagan mediante guías de luz. En la figura 3.5.b mostramos una vista frontal del detector según la dirección del haz, pudiéndose observar las partes que lo integran. La placa del contador posee un agujero central de 10.5 cm de radio y su centro se encuentra situado a 18 cm. de los telescopios, lo cual implica que subtendrá un ángulo aproximado de $\pm 30^\circ$ [CABR-84].

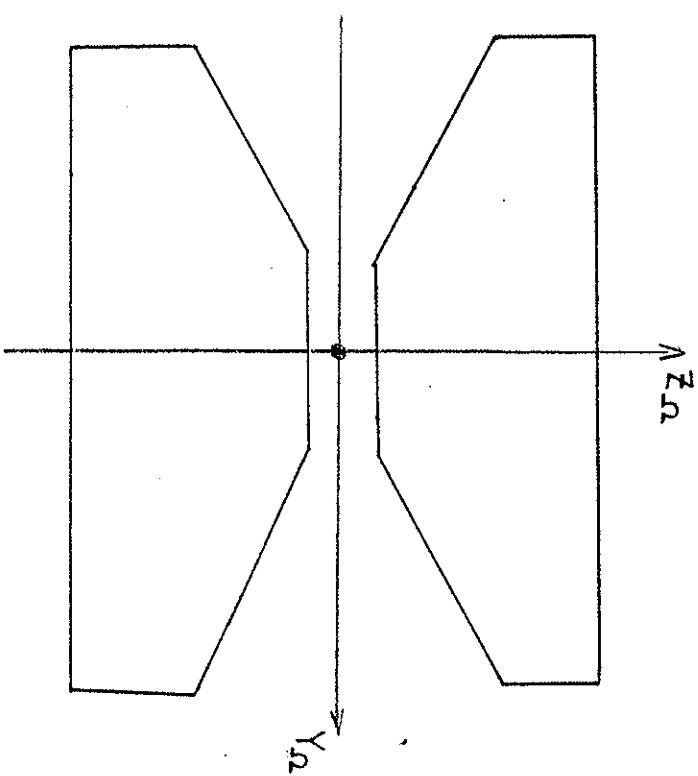
En la figura 3.1.b pueden observarse las aceptancias angulares comparadas del SCO y del segundo telescopio. El funcionamiento en anticoincidencia del SCO consiste en la no aceptación de aquellos sucesos en los que alguna partícula resultante sea detectada por él. Con las condiciones anteriores, el factor de supresión del SCO es del 71%.

3.2.C.- EL CALORIMETRO ELECTROMAGNETICO.

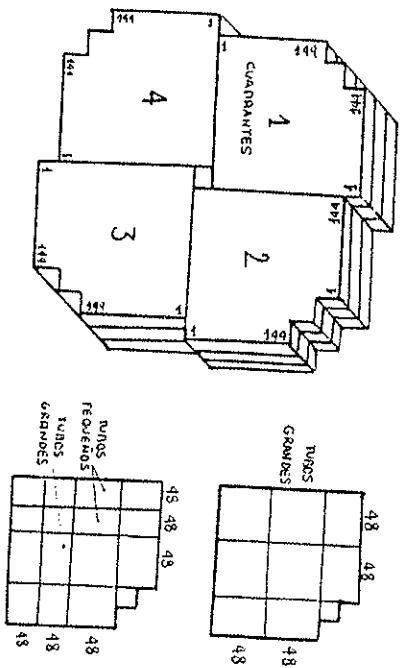
El objetivo fundamental de este detector es su intervención en la selección de electrones de alto Pt como candidatos a productos de beauty. Para realizar la selección de sucesos con trazas con alto Pt se utiliza un sistema de cámaras de hilos y hodoscopios de centelleo mariposa ("butterfly") ubicadas en una región anterior al Calorímetro. Estos hodoscopios poseen un hueco especial especialmente calculado para dejar pasar aquellas partículas cuyo momento transverso no supere los 0.5 Gev/c [BEU-86] y divide al detector en dos partes que recuerdan la forma de

FIGURE 1

(a) Geometría de las Cámaras 'Butterfly' vistas en la dirección del haz.



- Constitución en cuadrantes, segmentos y PM del calorímetro.



(c) - Estructura de un mecanismo del catártico

una (Figura 3.6.a) mariposa . Así pues , las partículas que den señal en su zona activa superan el anterior valor umbral .

De todas las partículas con $pt > 0.5$ Gev/c sólo los electrones son identificados en el Calorímetro Electromagnético por el tipo de 'shower' que presentan [GRA-85].

Ya que el principal objetivo del trigger de electrones de alto Pt es la identificación de los é-+ e- y la distinción de estos frente a hadrones, como los piones, necesitamos:

- a) un buen factor de rechazo hadrónico para eliminar piones frente a electrones,
- b) un buen poder de separación de 'showers'.

El Calorímetro Electromagnético que se ha utilizado en la Colaboración WA-71 satisface adecuadamente las condiciones anteriores por tratarse de un Calorímetro de tipo 'sandwich' compuesto de plomo en su parte pasiva y líquido centelleador en su parte activa. Este líquido es el aceite mineral NE235 y se encuentra contenido en tubos de teflón, obteniéndose de esta forma una resolución alta y un bajo coste.

La estructura del Calorímetro consiste en 12 módulos ordenados en 4 cuadrantes , cada uno con 3 módulos (segmentos) tal como indica la figura 3.6.b proporcionando un área fiducial total de 16 m^2 . En cada módulo el sandwich se consigue adhiriendo 10 planos de plomo con 10 planos de tubos de teflón paralelos, alternando en las direcciones perpendiculares.

Los tubos de teflón poseen una tapa de vidrio en un extremo y en el otro acaban en un tubo fotomultiplicador (Hamamatsu R1262) . El pulso del fotomultiplicador es medido por un ADC (Lecroy 2249). Hay que señalar que el error en la resolución de energía debida a la estadística de fotoelectrones es despreciable. La luz es transmitida al PM por un cilindro cónico de plexiglas 'light mixer' de 15 cm de largo para distribuir la salida de los tubos a la totalidad del photocátodo del PM (en total existen 3072 PM)

Los parámetros del Calorímetro fueron calculados en un test usando contadores de Cherenkov en régimen umbral para la identificación de partículas y hodoscopios de centelleo para las medidas de resolución espacial. Los resultados se recogen en la siguiente tabla :

1-factor de identificación

de electrones:

$$G = 90\%$$

2- La Resolución en energía viene determinada por la parametrización siguiente:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)^2 = \frac{c_1^2}{E} + c_2^2$$

$$c_1 = 0.16 +/- 0.01$$

donde se incluyen las fluctuaciones sampling

$$c_2 = 0.036 +/- 0.004$$

donde se incluye el efecto de la estructura del tubo, la deriva en el PM, fluctuaciones en la longitud de atenuación ,etc.

Resolución Espacial : ~ 1 mm . (o mejor)

La posición de la partícula incidente puede calcularse midiendo el centro de gravedad de la distribución transversal del 'shower' en cada dirección.

Resolución de 2 showers: 15 mm (a energías 16-16 Gev).

3.2.D.- EL 'RING IMAGE CERENKOV'.

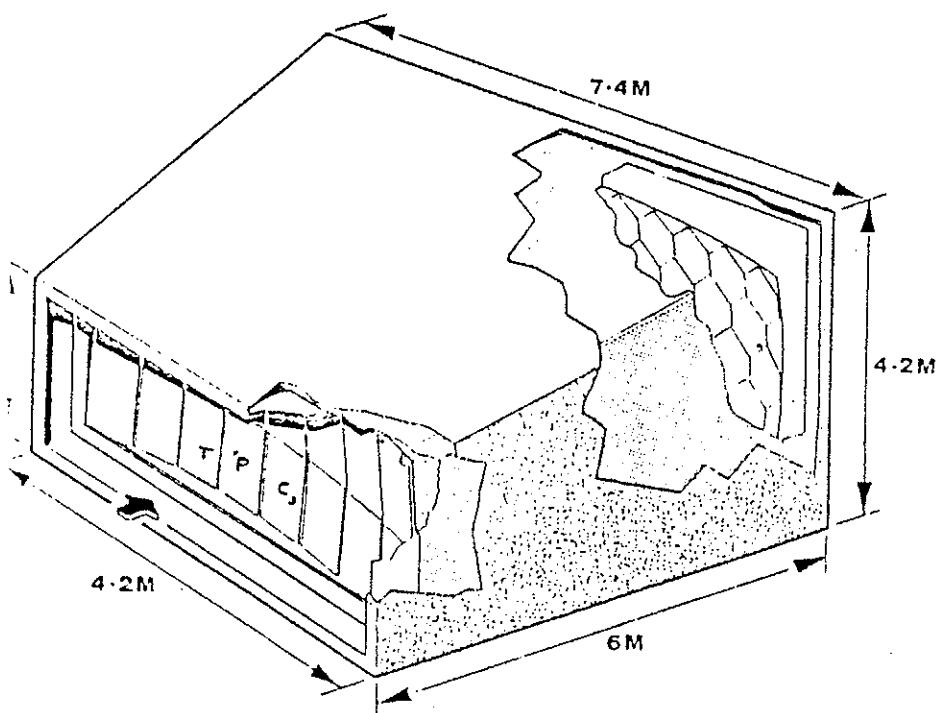
Este detector ha sido diseñado para suministrar una identificación adecuada de partículas secundarias sobre un intervalo de cantidades de movimiento bastante extenso y con una resolución espacial suficiente para resolver partículas con una separación angular del orden del miliradián. Concretamente será capaz de identificar piones en el intervalo comprendido entre 5 y 80 Gev/c y de suministrar una discriminación de kaón-protón hasta 160 Gev/c. La figura 3.7 muestra una vista general del RICH [AP-86] .

Las partículas de altas energías que se introducen en el detector producen radiación Cherenkov ultravioleta en un radiador de 5 m .

El gas del radiador es Nitrógeno ,pero contiene además 10 ppm de oxígeno y vapor de agua para asegurar una buena transmisión para longitudes de onda menores que 160 nm. La radiación Cherenkov es focalizada en imágenes anulares mediante una serie de espejos esféricos de 805 m de longitud focal. Sobre la superficie focal de este espejo se coloca una tira de 16 módulos de TPC. El volumen del gas del radiador está separado del gas de la TPC por 16 ventanas de cuarzo .

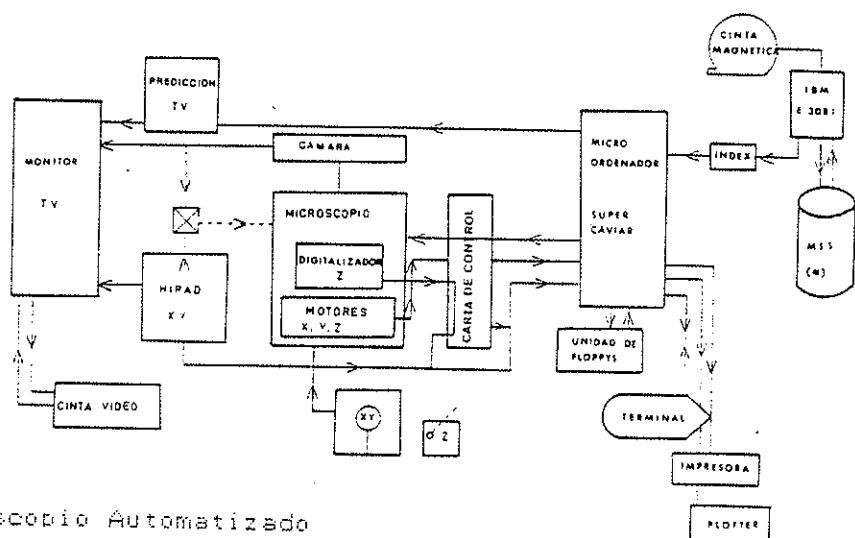
El principio de la detección se basa en la localización de los electrones ionizados por los fotones Cherenkov al pasar por un medio fotoionizante , de modo que pueda medirse el tamaño del anillo que forma el cono de luz en el plano perpendicular a la trayectoria de la partícula [GRA-85]. A partir del radio de este anillo puede conocerse la velocidad de las partículas y , por tanto, si sus energías son conocidas , se pueden determinar sus masas.

Figura 3.7- Vista del RICH.

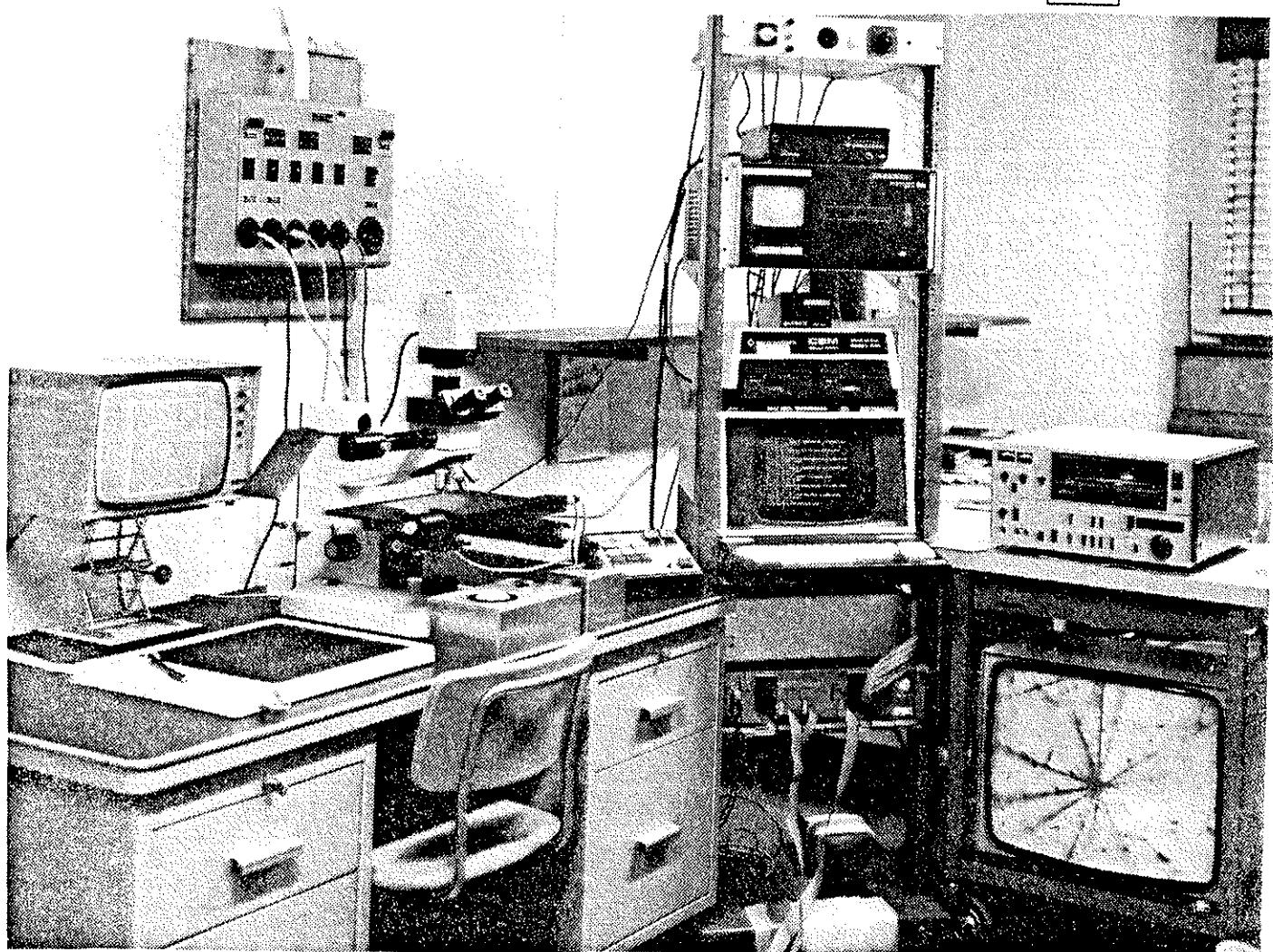


Figuras 3.8.-
El Microscopio Automatizado Comandado por Microordenador

(a) Diagrama de bloques de la configuración Microscopio Automatizado.



(b) Foto del Microscopio Automatizado



carta de adaptador del 'bus' colocada dentro del microprocesador y conectada a un módulo en la 'crate'; un módulo de interpolación en 2 (ó 3) ejes permite seguir una traza dada.

Describamos más detalladamente el control manual del motor: está compuesto de a) rampas de aceleración y deceleración, que permiten un rápido movimiento de la platina , b) una bola de rastreo que permite pequeños desplazamientos en X e Y,c) un 'joystick' para el escrutinio en Z con una velocidad preseleccionable, d) un panel de botones que permiten el control minucioso (fino) del movimiento en Z para condiciones de escrutinio especiales tales como la elección de diferentes valores de Z como límites de escrutinio, 'reset' en un nivel Z dado, almacenamiento local de una posición Z dada, colocarse en esta posición, etc, e) un display digital esta disponible para controlar la posición actual en X,Y,Z, f) 'reset', ir a o volver a una posición dada (X,Y,Z).

El sistema de medida permite las coordenadas relativas (la posición x,y,z de un punto en un sistema de referencia local del campo del microscopio), o las coordenadas 'absolutas' (la posición X,Y,Z de un punto en el sistema de referencia general de la platina); una calibración adecuada permite la correlación con el sistema de referencia del montaje experimental. Los aparatos de medida constan de : a) una tabla de digitalización (HIPAD) para las coordenadas x,y y un codificador óptico (Heidenhain) para las coordenadas relativas ,b) los motores 'paso a paso' (Marzhauser) para registrar las coordenadas absolutas.

La resolución y precisión nominal del digitalizador x,y son 0.13 mm y 0.38 mm respectivamente con lo cual la resolución y precisión típica correspondiente en emulsión son 1.3 μ m y 3.8 μ m cuando se usa un objetivo x100 en el microscopio. La resolución y la precisión del codificador Z son de 1 μ m. La resolución de los motores 'paso a paso' es 1/4000. Por tanto, idealmente, puede alzanzarse una resolución en X,Y de 0.25 μ m cuando se usen tornillos de transmisión con un paso de 1 mm , y una resolución en Z de 0.025 μ m cuando el motor actua directamente sobre el tornillo micrométrico del microscopio.

3.3.B.- Soporte de Programación.

CADIM hace uso de : a) el microordenador local, mediante el cual se controlan las representaciones visuales de TV y los motores y se efectuan las medidas; b) de un ordenador anfitrión, para procesar la información proveniente de los otros detectores acoplados con la emulsión y para el almacenamiento de datos de emulsión. Como puede verse en el diagrama de bloques general (Figura 3.8.a) el microordenador local está compuesto de a) una unidad central de microprocesador y una unidad de video display, ambos incluidos en un Super Caviar (CAmac VIDEo Autonomous Read-out [CIT-81]) que está equipado con 7 R.A.M.'s de 256 Kbytes ; b) una unidad de floppys para almacenamiento local (programas interactivos y almacenamiento de datos); c) una impresora y un 'plotter'; d) un INDEX que comunica el microordenador con el ordenador central (IBM) donde está disponible un software más complicado.

La unidad de microprocesador local se utiliza esencialmente para los procedimientos de escrutinio (comando de los motores) y concordancia (display visual on line).

El proceso completo de procesamiento de datos es el siguiente:

- Se utiliza un programa de transferencia de datos entre el ordenador central(IBM) y el local. Los datos procesados en el ordenador central se salvan en la memoria en formato compacto y, usando el INDEX, se transfieren a la unidad de floppys.

- En cada programa de medida, se activó una subrutina para ejecutar correcciones 'on line' para la contracción y distorsión de la emulsión. Esta última se consigue mediante la medida de una traza de prueba de dirección conocida y aplicando el método que se describe en el Capítulo 5 .

- Un programa de transferencia de datos que permite transferir los datos medidos desde el ordenador local al ordenador central,donde pueden llevarse a cabo análisis cuantitativos más refinados.

El software utilizado por el CADIM ha sido desarrollado siguiendo las etapas del análisis de las películas de emulsión:

- 1 - Calibrado
- 2 - Scanning y Análisis

1- CALIBRADO

El programa de calibración de la placa de emulsión nos permite el posicionamiento automático sobre un punto dado del plano X,Y. Usando unas marcas fiduciales producidas por rayos X, es posible establecer correlaciones entre el sistema de referencia de la platina del microscopio y el sistema de referencia del Espectrómetro Omega.

2.- SCANNING Y ANALISIS:

El programa de comando del proceso de scanning y análisis abarca en forma de menús las diferentes actividades entre las que cabe destacar

1.- Posicionamiento automatizado de la platina en el plano X-Y en la zona donde se ubica el suceso de emulsión que queremos concordar a partir de los datos grabados en floppy.

2.- Rutina de scanning en espiral automatizado con el número de campos apropiados para el escrutinio de un área suficientemente grande.

3.- Representación gráfica de la topología del suceso predicho por el Espectrómetro en el plano X-Y, que utilizaremos para comparar con las sucesivas topologías de los sucesos de emulsión.

4.- La concordancia a primera vista realizada en la etapa anterior puede ser refrendada mediante el procedimiento de 'flashing', esto consiste en ir punteando traza a traza mediante la intermitencia del cuadrado que representa la traza.

5.- Seguimiento: evidentemente un aspecto que retrasa el análisis es que debamos llevar a cabo transiciones de placas para seguir los sucesos, siendo esta actividad la que nos proporciona la mayor parte de las observaciones de los vértices secundarios .En este sentido , hemos logrado el matching de trazas secundarias en emulsión con trazas previamente no concordadas.

6.- Cálculo de Masas Invariantes: Mediante un subprograma detallado (ver Apéndice 3) somos capaces de establecer las masas invariantes de los conjuntos de partículas que deseemos, en particular de las partículas procedentes de una desintegración.

7.- Proceso de Medida: En la fase de análisis de los sucesos hemos visto la necesidad de automatizar al máximo el proceso de medida y de reconstrucción de sucesos de emulsión. La automatización del primero se ha conseguido mediante el uso de las direcciones de memoria que posee están relacionadas con las adquisiciones de coordenadas. Después de una investigación minuciosa pudo establecerse la decodificación y somos capaces de efectuar medidas a lo largo de las trazas sacando simultáneamente las medidas en impresora.

Esta información puede ser volcada al VAX y ser procesada por nuestro programa de cálculo de la geometría. La complejidad de las subrutinas de ajuste de este programa así como la probable saturación de la memoria del CAVIAR nos han hecho desistir de implementar el programa de ajuste del VAX al microordenador CAVIAR.

CAPITULO 4.-TRIGGERS UTILIZADOS EN EL EXPERIMENTO WA-71.

4.1.- INTRODUCCION.

4.2.- TRIGGER DE SALTO DE MULTIPLICIDAD .

4.2.A.- Calibraciones y Condiciones "on line" .

4.2.B.- Simulación de los Telescopios Monte Carlo.

4.2.C.- Análisis "off line" de los datos de los Telescopios.

4.3.- TRIGGER DE ALTO MOMENTO TRANSVERSO

4.3.A.- Trigger de dos trazas con Alto Momento Transverso

4.3.B.- Trigger de electrones de Alto Momento Transverso.

4.1.- INTRODUCCION .

El trigger de la experiencia WA-71 posee las siguientes 4 etapas:

1)S2 : indica una señal superior al umbral del contador de haz S2 y se almacena la información de las Cámaras de haz.

2)INT: constituye la señal de una interacción en emulsión, y si se evalua positivamente, se almacena toda la información del Espectrómetro Ω' , incluidos el Calorímetro y el R.I.Ch.La lógica es:

$$INT = CB * \overline{V0} * (T1,1 > 4) * (1 \leq \mu SB \leq 3) * (\mu SV > 5)$$

donde CB = S2.S3.V2.S4.V4 constituye el haz limpio, μSB y μSV son las multiplicidades en el último plano de microstrips del haz y en el primer plano de los microstrips del vértice.

3)L1: a partir de INT dividimos la lógica del trigger en dos partes , para posteriormente formar el primer nivel de trigger disyuntivamente:

a) $L1(ST) = INT * \overline{SC0} * (\langle T1 \rangle' > K1) * (\langle T2 \rangle' > K2) * (\langle DT \rangle > K3) * NO\ OVF$

que constituye el trigger de los telescopios de Silicio. NO OVF indica que se debe requerir la ausencia de saturación en las láminas de los telescopios.

b) $L1(HPT) = INT * (\langle T1 \rangle' > 6) * \mu(HZ1) \gg 1 * \mu(HZ2) \ll 6 * \mu(QUAD) \gg 1$

que constituye la lógica del trigger de electrones de alto momento transverso, siendo $\mu(HZ1)$ y $\mu(HZ2)$ las multiplicidades medidas por los hodoscopios 'butterfly' HZ1 y HZ2, y $\mu(QUAD)$ la multiplicidad de puntos de contacto correlacionados por el cuadrante del Calorímetro que apuntan hacia el vértice de los hodoscopios HZ1 y HZ2.

Así pues , la lógica del primer nivel de trigger será :

$$L1 = L1(ST) + L1(HPT)$$

de esta forma queremos indicar que L1 se evaluará con la operación lógica 'disyunción' (+) . Los sucesos que satisfagan los dos triggers se catalogan como sucesos de 'silicio'

4)GEV: el segundo nivel de trigger se llevará a cabo sobre los triggers de HPT y se procede a calcular el PT de las partículas que golpean cualquier cuadrante. Esto se realiza a partir de los datos recogidos en las Cámaras 'Butterfly' MY1 y MY3.

Un parámetro importante en la evaluación de la pérdida de información es el 'tiempo muerto' del dispositivo de trigger. En nuestro caso dicho tiempo es del orden del 16% , que es bastante considerable .

4.2.- TRIGGER DE SALTO DE MULTIPLICIDAD.

El sistema de los dos telescopios se utiliza para seleccionar aquellos sucesos en los que la multiplicidad cargada de m.i.p. medida en el segundo telescopio ($\langle T_2 \rangle'$) es como mínimo de 2 a 4 m.i.p. mayor que la multiplicidad medida en el primer telescopio ($\langle T_1 \rangle'$).

El 'ruido de fondo' correspondiente a la señal de desintegración de 'beauties' y 'charms', o dicho de otro modo, la posibilidad de un salto de multiplicidad ficticio entre los telescopios, es debido principalmente, a las fluctuaciones de la pérdida de energía en los detectores de Silicio, y a los errores cometidos en su Calibración.

Las Fluctuaciones por Pérdida de Energía vienen descritas por la distribución de Landau-Vavilov. Esta distribución es asimétrica, con un 'pico' para el valor más probable de la energía perdida y una 'cola' para altas pérdidas de energías (ver figura 4.1), pudiendo presentarse una situación de aumento (disminución) ficticio de multiplicidad cuando la pérdida de energía en D2 se encuentre en la cola (en un entorno del valor más probable) de la distribución para este telescopio y la pérdida de energía para D1 se encuentre alrededor del valor 'pico' (en la cola) de la distribución [TO-86].

Ahora bien, un aumento real de multiplicidad puede estar enmascarado por las fluctuaciones, siendo en este caso útil la estructura de los telescopios puesto que se puede operar sobre cada una de las señales de los detectores para construir las medias de las señales ($\langle T_1 \rangle$ y $\langle T_2 \rangle$), que son mucho menos sensibles a las fluctuaciones (factor \sqrt{N} estadístico). Las distribuciones de las señales medias son, por tanto, más estrechas que las simples y, por consiguiente, la probabilidad de saltos de multiplicidad ficticios disminuye (figuras 4.1).

Debido a que las señales más altas en el detector pueden tratarse de fluctuaciones con mayor probabilidad, o de algún otro fenómeno con características similares (interacciones secundarias en las láminas, producción de pares, 'bremsstrahlung',etc) se ha pensado en reducir ulteriormente estas fluctuaciones descartando las 3 señales

nº
d
e
s
u
c
e
s
o
s

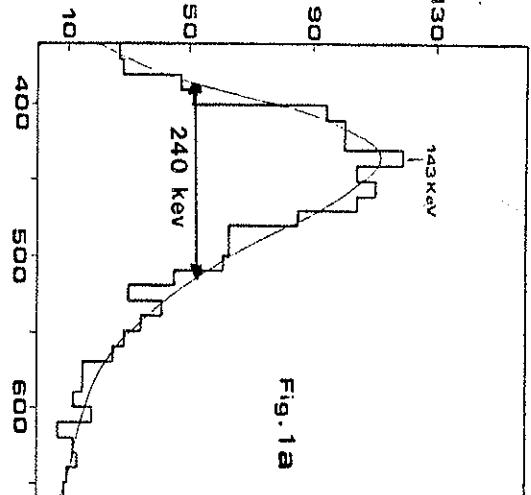


Fig. 1a

nº
d
e
s
u
c
e
s
o
s

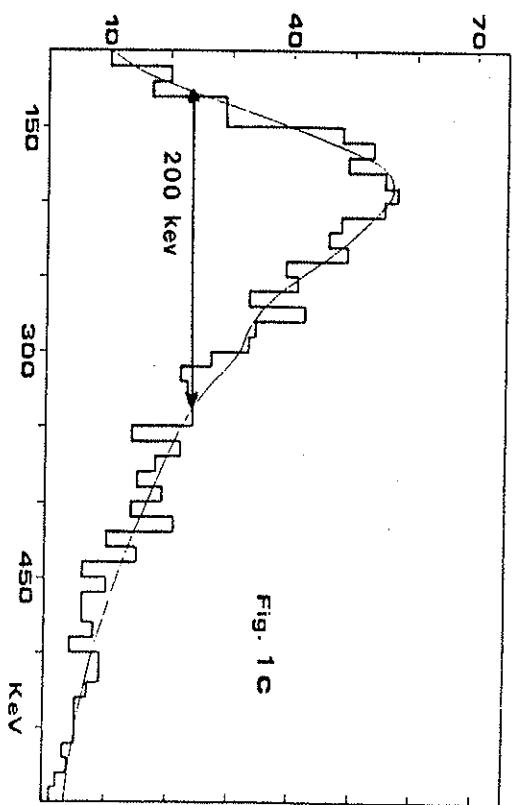


Fig. 1c

nº
d
e
s
u
c
e
s
o
s

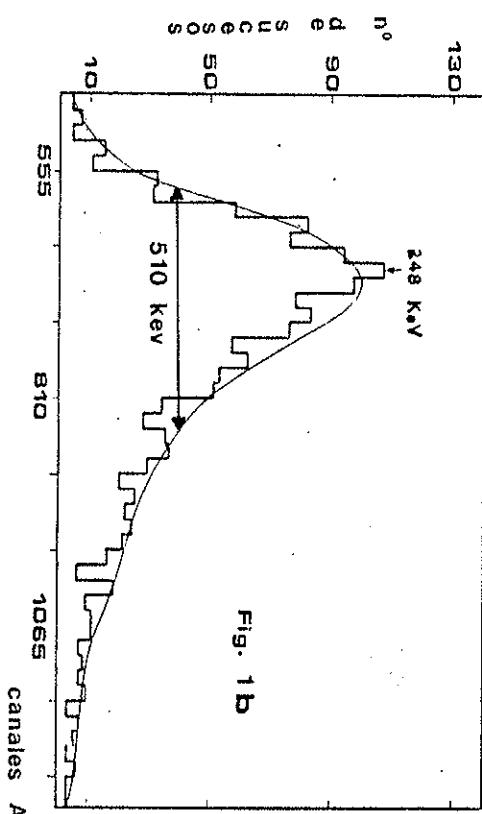


Fig. 1b

86

nº
d
e
s
u
c
e
s
o
s

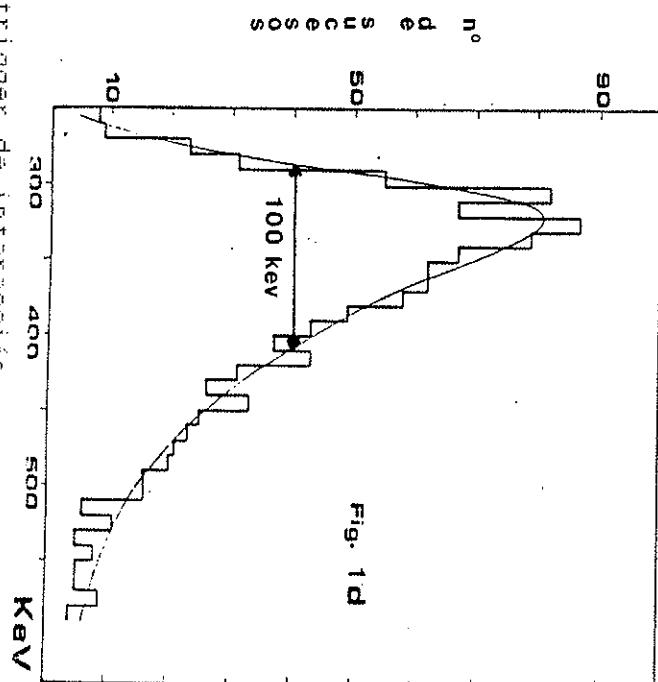


Fig. 1d

Figuras 4.1.-
Distribuciones de las alturas de pulsos del trigger de interacción con una multiplicidad cargada detectada en el Espectrómetro Omega de 5 m.i.p.; a) para una lámina del Telescopio D1, b) para una lámina de D2, c) distribuciones del valor medio de las alturas de pulsos (en Kev) para D1, d) idem para D2.

más altas, obteniendo de este modo la media sobre las 7 señales restantes (T_{2c}). La eliminación de estas señales tiene como resultado una longitud de la curva de Landau menor, lo que se traduce en que la diferencia entre los valores medios será más estrecha con una pequeña pérdida de desintegraciones verdaderas.

Además de los errores debidos a las fluctuaciones, hemos de incluir aquellos que son debidos a la sistemática de la calibración de las láminas que vamos a describir a continuación.

4.2.A.- CALIBRACIONES Y CONDICIONES 'ON LINE'.

La variable fundamental de nuestro trigger es DT. Un estudio de su comportamiento nos permitirá calcular nuestra sensibilidad para la búsqueda de sucesos con beauty y charm en emulsión y establecer por tanto, las condiciones óptimas.

a) Calibración Directa:

En la distribución experimental de pérdidas de energía para un conjunto de sucesos de multiplicidad M (proporcionada por TRIDENT) tenemos en efecto una contaminación procedente de sucesos en que el número de partículas no es M . Esta ineficiencia de TRIDENT afecta a las multiplicidades altas (> 10) no siendo aconsejables para realizar calibraciones. El nivel de incertidumbre de la multiplicidad aumenta linealmente con la multiplicidad M real. El error relativo sobre DT es del 7%.

Si consideramos sucesos con un número pequeño de partículas cargadas, la incertidumbre podría afectar a la cola de la distribución (y por tanto al valor medio) pero no a la región del pico. Así pues, para la obtención de la relación señal de pulso - m.i.p. hemos usado los valores pico (pérdida de energía más probable) de distribuciones de alturas de pulsos para una partícula y para sucesos de 3 y 5 trazas seleccionados por TRIDENT.

A continuación, extrapolamos dicha relación obtenida a partir de sucesos de baja multiplicidad a la región de interés de nuestro experimento (10-25 mip).

Con este método se obtienen unos errores relativos para las multiplicidades ' T_1 ' y ' T_2 ' del 5%. Teniendo en cuenta que las multiplicidades medias de los sucesos 'beauty' se encuentran dentro del intervalo 15-20 m.i.p. y que los saltos de multiplicidad típicos son de 2-5 mip. el error relativo sobre el salto de multiplicidad estará entre el 40 y el 100%.

La necesidad de una calibración más precisa nos llevó a explotar la posibilidad de usar el haz de protones del Ciclotrón AVF de Milán en la región de [25-40] Mev. En esta región de energías, dE/dx varía muy rápidamente y puede simular un amplio intervalo de multiplicidades -concretamente, desde 7 a 20 mip .

b) Calibración indirecta usando protones de baja energía.

El método de calibración indirecto se caracteriza en que posee dos etapas : primeramente se convierte la altura de pulso medido en energía depositada y, posteriormente, ésta energía se convierte en mips. Es en la primera etapa en la que se ha establecido la ventaja de usar protones de baja energía.

En la primera etapa , que tuvo lugar durante los meses de Octubre y Noviembre de 1984 , se llevó a cabo las calibraciones de los telescopios de Silicio en el Ciclotrón de Milán. Los haces utilizados eran protones de 24,27,35 y 40 Mev y aproximadamente el número de sucesos recogidos es de 100000 para cada energía. Para simular al máximo la situación del SPS ,se hizo que los haces fueran pulsantes y las intensidades bajas (del orden de 3000 partículas/seg).

Para cada energía y detector hemos calculado la posición del pico y la correspondiente pérdida de energía más probable y realizar una regresión lineal a través de los puntos experimentales obteniendo la relación energía/cuenta para todos los canales. La resolución estimada para la conversión pérdida de energía-canal es del 1%. Un error sistemático proveniente de la precisión de las tablas rango-energía de 1% ha de tomarse en cuenta, pero tiene un efecto muy limitado sobre ($\langle T_2 \rangle - \langle T_1 \rangle$) ya que es el mismo en todas las láminas.

Las pérdidas de energías se han calculado usando una tabla de relación rango-pérdida de energía para el Silicio (ver la simulación por monte.carlo) que muestra el mejor resultado en el ajuste de regresión múltiple. Una de las ventajas de usar protones de baja energía para la calibración es que la distribución en pérdida de energía es relativamente más estrecha y más simétrica que para el correspondiente número equivalente de m.i.p.

Las energías depositadas en los detectores de Silicio a partir de estos haces corresponden a multiplicidades cargadas que están en los intervalos entre 7 y 12 partículas para T1.1 y entre 9 y 22 partículas para T2.10.

Para obtener el número de partículas que han atravesado el detector debe determinarse la relación entre la energía depositada (E) y las señales en los canales de ADC (Y). Explicitamente, las expresiones correspondientes a las calibraciones realizadas con el haz en Ginebra y con el haz de protones en Milán son respectivamente [TO-86]:

$$Y_g = A_g + B_g \cdot E \text{ (Kev)}$$

$$Y_m = A_m + B_m \cdot E \text{ (Kev)}$$

De estas dos expresiones puede obtenerse la conversión entre el número de canales de Milán y Ginebra para una determinada energía depositada :

$$Y_g = (Y_m - A_m) B_g / B_m + A_g$$

La segunda etapa tiene como objetivo transformar el valor de la energía depositada al número de partículas, siendo necesario determinar la energía media depositada por una partícula al atravesar una lámina de Silicio de $200\mu\text{m}$ ($\langle E \rangle_{1\text{mip}}$). Esta medida ha sido obtenida a partir de los datos del CERN conduciendo a un error sistemático. Ya que la deposición de energía depende también de la geometría del aparato ; para una lámina de Silicio aislada de $200\mu\text{m}$ de espesor, la energía depositada típica es de 70 Kev/mip. Nuestra configuración característica tiene una geometría compleja y funciona en el interior de un campo magnético de 18 KG del Espectrómetro Omega del CERN . Para esta configuración particular, usando distribuciones de alturas de pulso de 1 y 3 partículas, se ha obtenido una energía depositada media por m.i.p.:

$$\langle E (1 \text{ mip}) \rangle = 82 \pm 5 \text{ Kev/m.i.p.}$$

con un error relativo $\delta_{\text{mip}} = 0.06$ siendo posible determinar el número de partículas que ha generado una determinada señal en el telescopio 1 :

$$\langle T_1 \rangle' (\text{m.i.p.}) = \langle T_1 \rangle / \langle E (1 \text{ mip}) \rangle$$

siendo análoga la expresión para $\langle T_2 \rangle'$.

Ya que el error sistemático proveniente de las relaciones rango-energía y energía-mip es :

$$\delta_{\text{sis}}(T) = \sqrt{(0.06^2 + 0.01^2)} = 0.06$$

y error relativo proveniente de la calibración directa de la energía en el ciclotrón es $\delta_{\text{cal}}(T) = 0.01$ podemos evaluar el

error global que afecta a nuestra medida de los saltos de multiplicidad :

$$E(DT) = \left(\varepsilon_{cal}^2 (\langle T_1 \rangle'^2 + \langle T_2 \rangle'^2) + \varepsilon_{mip}^2 (DT)^2 \right)^{1/2}$$

que para una multiplicidad típica de 15 m.i.p. y una DT=3 mip el error es de 1.1 m.i.p.

Las condiciones 'on line' para los telescopios son :

$$\begin{cases} -6 < \langle T_1 \rangle' < 28 \text{ m.i.p.} \\ -6 < \langle T_2 \rangle' < 28 \text{ m.i.p.} \\ -DT > 0.4 \text{ m.i.p.} \end{cases}$$

Esta última selección se ha efectuado de esta manera para proteger la muestra de sucesos recolectados y preservar la posibilidad de recoger una muestra consistente de partículas 'charm'. Con esta condición sobreviven en la muestra el 80% de los sucesos.

4.2.B.- SIMULACION DE LOS TELESCOPIOS POR MONTE-CARLO.

En el Monte Carlo , la multiplicidad en las láminas se obtiene mediante la expresión siguiente:

$$(n_j = \sum_{i=1}^M F_i g_{ij} S_i Z_{ij} + v_j) \quad j=1, N$$

N = número de láminas

M = número de partículas

Pasemos a analizar cada factor por separado:

v_j : Este término representa el ruido que poseen las láminas de los telescopios. Los valores se obtienen de acuerdo a una distribución gaussiana de probabilidad de centro 0. y con una sigma de 1.1 m.i.p.

g_{ij} : La ionización que deja al atravesar el material un protón viene dada por la expresión :

$$g = 86 \cdot E^{-0.7}$$

con la energía en Mev y la ionización g en m.i.p. para E comprendidas entre 0.8 y 580. Mev ; fuera de estos valores, los valores de g serán:

$$\begin{cases} g = 100, & \text{si } E < 0.8 \text{ Mev} \\ g = 1, & \text{si } E > 580 \text{ Mev} \end{cases}$$

Si: La razón de este factor es corregir la perdida de energía por ionización según el espesor de material atravesado que dependerá de la dirección de la partícula parametrizada por los ángulos ϕ_i, δ_i .

$$Si = (\cos \phi_i \cos \delta_i)^{-1}$$

Zij: Esencialmente el papel de este factor es indicar si una determinada traza perteneciente al suceso que hemos generado da señal en las diferentes láminas de los telescopios.

Si da señal, tomará el valor 1 y si no da señal tomará el valor 0. Si el SCO está conectado, eventualmente podemos descartar aquellas trazas que, aunque den señal en los telescopios, son lo suficientemente abiertas para ser vetadas por el Centelleador SCO.

Fij:Este factor da cuenta de las fluctuaciones estadísticas de Landau a las que haciamos referencia al comienzo del apartado 4.2

La forma de reproducir la distribución de Landau es dar un mapa de la función (FLAND) para 75 puntos correspondientes a un intervalo del factor multiplicativo XLAND que va desde $1/49.46$ hasta $149/49.46$.

En la figura 4.3 puede verse FLAND vs J ($j=1,75$)

Los valores anteriores se pueden normalizar y se almacenan en memoria junto con XLAND. En el programa principal se elige el valor de la fluctuación de la siguiente manera:

- se sortea un número aleatorio RL,
- se van calculando sumas parciales normalizadas de acuerdo con la distribución de Landau,
- se selecciona aquel valor de XLAND(I) tal que su suma parcial asociada rebase por primera vez el valor RL.

4.2.C.- ANALISIS "OFF LINE" DE LOS DATOS DE LOS TELESCOPIOS.

Para el análisis de nuestros datos hemos utilizado un ajuste conjunto de los puntos experimentales correspondientes a baja multiplicidad y los de alta multiplicidad (Ciclotrón de Milán) que proporciona una determinación en la diferencia de multiplicidades cargadas del 10%.

La evaluación de la multiplicidad y de DT está afectada por errores que derivan de la calibración (Ecal) y de la asignación del número de Kev correspondientes a 1 mip (Emip). Estos errores pueden considerarse independientes y se estima que entre ambos son del 6%

Mediante la propagación de errores y haciendo DT ~ 0 se llega a :

$$E(DT) \approx 0.085 \cdot \langle T \rangle$$

obteniéndose $E(DT) \approx 10\% \langle T \rangle$ (mip); esto indica que para multiplicidades entre 6-25 mips el error $E(DT) \approx 1-3$ mips .

Con el fin de confrontar estos valores previos de la etapa de calibración con los que se calculan a partir de los datos reales, se procesan mediante el programa Trident 1450 sucesos consecutivos 'on line' grabados en cinta , se calculan $\langle T_1 \rangle'$ (T1SOFT) y $\langle T_{2c} \rangle'$ (T2SOFT) y se representa el diagrama de la distribución de los sucesos T2SOFT frente T1SOFT y la distribución para DT- como puede observarse en la Figura 4.2. Debemos notar que el funcionamiento del sistema de los dos telescopios a partir de una multiplicidad de 20 m.i.p no ha sido el esperado debido a la saturación de los telescopios y de los ADC .

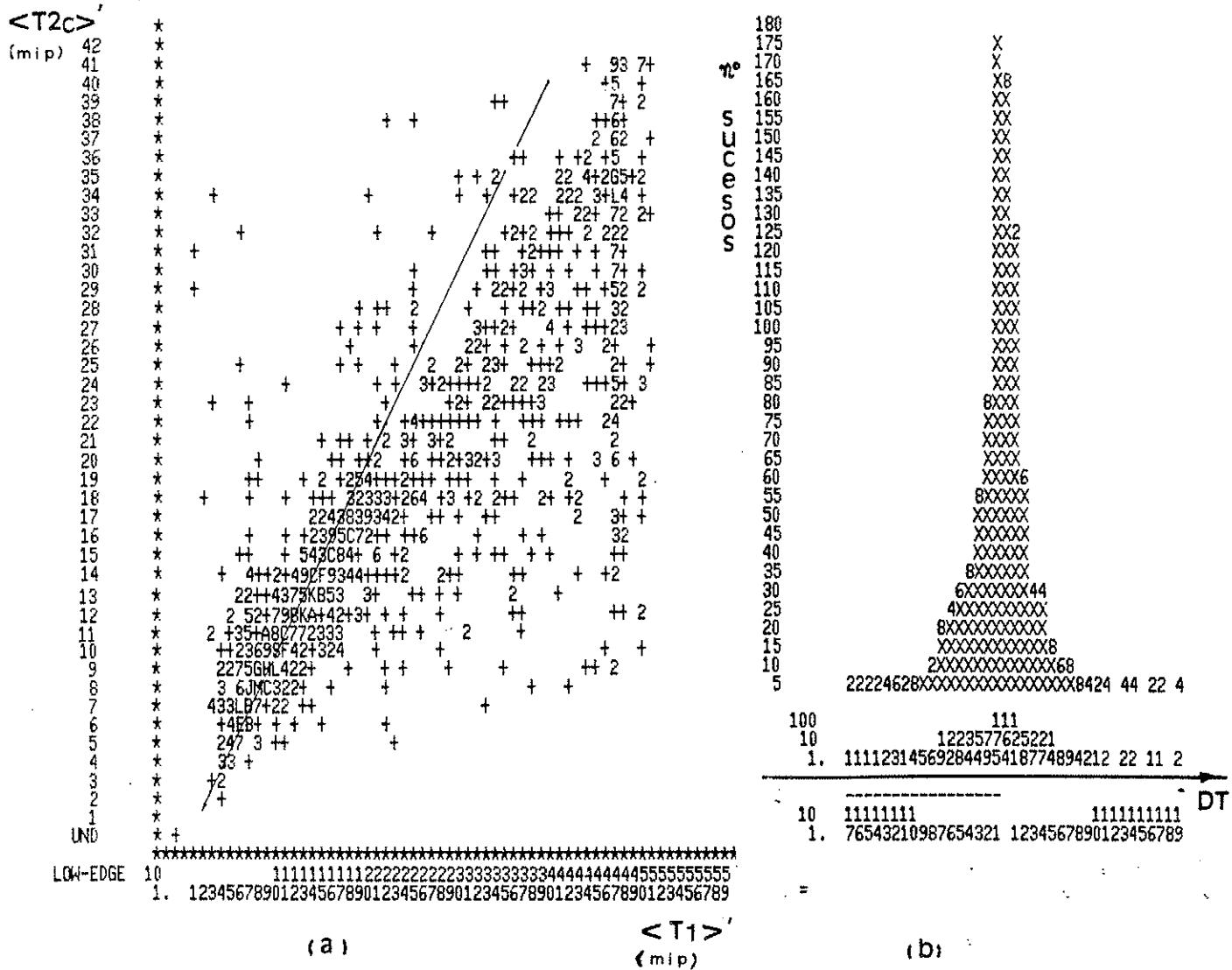
Para la muestra de sucesos que poseen $\langle T_1 \rangle'$ y $\langle T_{2c} \rangle'$ por debajo de 25 m.i.p. se obtiene un error medio en DT de 3.4 m.i.p. siendo inutil imponer alguna condición 'off line' sobre la muestra para enriquecer la presencia de partículas pesadas.

Mediante la simulación por Monte-Carlo se obtienen los diagramas de las figuras 4.4. El supuesto comportamiento casi ideal de los telescopios en cuanto a 'ruido' y la adecuada calibración a partir de los protones solamente , sin tener que promediar con datos procedentes del experimento, dan lugar a distribuciones en las que el error par DT es el compatible para discernir los saltos DT que involucran desintegraciones de partículas pesadas.

FIGURA 4.2

DISTRIBUCION DE SILICON JUMP PARA SUCEOS 'ON LINE'
LA CONDICION DE $\langle T_1 \rangle$ Y $\langle T_2 \rangle \leq 25$ MIPS'S

plot T1-T2 : PLOTS CON ~ 1500 EVENTOS



Figuras 4.2.-

(a) Gráfica <T2c>/ frente <T1>/ representada para un conjunto de 1500 sucesos "on line" grabados en cinta.

(b) Distribución del Salto de Multiplicidad (DT) para una muestra de 881 sucesos "on line" con la condición $\langle T1 \rangle' < 25$ mip y $\langle T2c \rangle' < 25$ mip.

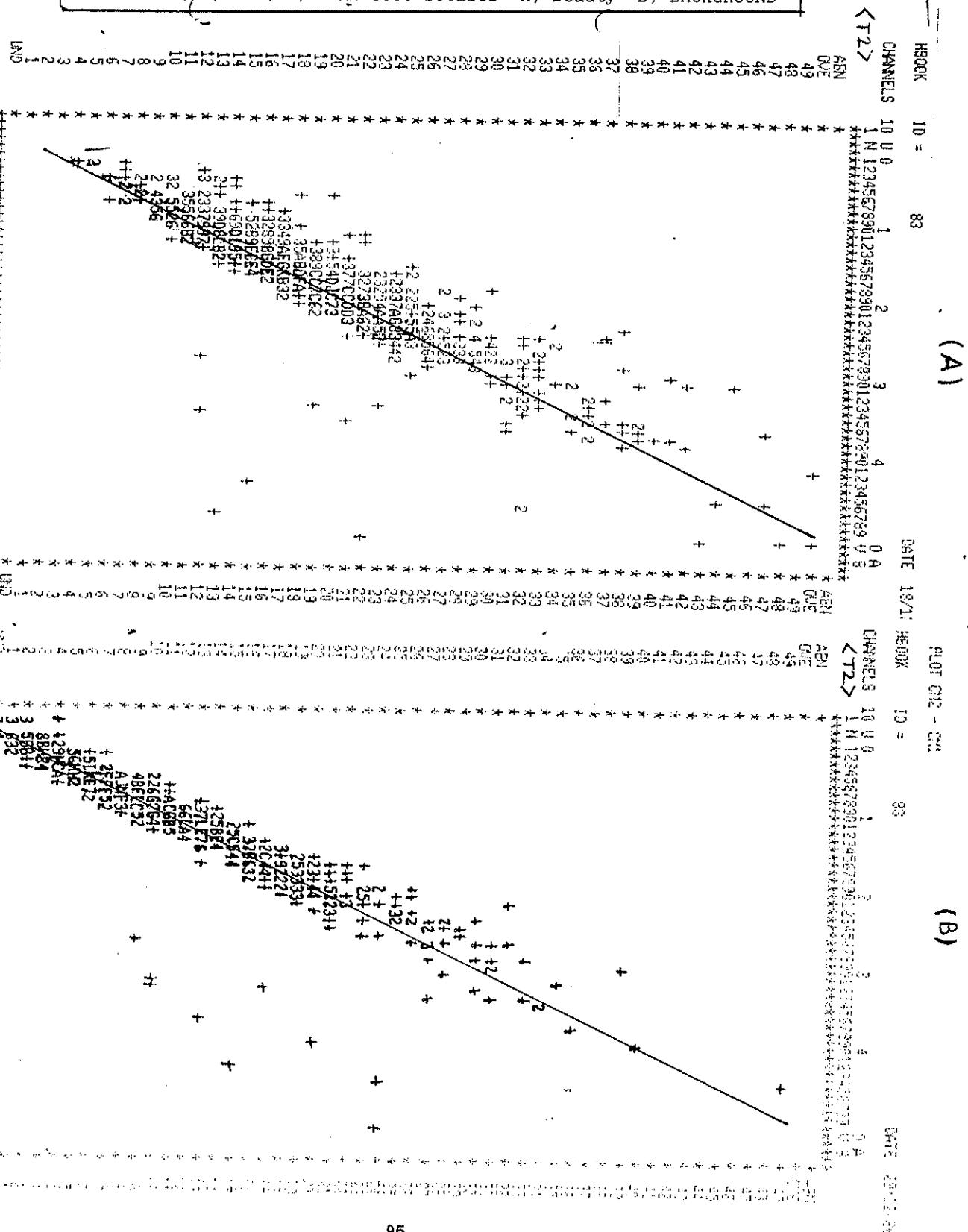
Por tanto el comportamiento y, en particular, el ruido electrónico proviniente del segundo telescopio fue el esperado de acuerdo con nuestras condiciones. En cambio, el comportamiento del primer telescopio fue insatisfactorio, principalmente a causa del alto acoplamiento capacitivo entre las láminas separadas una distancia de 200 micras que provocaron un nivel muy alto de ruido en los amplificadores.

Según la simulación , para una muestra de sucesos correspondiente a 30 stacks deberíamos haber encontrado 25 'charm' desintegrándose en emulsión , habiéndose hallado tan sólo 3 .

FIGURA 4.3 : PLOT DE LANDAU PARA PROTONES

FLAND

FIGURAS 4.4 SIMULACION POR MONTE-CARLO
GRAFICAS (T_2) VS (T_1) PARA 5000 SUCESOS A) Beauty B) BACKGROUND



4.3.- TRIGGER DE ALTO MOMENTO TRANSVERSO (H.P.T.).

Dado que el diseño de la experiencia se basa en una cota de la sección eficaz de hadroproducción de beauty ($\sigma(B\bar{B}) < 50 \text{ nb}$) y con el fin de incrementar la sensibilidad de nuestra experiencia para dicha detección decidimos incorporar el trigger de alto momento transverso.

En las desintegraciones de partículas con masa elevada, las partículas del estado final presentan distribuciones de P_T elevado respecto de otro tipo de procesos. En particular, las desintegraciones semileptónicas pueden utilizarse para seleccionar las señales de 'beauty' o 'charm'.

Concretamente el trigger de HPT en la experiencia WA-71 presenta dos modalidades que discutimos a continuación:

- 1) Selección para sucesos que presenten al menos dos trazas de alto momento transverso, concretamente se sugiere la selección de al menos 2 trazas de $P_T > 1.2 \text{ Gev/c}$ con la condición adicional sobre el ángulo de emisión de la partícula respecto al haz : $|\theta| < 15^\circ$.
- 2) Selección para sucesos que presentan algún electrón con momento transverso mayor que 0.5 Gev/c .

4.3.A.- TRIGGER DE DOS TRAZAS DE ALTO MOMENTO TRANSVERSO.

BEAUTY:

Si observamos la Figura 4.5 vemos que el 25% de sucesos $B\bar{B}$ satisfacen el criterio $P_T > 1.2 \text{ Gev}$. No se impone ninguna condición sobre el ángulo de estas partículas en la simulación.

Si además incorporamos la condición de que las dos trazas subtiendan ángulos de emisión respecto al haz $|\theta| < 15^\circ$ y tenemos en cuenta las eficiencias del trigger y de

FIGURAS 4.5:
DISTRIBUCION DE PTNEXT

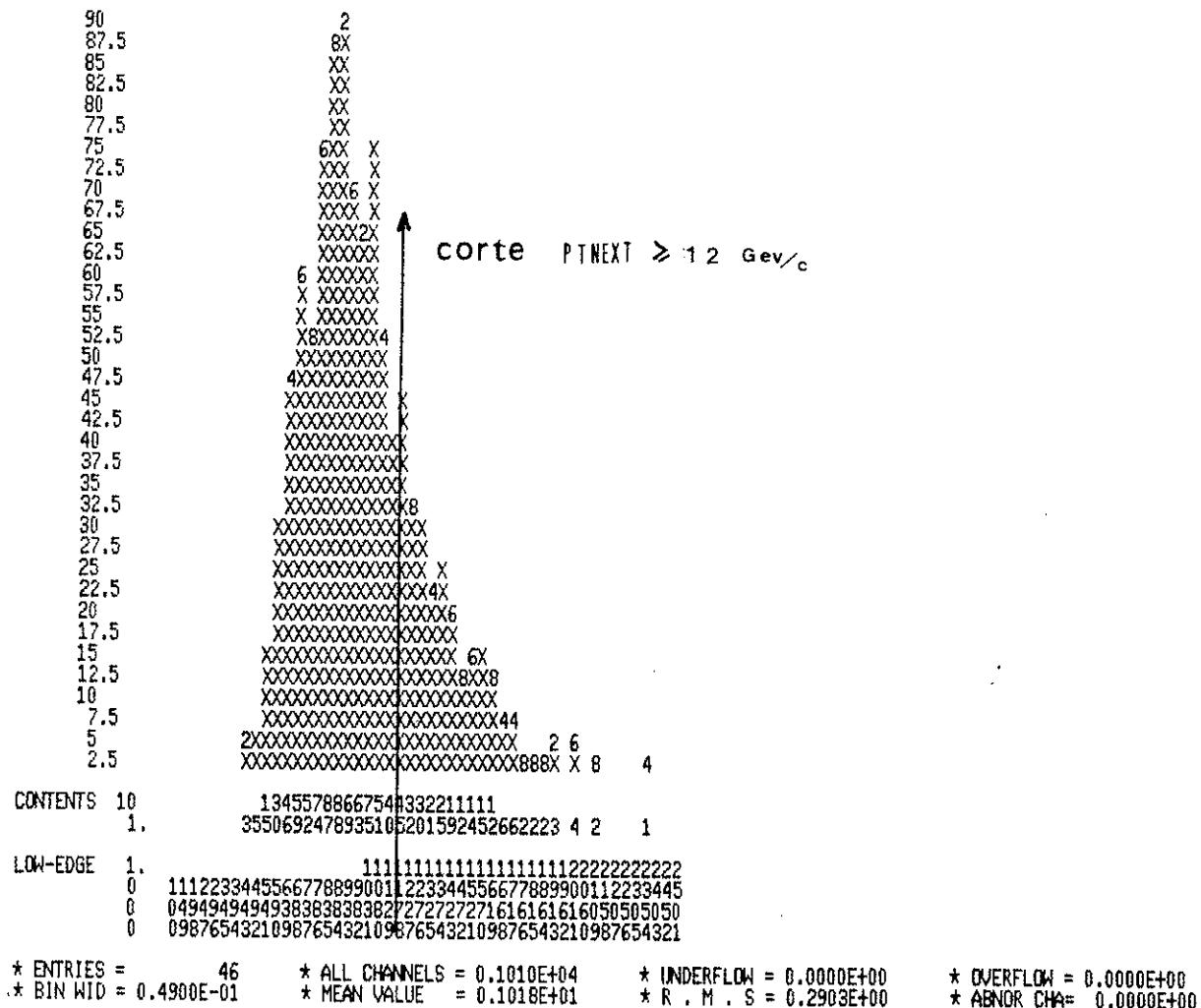


Figura 4.5.-

Representación de la Distribución del Momento Transverso Siguiente Al Máximo (PTNEXT) para una muestra de $B\bar{B}$ generadas por Monte-Carlo

reconstrucción , obtendríamos que sólo seleccionaremos un 10% de BB.

La eficiencia del trigger de HPT 'on line' es del 3%, con lo cual la sección eficaz resultante es de $600 \mu b$. Por otro lado, si tenemos 500 eventos/stack con este criterio y hemos expuesto 100 stacks, entonces disponemos de $500 \times 100 = 5 \times 10^4$ eventos por tanto la sensibilidad de nuestro experimento será:

$$S = \frac{5 \times 10^4 \text{ eventos}}{600 \mu b} = \frac{5 \times 10^4 \text{ eventos}}{6 \times 10^5 \text{ nb}} \approx 1 \text{ evento}/10 \text{ nb}$$

Además, si partimos de los límites a la sección eficaz :

$$\sigma(B\bar{B}) \leq \begin{cases} 100 \text{ nb/nucl. (dependencia } A(2/3) \text{)} \\ 25 \text{ nb/nucl. (" " A)} \end{cases}$$

Nuestra probabilidad de observar algún beauty no es despreciable (entre 0.25 y 1), pero deben buscarse 5000 sucesos.

CHARM :

Con el fin de evaluar la razón señal/ruido se generan sucesos del tipo $\pi^- A \rightarrow D(1) + D(2) + m \pi$ mediante el Monte-Carlo de la experiencia NA-27 (cortesía de C.Caso-Génova) que proporciona un buen ajuste de los datos experimentales de NA-16 y NA-27 del charm.

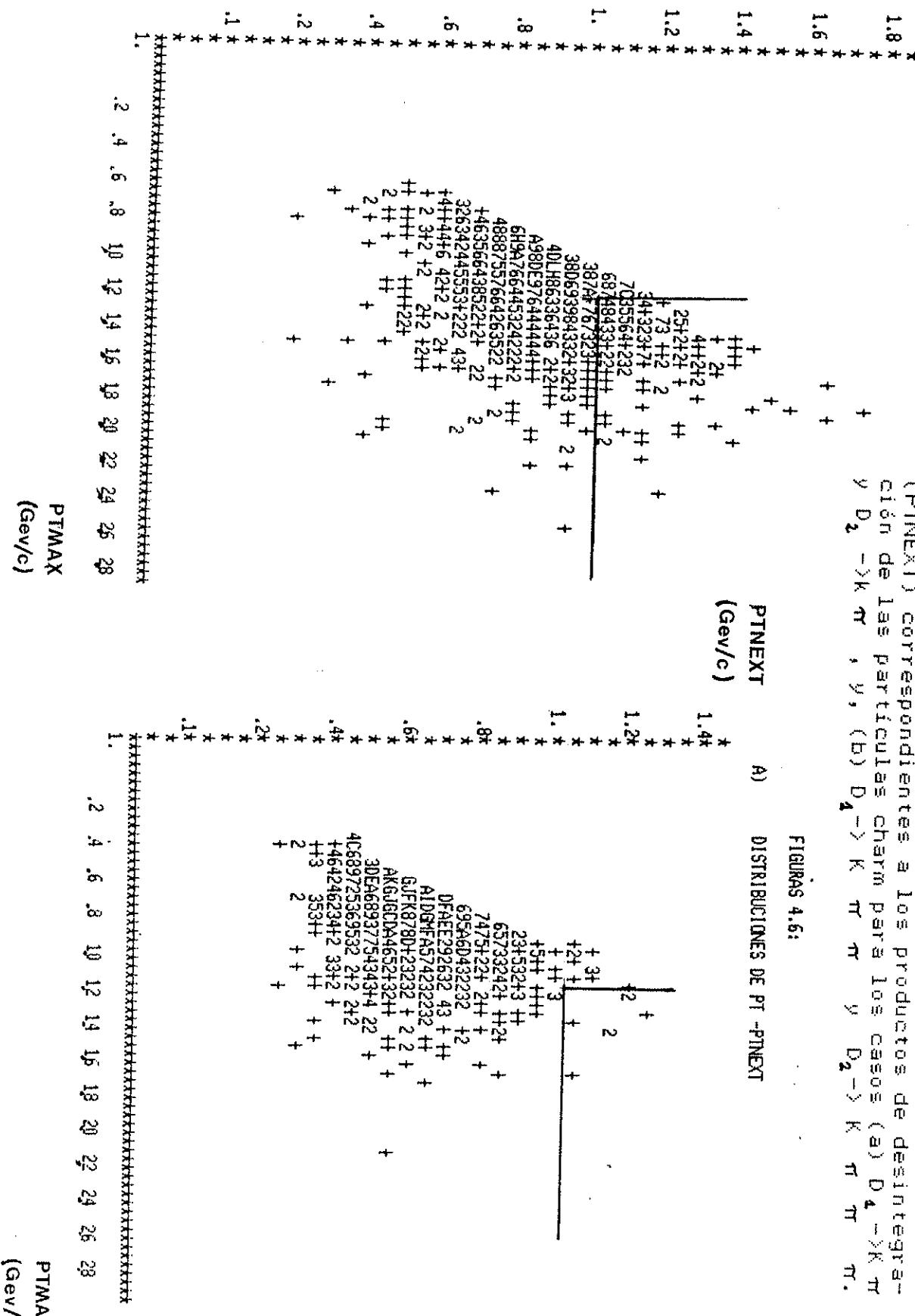
Se consideran dos casos en la desintegración:

a) $D(1)=D(2)=K^- \pi^+$

b) $D(1)=K^- \pi^+ \pi^+; D(2)=K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Para cada suceso generado por el Monte Carlo se consideran los momentos transversos máximo y siguiente al máximo (PTMAX y PTNEXT respectivamente) correspondientes a los productos de desintegración de las partículas 'charm'. En las figuras 4.6 se muestra el diagrama de distribución de sucesos PTMAX frente PTNEXT para los casos (a) y (b) anteriores.

PTNEXT
(Gev/c)



FIGURAS 4.62

Figuras 4.6.- Diagramas de Distribución del Momento Transverso Máximo ($\langle PT_{MAX} \rangle$) frente al Momento Transverso Siguiente al Máximo ($\langle PT_{NEXT} \rangle$) correspondientes a los productos de desintegración de las partículas charm para los casos (a) $D_s \rightarrow K \pi$ y $D_s \rightarrow K \pi \pi$, y (b) $D_s \rightarrow K \pi \pi \nu$. $D_s \rightarrow K \pi \pi \pi$.

Es importante destacar que la multiplicidad media por desintegración de partícula encantada es 2.5 (cargadas y neutras), por tanto, el caso (b) suministra un límite superior para una desintegración de partículas 'charm' media ya que no contiene ninguna partícula neutra.

La condición se traduce en que tomamos un corte sobre los PT de forma que existan al menos dos trazas con PT elevado:

$$\text{PTMAX} = \text{PT}(1) > 1.2 \text{Gev/c} ; \quad \text{PTNEXT} = \text{PT}(2) > 1.0 \text{Gev/c} \quad [*]$$

se obtiene, según nuestros datos experimentales que se seleccionan 8 sucesos por cada 50 de HPT, con lo cual:

$$\delta(2\text{HPT}) = 0.16 \times \delta(\text{HPT}) \sim 100 \mu\text{b}$$

Por otro lado, el número de partículas con encanto seleccionadas mediante el corte anterior será a partir de los datos de la gráfica:

$$\delta(\text{CC}) \times \text{prob}(\text{Pt}(1) > 1.2 \quad \text{Pt}(2) > 1.0) = 20 \mu\text{b} * 7/1000 = 140 \text{ nb}$$

Asumiendo el mismo factor de reducción que el beauty (~ 2.5) para tener en cuenta:

- la eficiencia del trigger
- la visibilidad en emulsión

$$\text{tenemos } 140/2.5 = 56 \text{ nb}$$

La relación señal - ruido será pues: S/N $\sim 56 \text{ nb} / 100 \mu\text{b} = 10^{-3}$. El rendimiento del trigger de 2HPT no es el suficiente, ya que la razón charm / ruido permanece inalterada.

Además, la situación no se altera si elegimos los canales correspondientes al caso (a) (Figura 4.6.B) a pesar de que los modos de desintegración de baja multiplicidad ($D \rightarrow K^- n\bar{n}$) están favorecidos en lo que se refiere al criterio de 2HPT ya que los valores de PT en la distribución no se degradan tanto como en el caso (b).

Por tanto, el criterio de 2HPT NO es una buena selección para CHARM, y SI que lo es para BEAUTY, pero no podemos corroborarlo con la rapidez del caso del charm.

4.3.B.-TRIGGER DE ELECTRONES DE ALTO MOMENTO TRANSVERSO.

Ya hemos mencionado que en las desintegraciones semileptónicas de partículas con masa elevada, los leptones del estado final poseen momentos transversos considerables. Así pues, tanto los μ como los e^- de HPT pueden usarse para seleccionar la señal de partículas constituidas por quarks pesados ('charm' o 'beauty').

En el experimento WA-71 el canal que se utiliza es el de electrones. Estos electrones de HPT pueden incrementar la sensibilidad del experimento y mejorar la razón señal-ruido a pesar del 'ruido de fondo' existente procedente de otros canales competitivos. Los principales procesos que proporcionan los electrones de HPT en interacciones de n^- de 350 GeV/c sobre protones son:

Producción de beauty	$B^{\pm} \rightarrow e \nu_e X$	$\sigma(B\bar{B}) = 10 \text{ nb/nucleón}$
Producción de charm	$D^{\pm} \rightarrow e \nu_e X$	$\sigma(D\bar{D}) = 30 \mu\text{b/nucleón}$ b.r. = 10%
Producción de K	$K^{\pm} \rightarrow e \nu_e X$	$\sigma_{\text{inel}}(K^{\pm}) = 8 \text{ mb}$ b.r. = 5%
Producción de pares	$\pi^- p \rightarrow e^+ e^- X$	$\sigma(D-Y) < 1 \text{ nb}$ $\pi^0 \rightarrow \gamma(\gamma) \rightarrow e^+ e^- \sigma_{\text{inel}}(\pi^0) = 72 \text{ mb}$

Concretamente, la reacción en dos pasos $\pi^0 \rightarrow \gamma(\gamma) \rightarrow e^+ e^-$ rebaja el momento de los electrones, con lo cual solamente un n^- de muy alto momento transverso pueden dar lugar a electrones de alto momento transverso competitivos con los electrones procedentes de la desintegración de una partícula con beauty.

Aplicamos 2 tipos de selección a los electrones:

a) una selección cinemática, en la que se evalúan para distintos cortes las secciones eficaces de producción de e^+e^- que sobrepasan la cota de P_T , para señal y ruido, y nos ceñiremos a los sucesos aceptados por los hodoscopios 'butterfly', cuantitativamente introducimos el factor

cinemático E_{cin} ,

b) una selección por identificación de partículas, electrones en nuestro caso, que se lleva a cabo en el EMC (la eficiencia en la identificación de electrones G es aproximadamente del 90%).

Para los electrones de $\text{PT} > 0.5$, que es la aceptancia de los hodoscopios, 'butterfly', los factores cinemáticos son:

$$E_{\text{cin}}(D) = 0.15 \quad E_{\text{cin}}(B) = 0.76$$

y las fracciones de canal son:

$$\text{BR}(D \rightarrow e^{\pm}) = 0.28 \quad \text{BR}(B \rightarrow e^{\pm}) = 0.26$$

Para la obtención de las secciones eficaces y del número de sucesos BB se utilizan las siguientes expresiones:

$$\delta(B\bar{B} \rightarrow e(\text{PT} > 0.5 \text{ Gev}/c)) = \delta(B\bar{B}) \times \langle A_{\text{em}} \rangle^{1/3} \times \text{BR}(B \rightarrow e) \times E_{\text{cin}}(B)$$
$$N(B\bar{B}) = N \times \langle A_{\text{em}} \rangle^{1/3} \times F \times G$$

donde $\langle A_{\text{em}} \rangle \approx 4$, siendo $\langle A_{\text{em}} \rangle$ el peso atómico medio de la emulsión, $\delta(B\bar{B})$ la eficiencia de identificación de electrones G = 0.9, F es la eficiencia del corte en el PT calculada como el cociente entre la sección eficaz correspondiente al corte de PT que se haya escogido y la sección eficaz total de producción de $B\bar{B}$ en emulsión y N es el número de interacciones producidas en emulsión por parte de los piones incidentes. Expresiones análogas pueden utilizarse para el caso de sucesos 'charm' y para otros procesos competitivos.

Utilizando como sección eficaz de 'beauty' 10 nb/nuc. y como sección eficaz de 'charm' 30 nb/nuc se obtiene $\delta(B\bar{B} \rightarrow e(\text{PT} > 0.5 \text{ Gev}/c)) = 7.9 \text{ nb}$, y mediante expresiones análogas:

$$\delta(D\bar{D} \rightarrow e(\text{PT} > 0.5 \text{ Gev}/c)) = 5.04 \mu\text{b}$$

$$\delta(\pi^0 \rightarrow \gamma(\gamma \rightarrow e^+e^-)) = 0.098 \text{ mb}$$

Los cálculos posteriores se harán considerando estas nuevas distribuciones, así como los factores de escala a partir de las secciones eficaces obtenidos con los factores cinemáticos a este corte de 0.5 Gev/c

Además de la razón S/N se calcula el número total de suceso BB /nb a partir del número total de interacciones producidas en emulsión (N), seleccionados para un corte en

P_T determinado

En la siguiente tabla se muestran los resultados para estas magnitudes para el caso del 'beauty' y diferentes cortes en P_T

Cota(Gev/c)	>0.5	>1	>1.3	>1.5
$B^{\pm} \rightarrow e\nu X$	7.9 nb	4 nb	2.8 nb	1.6 nb
$D^{\pm} \rightarrow e\nu X$	5040 nb	58 nb	0.9 nb	0.02 nb
$\pi^0 \rightarrow \gamma(\nu)e^+e^-$	98000 nb	1170 nb	90 nb	16 nb
σ_{tot}	103.05 μb	1.2 μb	0.1 μb	0.02 μb

B E A U T Y

S/N	8/100000	3/1000	3/100	1/10
F	20%	11%	7.6%	4.5%
N(BB) por nb	0.007	0.004	0.003	0.0015

En el caso del charm no se mejora la razón señal-ruido cuando se utilizan cotas altas en los cortes de P_T como puede verse en la tabla siguiente:

Cota (Gev/c)

	>0.5	>1.0
C H A R M		
S/N	5/100	5/100
F	4.2%	0.05%
N(DD) por μb	1.35	0.017

Veamos cuales son los resultados que cabe esperar para partículas 'beauty' y 'charm':

El número de sucesos de electrón de HPT analizados en toda la Colaboración es aproximadamente de 375 . Por otro lado , hemos de tener en cuenta los factores de reducción de sucesos debido al trigger en dos etapas: 1) Existe un factor de reducción R1 que nos da información del porcentaje de sucesos que grabamos en cinta ('on line') respecto del número total de interacciones que han tenido lugar en emulsión ($R1=0.054$) ,y 2) otro ,R2 que nos suministra el porcentaje de sucesos seleccionados por el trigger de HPT con identificación de un electrón respecto del número total de sucesos 'on line' ($R2=0.036$). El número total de interacciones es de 192900. Evaluemos la situación para beauty y charm separadamente:

BEAUTY:

Utilizando el corte de $P_T > 0.5$ se obtiene $N(B\bar{B})=.007 \times 10nb = 0.07 B\bar{B}$ en el volumen analizado hasta el momento , y si se hubieran expuesto los 20 litros de emulsión el número de $B\bar{B}$ esperados serían 1.4. Ahora bien, la razón S/N $\sim 10^{-6}$ que indica que el trigger no mejoraría sustancialmente la razón en el caso de no existir trigger.

No obstante, observamos que el corte de 1 Gev/c en P_T selecciona aproximadamente el mismo número de $B\bar{B}$ que el de 1.3 Gev/c , teniendo este último un ruido 10 veces menor , siendo este corte el que optimiza el compromiso entre S/N y $N(B\bar{B})$.

CHARM:

Para $P_T > 0.5$, $F= 0.042$ con lo cual $N(D\bar{D}) \approx 40 D\bar{D}$ para la muestra de sucesos de electrón de HPT que hemos analizado. Si aplicamos el factor del 40% que engloba la eficiencia del trigger y la visibilidad en emulsión llegamos a que $N(D\bar{D}) \approx 16$, y teniendo en cuenta que disponemos de alrededor de 40 sucesos de electrón de HPT por stack (o sea , se han analizado ≈ 10 stacks) , se llega a una relación de 1.6 $D\bar{D}$ / stack.

Los otros cortes de P_T no mejoran la situación , como puede constatarse a partir del dato para $P_T > 1$ Gev/c de la tabla anterior.

REFERENCIAS:

- [AP-86] R.J. Apsimon . NIM A248 (1986) 76-85 .
- [BAL-84] 'Computer Aided Digitized Microscope for Nuclear Emulsion Analysis (CADIM)' ,CERN-EP/84-23, F. Bal, S.Tentindo and G.R. Vanderhaegue. Proceedings to be published in NIM .
- [BEU-77] W.Bausch. CERN/SPSC/77-70 .1977.
- [BEU-86] W.Bausch et al. N.I.M. A249 (1986) 391-398.
- [CABR-84] J.M. Cabrera. Tesis de Licenciatura.1984.
Universitat de València.
- [CAC-86] M. Caccia el al. Publicación interna de Milán enviada al NIM. 'Low Energy Protons as a Tool for High Energy Vertex Detector Calibration ' . 1986.
- [CAS-86] Tesis Doctoral de M. Victoria Castillo .1986.
Universitat de València.
- [CIT-81] 'SUPER CAVIAR : ' Memory Mapping the General Purpose Microcomputer' . S. Citolin and B.G. Taylor.
CERN-EP DIVISION, Mayo 1981.
- [DI-81] Propuesta del Experimento WA-71 . CERN/SPSC/81-18.
1981.
- [GRA-85] Tesis de Licenciatura de Pilar Gras . 1985.
Universitat de València.
- [HEI-80] E.H.M. Heijne et al. NIM 178(1980) 331-343.
- [MU-81] P. Musset. Review talk at the Europhysics.1981.
Beauty Experiments at SPS.
- [PAR-84] Notas internas de la Reunión del Experimento en París.
1984.
- [RO-86] L. Rossi. Notas internas a la Colaboración WA-71.
1985,86.
- [SA-84] Tesis de Licenciatura de José Salt . 1984.
Universitat de València.
- [SAN-84] Tesis de Licenciatura de E. Sanchis. 1984
Universitat de València.

- [SAU-77] F. Sauli . Principles of Operation of Multiwires Proportional and Drift Chambers.CERN 77-09.
- [TO-86] D. Torretta . ' L'esperimento WA-71 la Ricerca de Particelle con 'Beauty' : I primi Resultati'. Tesis de Diploma . 1986.
- [VEG-83] G. Vegni . Milan Status Report about Telescopes.

Parte 2.

En los siguientes capítulos nos ocuparemos del análisis de los datos de la experiencia WA-71. Para ello disponemos de toda la información adquirida 'on line' en la toma de datos ,grabada en cinta magnética ,y de las placas de emulsión que han sido distribuidas a los distintos laboratorios, entre los que se encuentra el de Valencia, con el fin de realizar su escrutinio y el ulterior análisis de los sucesos interesantes.

CAPITULO 5

RECONSTRUCCION, BUSQUEDA Y MEDIDA DE LOS SUCESOS.

- 5.1) PRODUCCION. DESCRIPCION DE TRIDENT.
- 5.2) RECONSTRUCCION DE VERTICES Y UBICACION DE LOS SUCESOS.
- 5.3) EVOLUCION DE LOS CRITERIOS DE SCANNING.
- 5.4) ESTADISTICA DE SUCESOS ESCRUTADOS CON LOS DIFERENTES TRIGGERS.
- 5.5) METODO DE MEDIDA EN EL MICROSCOPIO.

5.1.- PRODUCCION .DESCRIPCION DE TRIDENT .

El proceso de datos y el trabajo de análisis en este experimento ha necesitado del apoyo y del desarrollo de códigos de programación elaborados que pasamos a describir a continuación. El conjunto de programas más importante es el conocido como TRIDENT . TRIDENT ha sido desarrollado por un equipo de técnicos en programación [LA-84] que han plasmado, en sus diferentes partes, su conocimiento acerca del funcionamiento de los distintos dispositivos de que consta el Espectrómetro Omega, dejando abierta la posibilidad de inserción de subrutinas relacionadas con los detectores específicos de cada experimento que tenga lugar en dicho Espectrómetro.

De forma general, el programa TRIDENT incluye el tratamiento de reconstrucción de los sucesos a partir de los datos 'on line' . Las etapas que involucra un proceso de estas características han permitido organizar TRIDENT en 4 módulos independientes con tareas muy específicas que son orquestados mediante un programa de dirección de flujo. Los objetivos de cada módulo son los siguientes:

- 1) PERT : se encarga de evaluar y optimizar las tolerancias correspondientes a las trazas.
- 2) PBIM : determina la energía y la dirección del haz incidente.
- 3) ECOF : las trazas del Espectrómetro Omega se asemejan a curvas helicoidales; este hecho se utiliza en la fase de reconocimiento de trazas para determinar los puntos espaciales que corresponden a una misma traza. El conjunto de puntos que definen una traza satisfacen aproximadamente determinadas relaciones lineales cuyos coeficientes se calculan mediante este módulo aplicando el método de mínimos cuadrados sobre una muestra representativa de trazas. Estos coeficientes serán tomados como datos de entrada en la ejecución de TRIDENT en modo TRID.
- 4) TRID: la reconstrucción de los sucesos se realiza identificando las trazas y los vértices a través de los siguientes pasos:

a) Reconocimiento de trazas:

En esta fase se logra resolver el problema típico de la asociación de los impactos de las partículas en las Cámaras del Espectrómetro mediante el uso de modelos matemáticos que dependen del tipo de detector [LA-78]. Por ejemplo, las trazas que atraviesan las Cámaras de Deriva se ajustan utilizando pares de puntos situados en la misma dirección, y considerando como tercer punto el centro del blanco.

b) El ajuste geométrico de la trazas y la evaluación de los momentos lineales de las partículas :

El paso siguiente es la reconstrucción de puntos espaciales de las trazas por medio de la proyecciones observadas directamente [RUP-76] en el detector. El ajuste de la traza se realiza adoptando una curva modelo que represente a la traza de la partícula, considerando los diversos fenómenos que aparecen, como el campo magnético con zonas no homogéneas, pérdidas de energía de las partículas, difusión múltiple, etc. En nuestro caso, la curva modelo que se utiliza es la denominada curva modelo cúbica doblemente integrada (o curva modelo de grado quinto "quintic spline"). Este método consiste en suponer que las derivadas segundas de una traza vienen representadas por curvas modelo cúbicas, de acuerdo con las ecuaciones de movimiento [WI-74]. Es necesario resaltar que la utilización de una curva modelo es una aproximación a la trayectoria real de una partícula influenciada por los anteriores factores y que no se trata de una aproximación a la curva ideal obtenida resolviendo las ecuaciones de movimiento.

Las trazas reconstruidas se dividen en varios tipos:

Trazas de tipo "A" : estas trazas presentan un buen acuerdo en la distancia al vértice principal teniendo en cuenta el error en la determinación de la traza.

Trazas de tipo "D" : cuya distancia al vértice principal es mayor que dos desviaciones típicas obtenidas del ajuste del vértice.

Trazas de tipo "F" : son aquellas trazas que están deficientemente reconstruidas debido al pequeño número de puntos espaciales que presentan.

En lo que sigue , siempre que hagamos referencia trazas reconstruidas por el Espectrómetro consideraremos el conjunto formado por las trazas "A" y "D".

c) Reconstrucción de los vértices :

A partir de los puntos a) y b) obtenemos la determinación de las trayectorias de las partículas y su cantidad de movimiento en una región todavía lejana del punto de interacción, y es en el punto c) donde se realiza la predicción de coordenadas de ubicación de los sucesos respecto del origen de referencia del Espectrómetro Ω . Ahora bien, hemos de distinguir la obtención de la predicción sin ó con la información procedente del hodoscopio de microstrips, o lo que es lo mismo, mediante la extrapolación de las trazas a la región del blanco solamente a partir de las cámaras situadas detrás del blanco ('downstream') o con la ulterior inclusión de los dígitos obtenidos en los microstrips como veremos en el siguiente apartado.

En el Capítulo anterior suministraremos unos resultados acerca del funcionamiento de los telescopios de Silicio usando el programa TRIDENT, no obstante, la principal aplicación de este programa ha estado centrada en el trabajo de producción de predicciones de los sucesos grabados en la toma de datos. Por un lado, se han mejorado las predicciones en la ubicación de los vértices de los sucesos en emulsión mediante el método que describiremos en el apartado 5.2 ,y, por otro lado, se ha optimizado el proceso de datos generales que definen a los sucesos en lo que se refiere a la transferencia de ficheros mediante discos flexibles al microordenador del CADIM.

5.2.- RECONSTRUCCION DE VERTICES Y UBICACION DE LOS SUCESOS.

A) RECONSTRUCCION DE VERTICES POR TRIDENT :

El programa TRIDENT calcula el vértice a partir de la extrapolación de las trazas encontradas mediante el siguiente método iterativo (figura 5.1) : consiste en fijar un esquema de reconstrucción alrededor del punto medio de ubicación de la emulsión ($\bar{X}_\Omega^{\text{em}} = -136.62 \text{ cm}$). Inicialmente se supone que disponemos de 11 planos perpendiculares a la dirección del haz con una separación entre ellos de 2 cms. con el sexto piano situado en $X_\Omega = -136.62 \text{ cm}$.

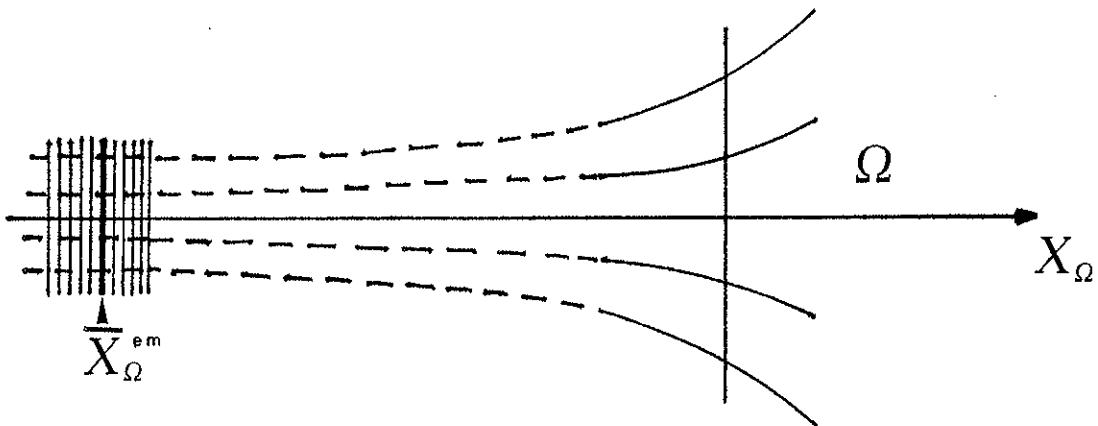


Figura 5.1.- Ubicación de los planos ficticios necesarios para la reconstrucción del vértice mediante extrapolación de las trazas a la región del vértice.

A continuación, el esquema de iteración es el siguiente:

1) se encuentran las intersecciones de cada traza con todos los planos anteriores mediante el método de Extrapolación de Runge-Kutta ,realizado por la subrutina RKUTAS. Los datos iniciales que necesita esta subrutina son las coordenadas de los puntos P_j , de la traza k en el último detector, los cosenos directores de la tangente en dicho punto perteneciente a la traza k y la longitud L a la que se quiere extraer para encontrar el punto P_i ; como resultado RKUTAS nos proporcionará P_i y los cosenos directores en dicho punto. El método de Runge-Kutta suministra los resultados anteriores como una continuación a la solución de la que se parte que satisface un sistema de ecuaciones diferenciales simultáneas correspondientes a las ecuaciones de movimiento de la partícula en presencia de campo magnético.

2) Para cada plano i(IPL) se hallan los agrupamientos ('clusters') de las intersecciones evaluando el centro de gravedad de los agrupamientos (V_i) y calculando posteriormente el chi cuadrado :

$$\chi_{iPL}^2 = \sum_k |\overline{P_i^k V_i}|^2 / (\epsilon(P_i^k))^2$$

siendo $\overline{P_i^k V_i}$ la distancia del punto P_i de la traza k hasta el Centro de Gravedad V_i y $\epsilon(P_i^k)$ el error en las coordenadas P_i^k .

3) Buscamos el plano IPL con el mínimo valor de χ_{iPL}^2 , y calculamos el $\chi_{TR(k)}^2$ que es el chi cuadrado del ajuste de la traza k respecto de todos los otros puntos que la definen en los otros planos. Si $\chi_{TR(k)}^2 > 9$ se descarta la traza k y se vuelve a 2). En caso contrario continuamos.

4) Se calcula el máximo de χ_{iPL}^2 ($\text{MAX}(\chi_{iPL}^2)$) distinguiendo dos posibilidades:

a) si $\text{MAX}(\chi_{iPL}^2) - \text{MIN}(\chi_{iPL}^2) > 20$ redefinimos el conjunto

de 11 planos como:

$$X(m, \text{IPL}=6) = X(\text{plano con } \chi^2_{\text{IPL}} \text{ mínimo})$$

$$\Delta X(m, \text{IPL}) = 0.3 \cdot \Delta X(m-1, \text{IPL})$$

donde m es el contador de la iteración volviendo a 1), é , en caso contrario,

b) si $\text{MAX}(\chi^2_{\text{IPL}}) - \text{MIN}(\chi^2_{\text{IPL}}) < 20$ se ajusta la función $\chi^2(\vec{R})$ correspondiente a la totalidad de las trazas por mínimos cuadrados calculándose \vec{R} y el error $\vec{\epsilon}_{\vec{R}}$ de forma que:

- $\chi^2(\vec{R}_*)$ sea Mínimo
- $\vec{\epsilon}_{\vec{R}}$ tal que $\chi^2(\vec{R} + \vec{\epsilon}_{\vec{R}}) - \chi^2(\vec{R}) = 1$

Finalmente , se calculan los parámetros que caracterizan a las trazas en el vértice, pudiéndose obtener una mejor predicción de ubicación mediante los microstrips que actúan como hodoscopio de haz.

B) UBICACION DE LOS SUCEOS EN EMULSION.

Hasta aquí hemos resuelto , al menos teóricamente, la reconstrucción del vértice de un suceso respecto del sistema de referencia del Espectrómetro Ω' (S.R. Ω). Ahora bien, estas coordenadas sirven de poco si tenemos en cuenta que el blanco, constituido por pilas de películas de emulsión, se encuentran en movimiento en el plano $Y_{\Omega} Z_{\Omega}$ a lo largo del proceso de exposición al haz (apartado 3.2.B.1, ya que necesitamos referenciar los sucesos respecto sistema útil para el análisis en emulsión (S.R.E.).

Para soslayar el problema anterior, se utilizaron una rejillas Heidenhein que, mediante un sistema de adquisición de la lectura por digitalización, nos permiten conocer las coordenadas del carrito que transporta el blanco en los instantes en que se dispare el trigger de posición. Hemos introducido de esta forma un tercer sistema de referencia que actuará como intermediario entre los sistemas de referencia de Omega y de emulsión. A este sistema lo denominaremos de Heidenhein (S.R.H.). En la figura 5.2 puede observarse la posición relativa de estos sistemas.

Hay que destacar que el blanco describe una trayectoria consistente en 7 desplazamientos en linea recta ,con un ángulo de inclinación de 2° respecto del eje Y_{Ω} , y es

desplazamientos verticales, a lo largo del eje Z_{Ω} , intercalados por etapas en el plano $Y_{\Omega} - Z_{\Omega}$. Ya que estamos interesados en los incrementos en las coordenadas x e y de emulsión respecto de una determinada posición inicial, escogemos como punto de referencia el correspondiente a la producción del spot que indica el comienzo de la exposición adquiriendo inmediatamente sus coordenadas en los sistemas anteriores, así pues, las coordenadas serán (YH_0, ZH_0) en el S.R. H., (XE_0, YE_0) en el sistema S.R.E. y $(Y_{\Omega}^0, Z_{\Omega}^0)$ en el Sistema de referencia de Omega.

Además de preparar nuestro dispositivo para la adquisición de coordenadas del spot, existe un mecanismo según el cual, si tiene lugar en emulsión algún suceso que ha originado el disparo de la electrónica para su adquisición y posterior grabación, este da una orden al sistema que comanda la mecánica de la exposición para que acepte la información concerniente a la posición del carrito en el momento de la interacción. Si análogamente llamamos (YH, ZH) , (YE, ZE) y (Y_{Ω}, Z_{Ω}) a las coordenadas del suceso en los anteriores sistemas de referencia, llegamos a dar las relaciones:

$$\begin{aligned}(XE - XE_0) &= (YH - YH_0) + (ZH - ZH_0) \cdot \sin 2^\circ + (Y_{\Omega} - Y_{\Omega}^0) \\(YE - YE_0) &= -(Z_{\Omega} - Z_{\Omega}^0) - (ZH - ZH_0) \cdot \cos 2^\circ\end{aligned}\quad (5.1)$$

Si la pila de emulsión fuera compacta y no se introdujeran desalineaciones a la hora de llevar a cabo la fase de análisis mediante el microscopio, el problema quedaría resuelto aplicando las ecuaciones (5.1) ya que todos los datos salvo (XE, YE) son conocidos por la información grabada en cinta y las medidas de las coordenadas del spot respecto de una rejilla numerada que se encuentra impresa en una de las caras de cada película de emulsión.

No obstante, la técnica de emulsión aconseja la utilización de películas de emulsión de pequeño grosor - en nuestro caso, alrededor de $600 \mu m$ - con el fin de que no se acuse el fenómeno de distorsión, por esta razón han de utilizarse 6 ó 7 películas por stack que después de la exposición al haz de piones serán reveladas separadamente [SA-84] y se les imprimirá la rejilla a que haciamos referencia anteriormente. Además, cada película ya revelada es encolada a una lámina de vidrio para su mejor manipulación en la etapa de escrutinio al microscopio.

Teniendo en cuenta que el posicionamiento del objetivo del microscopio en el lugar donde se predice el suceso se realiza automatizadamente, ha de llevarse a cabo un

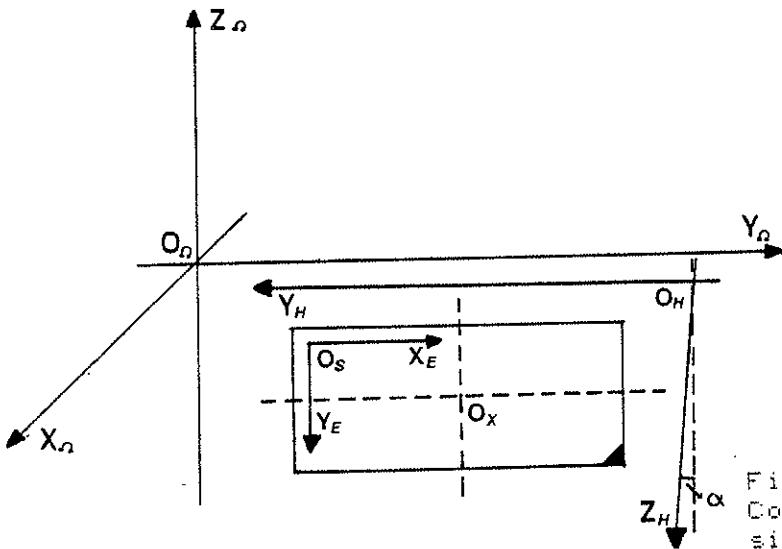
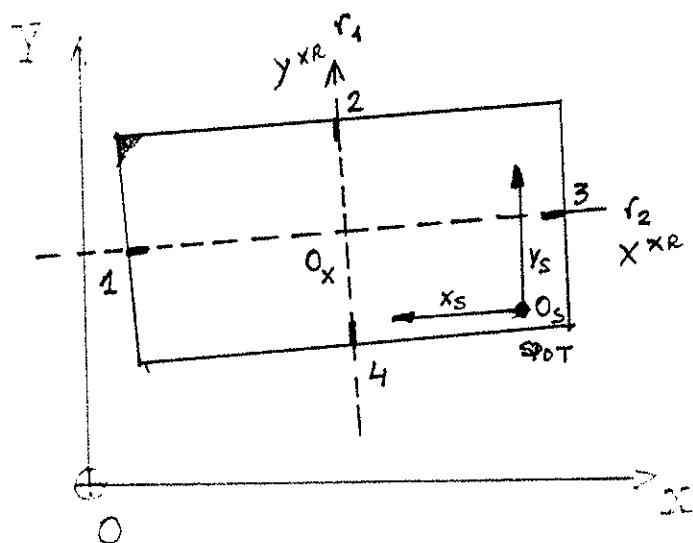


Figura 5.2.- Colocación relativa de los diferentes sistemas de referencia utilizados para la determinación de la posición de los vértices.

Figura 5.3.- Relación entre los sistemas de referencia locales a la emulsión y el sistema de referencia propio de la platinia del microscopio. La terminología, que también ha sido utilizada en el texto, es la siguiente:

- ($O_\Omega X_\Omega Y_\Omega Z_\Omega$) es el Sistema de Referencia del Espectrómetro Omega (S.R. Ω),
- ($O_H Y_H Z_H$) es el S. de R. asociado a la mecánica, correspondiente a las rejillas Heidenhein (S.R.H.),
- ($O_s X_s Y_s$) es el S. de R. asociado al spot (S.R.E.),
- ($O_{XR} X_{XR} Y_{XR}$) es el S. de R. de Rayos X
- ($O X Y$) es el S. de R. propio de la platinia del microscopio en unidades de paso de motor.



procedimiento de calibración de las placas guiados por unas referencias fijas realizadas antes de la exposición del haz que nos sirvan para una pila. Así pues, se decidió hacer cuatro "marcas" de rayos X en cada uno de los cuatro lados de cada una de las 6 películas de que está compuesto la pila.

Dichas marcas tienen una longitud aproximada de 5 a 6 mm como indica la figura 5.3 , y tomaremos las coordenadas de los puntos 1,2,3 y 4 sobre cada uno de los 4 rayos X a las que designaremos por (X_i, Y_i) , $i = 1,2,3,4$.

Los puntos 2 y 4 definen una recta r_1 de ecuación $X = a_1 \cdot Y + b_1$ y los puntos 1 y 3 definen otra recta r_2 de ecuación $Y = a_2 \cdot X + b_2$. El punto de intersección de ambas rectas (Ox) define el origen del sistema de referencia del microscopio para cada placa suministradas por las siguientes expresiones en términos de los coeficientes de las rectas :

$$X_{ox} = (a_1 b_2 + b_1) / (1 - a_1 a_2)$$

$$Y_{oy} = (a_2 b_1 + b_2) / (1 - a_1 a_2)$$

Este origen nos será de gran utilidad para calcular el desplazamiento de la platina; si llamamos a las coordenadas de Ox en las diferentes placas (X_j^{xr}, Y_j^{xr}) $j = 1, \dots, 6$. Por otra parte, se ha determinado el ángulo de giro θ_j^{xe} , $j = 1, \dots, 6$ de la recta r_2 respecto del sistema de referencia de microscopio para cada placa y se han medido las coordenadas (x_s, y_s) del spot respecto del origen Ox en la última placa. Este vector debe ser el mismo para cualquier placa ya que los puntos de corte y del spot son puntos perfectamente definidos en cuanto a ubicación en todas las placas.

Así pues, dadas las diferencias $(\Delta xE, \Delta yE)$ podemos calcular las coordenadas en el sistema de referencia del microscopio de un suceso detectado en emulsión en una determinada placa como:

$$X_j = X_j^{xr} + (x_s - \Delta xE) \cos \theta_j^{xr} - (y_s + \Delta yE) \sin \theta_j^{xr}$$

$$Y_j = Y_j^{xr} + (x_s - \Delta xE) \sin \theta_j^{xr} - (y_s + \Delta yE) \cos \theta_j^{xr}$$

Mediante estas coordenadas somos capaces , previa conversión a pasos de los motores acoplados a la platina , ubicar el objetivo del microscopio justo en el lugar donde se ha predicho un determinado suceso.

Debido a que el análisis de la emulsión es muy laborioso, es de gran importancia para el experimento haber dispuesto de un sistema preciso de determinación de los

vértices primarios de los sucesos ya que ello nos ha permitido conseguir ir rápidos en la fase del escrutinio de las películas de emulsión.

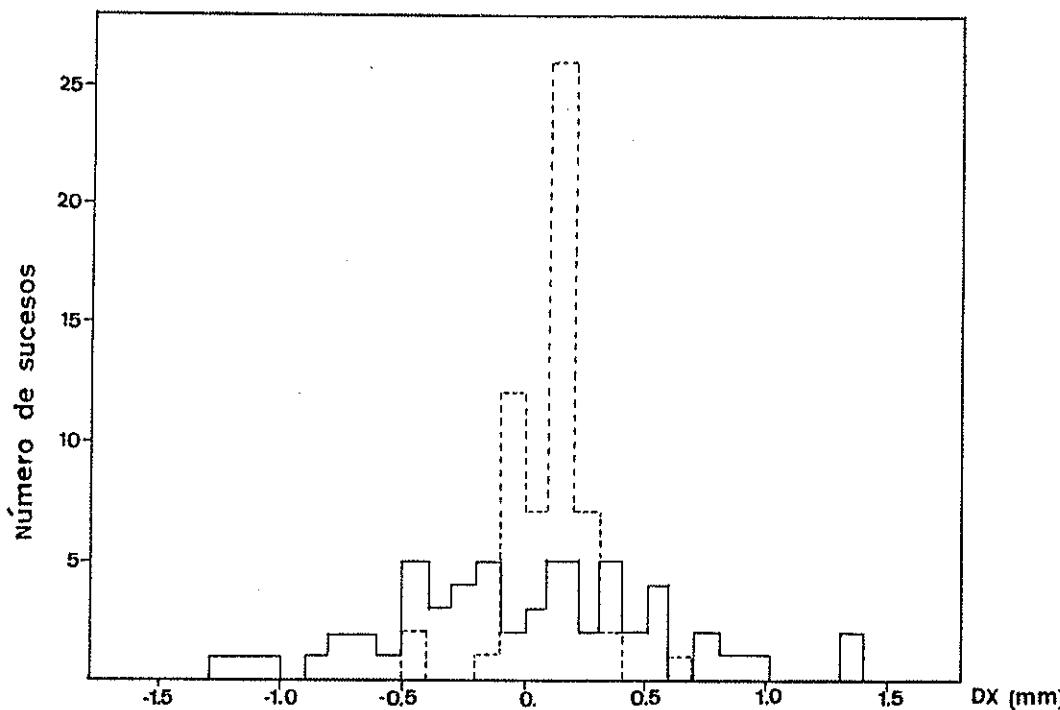
En primer lugar, el método expuesto en el apartado anterior supuso un avance a nivel de la calidad en las predicciones de TRIDENT mediante extrapolación. Para evaluar la discrepancia se calcularon las medias y desviaciones típicas correspondientes a las diferencias entre los valores predichos por TRIDENT (X_{PT} , Y_{PT}) y los valores de las coordenadas encontradas en emulsión (X_F , Y_F) para un total de 58 sucesos concordantes en emulsión obteniéndose:

$$\begin{aligned}(X_{PT} - X_F) &= (0.0 \pm 0.6) \text{ mm} \\(Y_{PT} - Y_F) &= (0.0 \pm 0.8) \text{ mm}\end{aligned}$$

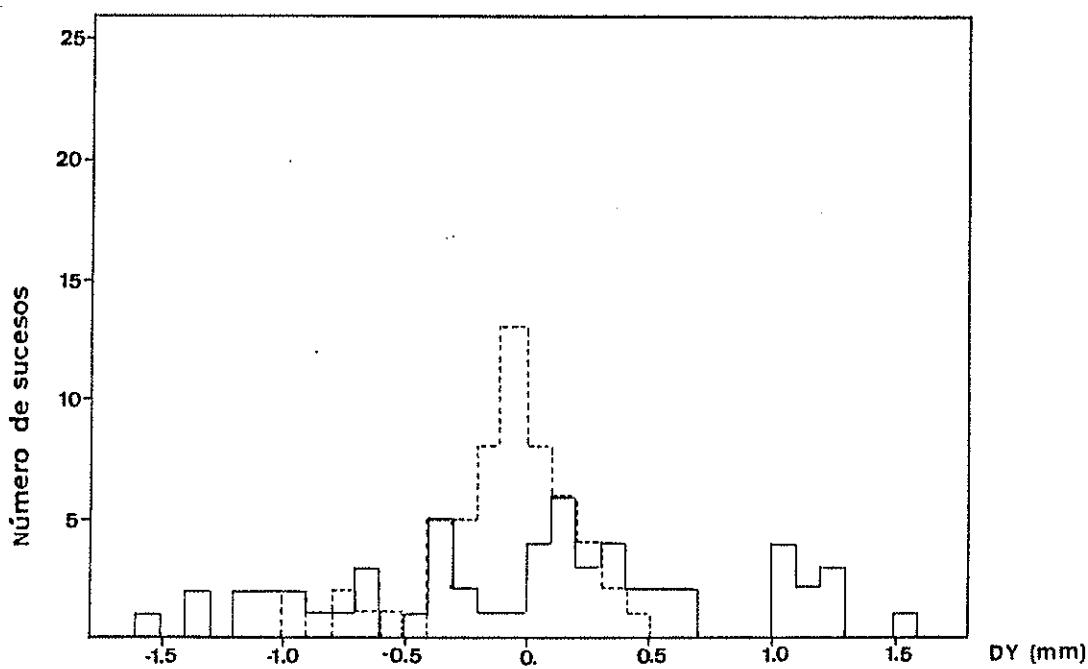
Tras la inclusión de la información proveniente de los dobletes de microstrips , se obtuvieron unas nuevas coordenadas para estos sucesos (X_{PM} , Y_{PM}) para las que se evaluaron tambien las diferencias ($X_{PM} - X_F$) y ($Y_{PM} - Y_F$) obteniéndose:

$$\begin{aligned}(X_{PM} - X_F) &= (0.1 \pm 0.2) \text{ mm} \\(Y_{PM} - Y_F) &= (-0.1 \pm 0.3) \text{ mm}\end{aligned}$$

En la figura 5.4.a se muestran las distribuciones para ($X_{PM} - X_F$) y ($X_{PT} - X_F$) superpuestas y en la figura 5.4.b las correspondientes para la coordenada Y. La reducción en la desviación standard indica que los sucesos se han concordado teniendo que examinar menos área, con lo cual se ha visto disminuido el tiempo medio de escrutinio para encontrar un matching a 20 minutos.



(a)



(b)

Figura 5.4.-

Distribuciones de las diferencias entre los valores predichos y los medidos en las coordenadas X (a) y en las coordenadas Y (b) de los vértices correspondientes a una muestra de sucesos concordantes. En ambas gráficas se utilizan la líneas de trazo más grueso para representar la estadística correspondiente a las predicciones sólo con TRIDENT, y la líneas de trazo más fino para representar las correspondientes a la inclusión de los datos de los dobletes de microstrips ,que encierre las áreas sombreadas.

5.3.- EVOLUCION DE LOS CRITERIOS DE SCANNING.

La búsqueda de sucesos interesantes en emulsión no se ha realizado de forma indiscriminada a partir de la totalidad de sucesos reconstruidos por TRIDENT, sino que han sido escogidos una serie de criterios basados generalmente en los "triggers", además de otros que responden a otro tipo de condiciones básicas como los referentes al número total de trazas o a la calidad en la predicción de la ubicación.

El análisis al microscopio de las placas de emulsión se llevó a cabo utilizando el método de "scanning" en volumen, que consiste en examinar visualmente volúmenes de emulsión mediante el acoplamiento de un objetivo 10 X al microscopio. El escrutinio de cada suceso abarcaba normalmente un área de 3 mm x 3 mm alrededor de la posición predicha para el vértice de la interacción por el programa TRIDENT, aunque normalmente las concordancias se han conseguido dentro de un área sensiblemente menor.

La evolución de los criterios de scanning ha seguido las etapas de los triggers.

En primer lugar se analizó el trigger de salto de multiplicidad:

Los sucesos 'on line' - esto es, los grabados en cinta- se someten a una selección 'off line' consistente en llevar a cabo la reconstrucción de aquellos sucesos que poseen $DT \gg 2.5$ m.i.p.

A partir de esta muestra inicial realizamos una selección en base a unos criterios básicos como son:

1) en lo que se refiere a la ubicación de las interacciones:

- los errores en las predicciones de microstrips de las ubicaciones de las interacciones deben ser menores que 100 micras;

- las predicciones de microstrips deben ser compatibles con las predicciones suministradas por TRIDENT dentro de los errores de TRIDENT;

- que la coordenada X_{Ω} de la interacción se encuentre dentro del intervalo de coordenadas que abarca la extensión del stack de emulsión, esto es, $-139 \leq X_{\Omega} \leq -134$ cms

2) y en lo que se refiere a la multiplicidad de partículas provenientes de la interacción se requieren sucesos que posean un número total de trazas de tipo A mayor o igual que 8.

Además, nuestro laboratorio eligió una condición más restrictiva sobre el salto de multiplicidad :

$$DT \gg 3 \text{ m.i.p.}$$

En la etapa del seguimiento de un suceso concordado con Omega pueden establecerse dos criterios :

a) que el número de trazas blancas salientes de la interacción dentro de un cono de 30° debe ser mayor o igual que la multiplicidad media medida en el primer telescopio rebajada en 2 m.i.p. , formalmente :

$$N_{\Omega} (\langle 30^{\circ} \rangle) < \langle T_1 \rangle' = 2 \quad (5.2)$$

b) la diferencia entre el número de trazas totales reconstruidas por el Espectrómetro Omega (N_{Ω}) y el número de trazas "blancas" (N_S) debe ser mayor ó igual que 3 m.i.p. , o sea:

$$N_{\Omega} - N_S \gg 3 \text{ m.i.p.} \quad (5.3)$$

Estas condiciones tienen la finalidad de analizar aquellos sucesos que puedan presentar alguna desintegración en emulsión (5.2) ó entre los telescopios (5.3). Ahora bien, el telescopio D1 no ha funcionado correctamente según hemos visto en el Capítulo 4, y el Espectrómetro Omega tiene la mayoría de veces un margen de error en el número de trazas reconstruidas, con lo cual, hemos efectuado el seguimiento de todos los sucesos sin tener en cuenta en nuestro Laboratorio las condiciones (5.2) y (5.3).

Durante el año 1986 se analizaron las placas según el trigger de Alto Momento Transverso en sus dos versiones :

Comenzamos con la relación de sucesos con al menos 2 trazas con momento transverso mayor que 1.2 Gev/c para pasar posteriormente a analizar sucesos que presenten identificación de al menos un electrón en el Calorímetro

Electromagnético y que posean un momento transverso mayor que 0.5 Gev/c.

Los criterios básicos que se aplican en esta ocasión son los mismos en lo que se refiere a la ubicación de las interacciones y uno más restrictivo sobre el número de trazas : $10 \leq N_{\Omega} (A+D) \leq 25$.

Es interesante señalar cuales son los factores de reducción de sucesos al aplicar diferentes criterios de selección ya sean correspondientes a los triggers o a otros que son colaterales como la energía total visible de la trazas (Tabla 5.1)

TABLA 5.1 : Tabla con los factores de reducción de sucesos al considerar diferentes condiciones de selección:

	N_{\max}	N_{\min}	P_T^{\max}	P_T^{\min}	Δ_{\min}	DIF_{\max}	E^V_{\min}	% Eventos
A	25	10	2.5	1.0	1.0	2.0	200	0.4
B	25	10	-	-	-	-	-	77.7
C	-	-	2.5	1.0	-	-	-	50.6
D	-	-	-	-	1.0	-	-	16.5
E	-	-	-	-	-	2.0	-	14.1
F	-	-	-	-	-	-	200	33.5

La terminología utilizada ha sido:

- a) N_{\min} y N_{\max} son los límites mínimo y máximo para el número de trazas reconstruidas por el Espectrómetro, esto es ,

$$N_{\min} \leq N_{\Omega} \leq N_{\max}$$

- b) Δ_{\min} es la cota inferior de salto de multiplicidad para los telescopios, esto es:

$$\langle T_2 \rangle' - \langle T_1 \rangle' \geq \Delta_{\min}$$

- c) DIF_{\max} es la diferencia máxima permitida entre $\langle T_2 \rangle'$ y N_{Ω} , o sea :

$$\langle T_2 \rangle' - N_{\Omega} \leq DIF_{\max}$$

- d) E^V_{\min} es la energía mínima total visible , de tal manera que la energía visible E^V para que un suceso sea seleccionado si aplicamos este criterio debe cumplir:

$$E_{\nu} > E_{\min}^{\nu}$$

El número total de sucesos concordantes es, hasta el momento, de 1407. Mediante el seguimiento de los sucesos, se ha podido encontrar el máximo número posible de topologías compatibles con esquemas de desintegración de partículas constituidas por el quark 'charm'.

5.4.-ESTADISTICA DEL TRABAJO REALIZADO CON LOS DIFERENTES TRIGGERS .

El volumen total que inicialmente disponíamos para exponer era de 40 litros pero, al cabo de los 15 días hábiles de exposición tan sólo se pudo exponer 3.6 litros equivalentes a aproximadamente 100 pilas de emulsión llevando escrutado en este momento el 60%.

El 11.5% de sucesos seleccionados por el trigger de HPT lo son a la vez por el trigger de salto de multiplicidad, estableciéndose de esta forma la correlación entre ambos triggers.

Los resultados globales de toda la experiencia se presentan en la tabla 5.2.

Trigger de Salto de Multiplicidad			Trigger de Dos Trazas de Alto Momento Transverso			Trigger de Electrón de Alto Momento Transverso		
F	M	C / B	F	M	C / B	F	M	C / B
800	447	3 / 0	911	583	1 / 0	536	377	5 / 0
$\frac{M}{F} = 56 \%$			$\frac{M}{F} = 64 \%$			$\frac{M}{F} = 70 \%$		

TABLA 5.2.- Resultados del escrutinio para los Laboratorios de la Colaboración. $F = \text{nº sucesos buscados}$
 $C/B = \text{nº de charms/beauties}$ $M = \text{nº concordados}$

La labor de escrutinio se ha llevado a cabo en todos los laboratorios de emulsión de la colaboración incluido el nuestro de Valencia donde hemos buscado 289 triggers (Tabla 5.3) de los que hemos concordado 169 para los que hemos efectuado el seguimiento a través de las sucesivas placas de

emulsión con el fin de encontrar evidencias de desintegraciones.

Trigger de Salto de Multiplicidad			Trigger de Dos Trazas de Alto Momento Transverso			Trigger de Electrón de Alto Momento Transverso		
F	M	C/B	F	M	C/B	F	M	C/B
94	45	0/0	161	96	1/0	34	28	2/0
$\frac{M}{F} = 48\%$			$\frac{M}{F} = 60\%$			$\frac{M}{F} = 82\%$		

TABLA 5.3.- Resultados del escrutinio para el Laboratorio Valencia.

5.5.- METODO DE MEDIDA DE LOS SUCESOS MEDIANTE EL MICROSCOPIO.

Debido a la deformación que sufren las películas de emulsión en el proceso de revelado hemos de tratar cuantitativamente este problema con el fin de suministrar una geometría fiable para las trazas medidas en emulsión [SA-83]. Se pueden utilizar diferentes métodos, entre ellos el descrito en [SA-84], pero aquí vamos a emplear otro basado en un ajuste de las medidas de las trazas a paráboles que nos proporcione una mayor precisión.

El método de medida de los sucesos interesantes en emulsión posee varias fases y han de confeccionarse los ficheros de datos racionalmente según estas:

En primer lugar se miden de 2 a 4 primarios de referencia cercanos al suceso y que atraviesan la placa, la razón de esto es calcular el efecto de la distorsión debida al revelado. A continuación se mide el primario de interacción y posteriormente todo el conjunto de trazas. Se mide el mayor número de puntos a lo largo de las trazas con el fin de obtener un buen ajuste. Despues de realizar un conjunto de medidas concerniente a una rama se vuelve al punto origen para comprobar que no ha habido corrimiento. Y despues de una sesión de medida de un suceso, se vuelven a medir las coordenadas de origen de los primarios de referencia con el mismo objetivo.

La distribución de los datos en el fichero es la misma para cualquier medida de las trazas : el primer dato es la etiqueta de la traza y los siguientes son las coordenadas Z, Y y X medidas en emulsión .

Cuando las placas de emulsión son expuestas al haz, este atraviesa perpendicularmente dichas placas y las partículas cargadas que proceden de la interacción de los piones con los nucleones describen trayectorias rectilíneas. Ahora bien, cuando se revelan las películas se produce el fenómeno de contracción de la placa que comporta como fenómeno secundario la distorsión de dichas trayectorias adquiriendo un cierta curvatura (Figuras 5.5)

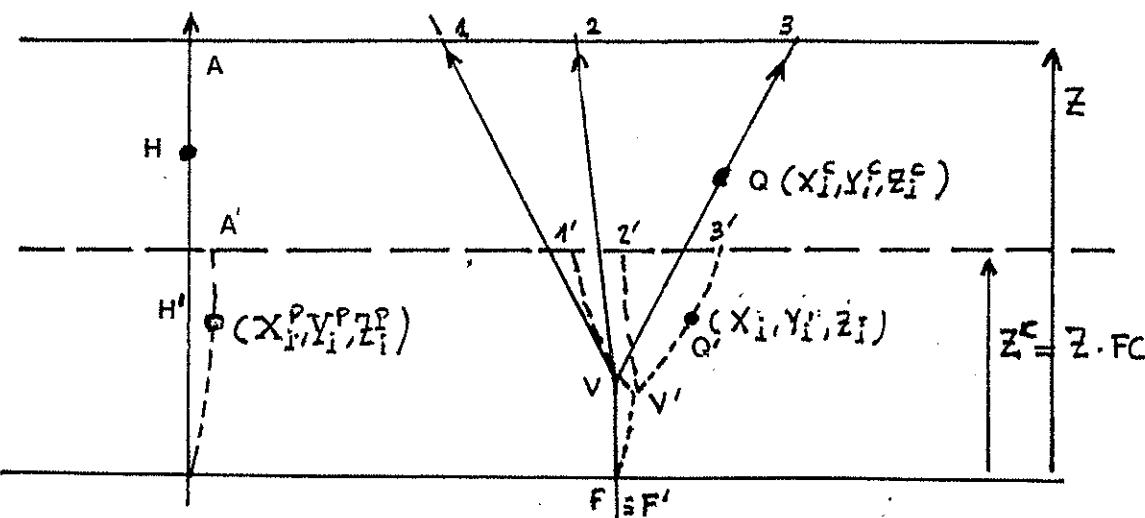


Figura 5.5

En primera aproximación, podemos realizar un ajuste de las trayectorias curvadas a paráboles de tal forma que si utilizamos las coordenadas usuales (X,Y,Z) de emulsión se tendrá :

$$X = C_1 + C_2 Z + C_3 Z^2 ; \quad Y = C'_1 + C'_2 Z + C'_3 Z^2$$

Pero nuestro objetivo es establecer la geometría original de las trazas cuando eran rectas (Figura 5.5) , para ello realizamos los siguiente ajustes:

1) Si los primarios deben ser líneas rectas perpendiculares, y realmente medimos puntos de las trazas curvadas (X_i^P, Y_i^P, Z_i^P) podemos realizar los ajustes a paráboles por mínimos cuadrados de forma que:

$$X_p = C_1 + C_2 Z_p + C_3 Z_p^2 ; Y_p = C'_1 + C'_2 Z_p + C'_3 Z_p^2$$

y como los puntos de los primarios se han medido respecto del punto de referencia del origen del primario en emulsión (0,0,0), la distorsión que experimenta cada punto del primario será (X_p, Y_p) que tendremos que considerar en el cálculo de la geometría de las trazas.

Así pues, medimos varios primarios - normalmente 4 - y calculamos los coeficientes C_1, C_2, C_3 y C'_1, C'_2, C'_3 .

2) Medimos los puntos de las trazas (X_i, Y_i, Z_i) y sustraemos la distorsión para cada Z_i , esto es:

$$X_i^c = X_i - X_p^c(Z_i) \quad Y_i^c = Y_i - Y_p^c(Z_i) \quad (5.4)$$

3) Así pues, podemos plantear ahora la siguiente situación, diponemos de una serie de puntos de coordenadas (X_i^c, Y_i^c, Z_i^c) definidos como (5.4) y $Z_i^c = FC \times Z_i$ donde FC es el factor de contracción que experimenta la película de emulsión en Z y que normalmente tomaremos igual a 2.1, con lo cual:

$$X^c = A'_1 Z^c + B'_1 \quad ; \quad Y^c = A'_2 Z^c + B'_2 \quad (5.5)$$

Estas son las ecuaciones de las rectas a las que habremos ajustado los puntos experimentales mediante mínimos cuadrados y corresponden a las proyecciones en los planos (X^c, Z^c) e (Y^c, Z^c).

Los ángulos ϕ_Ω y δ_Ω se definen en términos de (X^c, Y^c, Z^c) como:

$$\begin{aligned} \Delta X^c &= R^c \cos \delta_\Omega \cdot \sin \phi_\Omega \\ \Delta Z^c &= R^c \cos \delta_\Omega \cdot \cos \phi_\Omega \\ \Delta Y^c &= R^c \sin \delta_\Omega \end{aligned}$$

$$\text{Y como: } \operatorname{tg} \phi_\Omega = \frac{\Delta X^c}{\Delta Z^c} \quad \text{y} \quad \operatorname{tg} \delta_\Omega = \frac{\Delta Y^c}{\Delta Z^c} \cos \phi_\Omega$$

con lo cual, teniendo en cuenta (5.5) queda:

$$\operatorname{tg} (\phi_\Omega) = A'_1 = A_1 / FC$$

$$\operatorname{tg} (\delta_\Omega) = A'_2 \cos(\phi_\Omega) = \cos(\phi_\Omega) A_2 / FC$$

Las medidas se han realizado en dos microscopios: 1) el Koritska y 2) el Leitz automatizado cuyas calibraciones pueden verse en la siguiente tabla :

KORITSKA	LEITZ
X 105.5 div./ μ	2 div./ μ
Y 106.4 div./ μ	2 div./ μ
Z 5.0 div./ μ	0.1 div./ μ

Las comparaciones entre la topología del suceso-Omega y el suceso-Emulsión que se ha medido al microscopio se realizan mediante diagramas donde se representan los ángulos dip y azimuth para ambos habiéndose establecido la concordancia previamente mediante el monitor de TV.

CAPITULO 6

ANALISIS DE LOS SUCESOS CANDIDATOS A "CHARM" O A
"BEAUTY".
CALCULOS DE SECCIONES EFICACES DE HADROPRODUCCION.

- 6.1.- DESCRIPCION Y ANALISIS DE LOS SUCESOS CANDIDATOS A "CHARM" O A "BEAUTY".
- 6.2.- CALCULO DE LOS FACTORES DE REDUCCION DE LOS SUCESOS.
- 6.3.- COMPARACION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS PARA LAS PARTICULAS CON ENCANTO CON LAS PREDICCIONES DEL PROGRAMA DE MONTE CARLO.
- 6.4.- CALCULO DEL LIMITE A LA SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE PARTICULAS "BEAUTY".

6.1.- DESCRIPCION Y ANALISIS DE LOS SUCEOS ENCHANTADOS.

Los datos que exponemos en este apartado se han obtenido en el Laboratorio de Valencia, donde hemos llevado a cabo una labor sistemática de análisis de las películas de emulsión siguiendo las directrices básicas discutidas en las reuniones periódicas de los diferentes grupos integrantes de la Colaboración.

Durante las diferentes etapas del escrutinio de las películas de emulsión se ha encontrado un conjunto de sucesos concordantes que presentan topologías interesantes, tales como vértices secundarios consistentes en la aparición de dos trazas en direcciones diferentes a partir de un punto ($V-0$), vértices a tres trazas, a los que denominaremos "tridentes", y cambios en la dirección de una traza que llamaremos "codo"; también puede encontrarse "cuatridentes", (vértices de donde emergen cuatro trazas), pero ya son más extraños. Los vértices secundarios de los que emergen un número mayor de trazas, se definen de análoga manera pero son mucho más improbables (ver Figura 6.0).

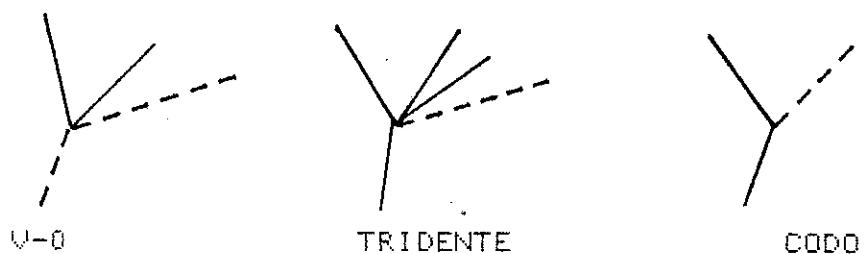


Figura 6.0.

Ejemplos de topologías de vértices hallados en emulsión. Las líneas de trazo continuo representan las trayectorias de partículas neutras y las de trazo continuo corresponden a partículas cargadas.

Dentro de la etapa del escrutinio de sucesos que poseían un salto de multiplicidad mayor de 2.5 no se encontró nada de interés, exceptuando un suceso que mostraba dos vértices consecutivos a tridente, (suceso que etiquetamos como E1), que será estudiado en el Capítulo 7, ya que lo consideramos como un candidato Beauty.

Sin embargo, la etapa de búsqueda de sucesos que cumplieran las condiciones del Criterio de Alto Momento Transverso en sus dos versiones fue más fructífera, ya que

conseguimos la siguiente estadística de topologías interesantes:

3	sucesos con topología tridente
24	" " 1 V-0
5	" " 2 V-0
2	" " 1 V-0 + 1 CODO
3	" " 3 V-0

Ahora bien, la mayoría de los V-0 están sin concordar completamente debido a que ha sido usual haber realizado la concordancia de una traza solamente.

Entre los sucesos con topologías de vértices secundarios interesantes encontrados en el Laboratorio de Valencia, hemos seleccionado cuatro de ellos que ofrecen parcial o totalmente la evidencia de que se trata de sucesos con desintegraciones de partículas charm o beauty. El primero de ellos pertenece a la etapa del escrutinio con los criterios correspondientes al trigger de dos trazas de Alto Momento Transverso, encontrándose en la pila 652. En cambio, los tres restantes se hallan en la pila 361, que fue estudiada totalmente con los criterios del trigger de electrones de Alto Momento Transverso.

Suceso 1

La interacción se produce en la última placa de la pila y da lugar a siete trazas relativistas, una de las cuales origina un tridente a una distancia de 92.45 μm del vértice primario. Comparando la distribución de las trazas observadas en emulsión con las del evento 116573 ,predicho por el programa TRIDENT a partir de los datos recogidos por el Espectrómetro Omega presentando un total de ocho trazas, se logra establecer la concordancia.

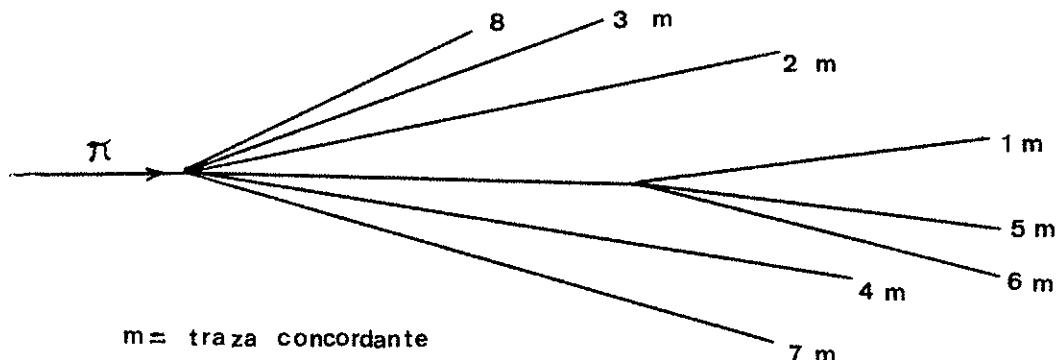
En particular, se concuerdan las tres trazas del tridente de emulsión con las trazas 1, 5 y 6 reconstruidas por el Espectrómetro. El ajuste cinemático del tridente da lugar a un momento lineal para la partícula que origina el tridente de 106.6 Gev/c y una dirección determinada por un ángulo de dip de -0.0034 rads y un ángulo de azimut de -0.0032 rads.(fig.6.1.a).

Existen dos canales de desintegración compatibles con la topología de tridente que ofrecen resultados satisfactorios para la masa de la partícula que se desintegra:

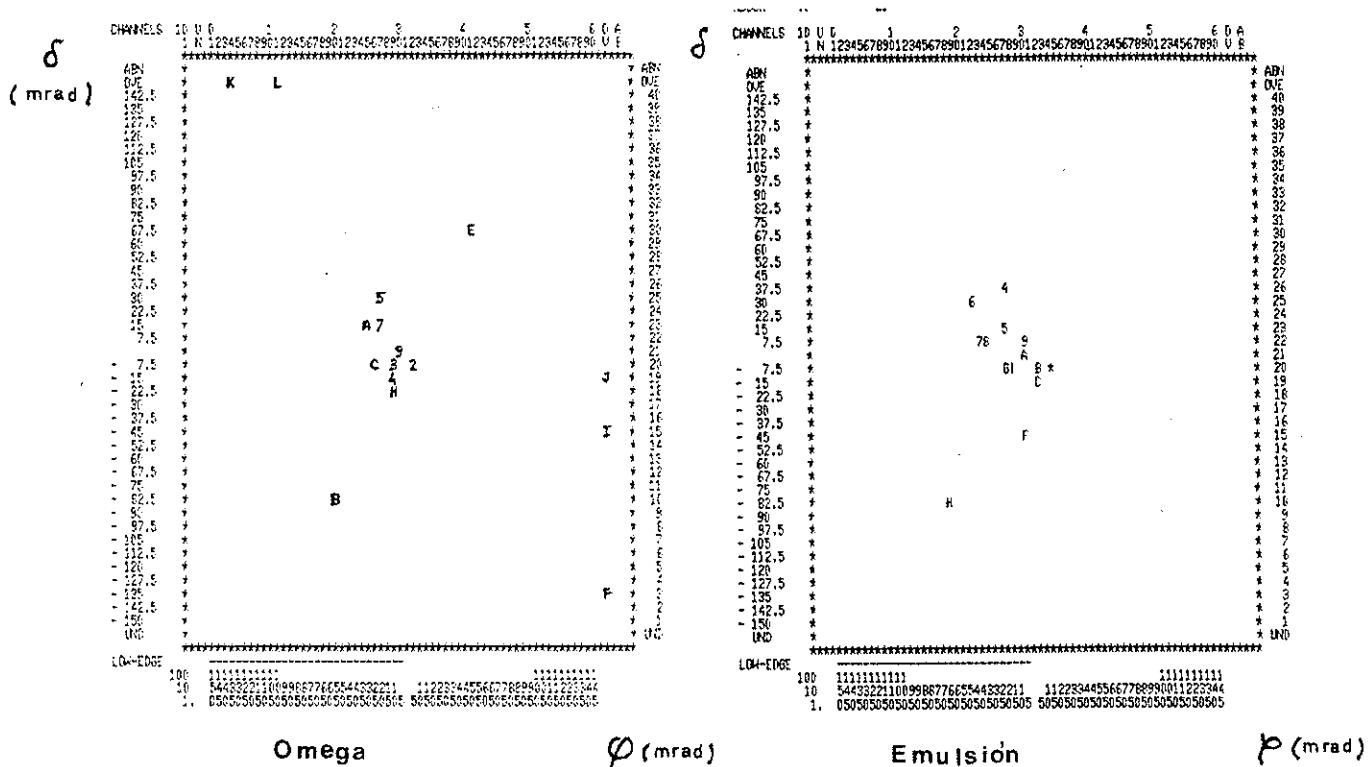
- D⁺ \rightarrow K⁻ π^+ π^+ ,que proporciona una masa invariante

Figuras 6.1.-

(a) Esquema del suceso 1 donde se muestra la topología tridente que interpretamos como una desintegración de una partícula con el quark c (D^+ o Λ_c^+).



(b) Diagramas dip - azimut de amplitud 150 mrad. para el suceso 2: el diagrama de la izquierda es la predicción que realiza el Espectrómetro Omega y el de la derecha es la representación de los ángulos dip y azimut que subtienen las trazas medidas en la placa D, que es donde se produce el codo.



de 1.893 Gev/c^2 (24 Mev por encima de la masa del D^+), y

- b) $\Lambda_c^+ \rightarrow p^- K^+ \pi^+$, que da lugar a una masa invariante de 2.139 Gev/c^2 (143 Mev por encima de la masa de Λ_c^+)

A partir del momento lineal de la partícula que da lugar al tridente, ($p = 106.6 \text{ Gev/c}$) y de la longitud recorrida por ésta antes de desintegrarse, ($L = 92.45 \mu\text{m}$) se calcula los tiempos de vuelo para las hipótesis anteriores. Si se escoge la hipótesis a) se obtiene un tiempo de vuelo de $0.054 \cdot 10^{-13} \text{ seg}$ y si se escoge la hipótesis b) se obtiene un tiempo de vuelo de $0.066 \cdot 10^{-13} \text{ seg}$, pero la probabilidad de que se trate de la desintegración de una partícula Λ_c^+ es cinco veces superior a la probabilidad de que se trate de la desintegración de una partícula D^+ .

Suceso 2 (figura 6.1.b)

La interacción primaria tiene lugar en la placa C, originando un total de dieciocho trazas relativistas. A continuación, en la placa D y a $487.3 \mu\text{m}$ del vértice principal aparece un vértice secundario con topología V-0 con muy poca abertura entre las trazas. En la primera placa también aparece un "codo" a una distancia de $531.9 \mu\text{m}$ del vértice primario, siendo el ángulo subtenido por las traza saliente respecto de la que origina el codo de 19 mrad.

Este suceso ha sido concordado con el evento 477676 de los listados de TRIDENT correspondientes a esta pila. El Espectrómetro Omega predice dieciseis trazas para dicho suceso, una de las cuales suministra señal en el Calorímetro Electromagnético, (traza 4), indicándonos la existencia de un "shower", posiblemente procedente de un electrón de 67.44 Gev/c de momento lineal y 0.618 Gev/c de proyección transversal (momento transverso).

La traza procedente del codo la concordamos bastante bien con la traza número 12 de la reconstrucción de TRIDENT y, por otra parte, sólo logramos concordar una de las dos trazas de que se compone el V-0.

El programa TRIDENT contempla dos posibilidades en la reconstrucción de los vértices de los eventos a partir de las trazas: La primera de ellas es la que proporciona información de las trazas imponiendo la condición de que apuntan al vértice principal, y la segunda tiene la capacidad de discernir si existen conjuntos de pares de trazas (una positiva y la otra negativa) que provengan de presuntos vértices secundarios neutros V-0 situados bastante lejos del blanco. Concretamente, los listados de los

sucesos que se manejan habitualmente se han obtenido utilizando la primera alternativa; en cambio, ya que deseamos detalles acerca de posibles vértices secundarios a distancias del orden de 1 metro, hemos ejecutado TRIDENT con la segunda opción.

A esta distancia tiene lugar en término medio las desintegraciones de partículas extrañas tales como K° , (\bar{K}°) Λ , ($\bar{\Lambda}$), concretamente las distancias típicas son 0.8 m para K° y 2.4 m para Λ , utilizando $\beta\gamma = 30$.

El resultado de la reconstrucción fue el hallazgo de tres posibles V-0 de larga distancia, a partir de las siguientes combinaciones de trazas predichas por TRIDENT, que paso a describir: el vértice secundario formado por las trazas 10 y 18 ajusta su masa invariante a la de una partícula $D^{\circ}(D^{\circ})$, pero lo descartamos rápidamente debido a la imposibilidad el canal $D^{\circ} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ con un tiempo de vuelo del D° del orden de 10^{-1} segundos, ya que la vida media del D° es de $4.3 \cdot 10^{-13}$ seg.; si tomamos las trazas 12 y 17, nos da una masa invariante de una partícula Λ pero ambas trazas ya han sido concordadas con sendas trazas de emulsión; por último, la reconstrucción de una partícula Λ a partir de las trazas 11 y 21 de Omega es la que nos ofrece más confianza y es la que admitiremos como válida.

La tercera combinación de trazas es la constituida por las trazas numeradas con 11 y 21 de TRIDENT, obteniéndose un momento lineal para la partícula reconstruida de 5.74 Gev/c, con una dirección determinada por los ángulos de dip y azimuth que presentan valores de -0.036 y -0.060 radianes respectivamente. La masa invariante que se evalúa si identificamos a la traza 11 como protón y a la traza 21 como π^- es de 1.249 Gev/c², que es aproximadamente la masa de una partícula Λ ; así pues, el canal de desintegración reconstruido es $\Lambda \rightarrow p \pi^-$.

El V-0 encontrado en emulsión no puede reconstruirse adecuadamente debido a la falta de concordancia de una traza de emulsión; ahora bien, estudiamos su coplanariedad obteniéndose que el vértice corresponde a la desintegración de una partícula neutra en dos partículas cargadas sin tener que añadir partículas neutras en el estado final.

El estudio de la topología "codo" se ha llevado a cabo intentando el ajuste cinemático y conociendo los canales posibles correspondientes a esta topología.

Aplicando un ajuste O-C al esquema de la Figura 6.2, cuyo fundamento se encuentra explicado en el apéndice B, se puede calcular el momento de la partícula A, el momento P, , y los ángulos de dip y de azimuth de la partícula neutra 1,

$(p_1, \delta_1, \theta_1)$. Conocemos los ángulos δ_A y θ_A de la traza antes de presentar el codo, y los ángulos δ_2 y θ_2 de la traza resultante del codo, todos ellos medidos en emulsión; la asignación del momento de la partícula 2 es de 6.31 Gev/c que es el momento correspondiente a la partícula predicha por TRIDENT, con la que concuerda.

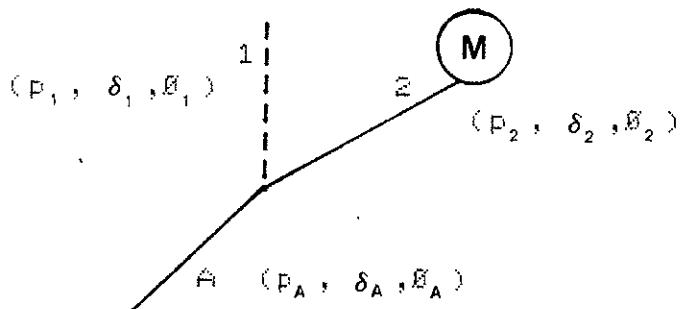


Figura 6.2.- Esquema de la topología "codo" en proceso $A \rightarrow 1 + 2$, donde 1 es la partícula neutra.

Sólo nos queda fijar las masas de las partículas y esto lo hacemos planteando los siguientes canales de desintegración de partículas B y C compatibles con la topología observada:

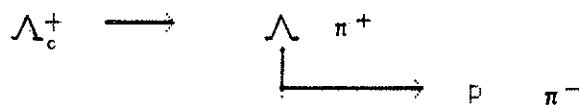
- a) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$
- b) $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ (\pi^0)$
- c) $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p$
- d) $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ \pi^+$

Realizados los cálculos pertinentes, las posibilidades a), b), y c) las descartamos porque se obtienen factores $\beta\gamma$ muy bajos y geometrías muy abiertas de los productos de desintegración para las soluciones que se obtienen del ajuste.

Así pues, el canal $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ \pi^+$, es el que arroja los resultados más satisfactorios; estos son: para la partícula A, que la identificamos como Λ_c^+ , obtenemos un momento de 16.9 Gev/c, y para la partícula 1, a la que suponemos Λ , obtenemos un momento de 10.6 Gev/c y unos ángulos de dip y azimuth de -0.044 rad. y -0.0179 rad. respectivamente.

Utilizando la distancia a la que tiene lugar el "codo" (531.9 μm) y el momento de Λ_c^+ se obtiene un tiempo de vuelo para esta partícula de $2.395 \cdot 10^{-13}$ seg., que es un resultado extraordinariamente acorde con la vida media de Λ_c^+ ($2.3 \cdot 10^{-13}$ seg.).

Llegados a este punto, no pudimos evitar el plantearnos la posibilidad de que la partícula procedente de fuera justamente la que posteriormente da lugar al V-0 reconstruido por el programa TRIDENT, a partir de las trazas 11 y 21 del listado. La comparación de los momentos y los ángulos que se obtienen por las dos reconstrucciones nos indica la dificultad de aceptar el esquema completo de doble desintegración:



Suceso 3

El suceso presenta el vértice de la interacción en la placa D, encontrándose un vértice secundario en la placa E correspondiente a un tridente de partículas cargadas a una distancia de 496.7 μm del punto de interacción. El número de trazas relativistas que emergen del vértice principal es de 20, una de las cuales da lugar al tridente.

Hemos concordado este suceso con el evento 477676 que es seleccionado mediante el trigger se Alto Momento Transverso y posee una traza que es identificada como un electrón con un momento transverso de 1.5 Gev/c.

Dos de las trazas cargadas del tridente concuerdan bastante bien con las trazas 1 y 6 reconstruidas por TRIDENT, pero la tercera traza no podemos concordarla con seguridad a la traza número 8, con lo cual debemos tomar con reservas la asignación del momento de dicha traza.

Por el ajuste cinemático del suceso suponemos que las tres trazas del tridente en emulsión son concordadas con las trazas 1, 6 y 8 y ensayamos diferentes canales de desintegración de partículas charm y beauty. La reconstrucción del momento de la partícula que origina el tridente nos proporciona los siguientes datos: el módulo del momento es 38.127 Gev/c y los ángulos de dip y azimuth son 6 y 9 mrad., respectivamente.

Para el canal $B^- \rightarrow D^+(1), \pi^-(6), \pi^-(8)$ se obtiene una masa invariante de 4.92 Gev/c² y para el canal $\Lambda_b^- \rightarrow \pi^+(1), \pi^-(6), \bar{\Lambda}_c(8)$ se obtiene una masa invariante de 5.169 Gev/c². Los tiempos de vuelo son $t = 2.26 \cdot 10^{-13}$ seg.

Suceso 4

La interacción primaria tiene lugar en la placa D dando lugar a veinte trazas relativistas. Realizando ese seguimiento de las trazas en las placas posteriores se ha encontrado un vértice con topología V-0 en la placa E, a una distancia de 1133 μm del vértice principal.

Este suceso fue encontrado con el evento 477668 pedido por el programa TRIDENT, y en particular, las trazas originadas en el vértice V-0 han sido concordadas con las trazas con números de TRIDENT 3 y 6. Además el Calorímetro Electromagnético identifica un "shower" procedente de la traza 6, asociándolo por tanto a un positrón (con un 90% de seguridad). Los datos que definen estas trazas se pueden resumir en la tabla siguiente:

Nº	δ	θ	P	Q	Identificación
traza	(mrad)	(mrad)	(Gev/c)		
3	-0.001	0.032	7.41	-	
6	0.000	0.031	21.41	+	e+

En la reconstrucción cinemática del momento lineal de la partícula neutra que origina el V-0 hemos utilizado la geometría que nos proporciona TRIDENT y la que se obtiene a partir de la medida de las trazas concordadas en emulsión obteniéndose resultados parecidos. Así pues, a partir de los datos de TRIDENT, se obtiene que el momento de la partícula neutra es de 28.8 Gev/c y que su dirección viene definida por los ángulos de dip $\delta = 0.2$ mrad y de azimuth $\theta = 47.9$ mrad.

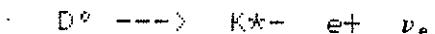
Con el fin de reconstruir la masa de la partícula neutra, se deben probar los canales de desintegraciones de partículas charm y beauty compatibles con la topología V-0 observada y el mecanismo de producción de pares e^+e^- :



siendo N un núcleo de la emulsión.

Los dos mecanismos que proporcionan resultados positivos en lo que se refiere a masas invariantes son, la producción de pares e^+e^- puesto que se evalúa una masa invariante de 19 Mev, compatible con la masa nula del fotón, y el esquema de partículas en el estado final $K^{*-}e^+$ que nos proporciona una masa invariante de 1.764 Gev/ c^2 , que

está 100 Mev por debajo de la masa del D° (1864.6 Mev/c²). Ello nos hace suponer que pueda tratarse del canal de desintegración:



con lo que el tiempo de vuelo de la partícula neutra reconstruida finalmente como D° se de $2.5 \cdot 10^{-12}$ seg. Que no es un resultado discrepante con la vida media del D°.

A la vista del análisis anterior de los sucesos encantados podemos extraer las siguientes consecuencias:

- 1) El mejor trigger para encontrar sucesos charm es el Electrones de Alto Momento Transverso ya que proporciona un buen rendimiento en lo que respecta a la estadística escrutada en el Laboratorio de Valencia: la predicción es de 1.6 sucesos CC por stack y disponemos de dos sucesos simples (sucesos 2 y 4).
- 2) Un hecho que viene respaldado por los resultados obtenidos en el CERN es la reiterada presencia de partículas Λ_c^+ como sucesos charm más observados.

A continuación nos vamos a centrar en el cálculo de secciones eficaces de Hadroproducción de partículas con charm y beauty que pueden desprenderse de los datos disponibles actualmente en el Experimento.

6.2.- CALCULO DE LOS FACTORES DE REDUCCION.

En primer lugar, establezcamos la nomenclatura que utilizaremos en lo que se refiere a Factores de Reducción.

Inicialmente, contamos con una muestra de N_0 interacciones hadroproducidas por piones sobre emulsión nuclear. Dicha muestra puede descomponerse como $N_0 = n_0 + n'_0$ siendo n'_0 el número de interacciones hadrónicas -núcleón que no presentan producción de partículas constituidas por sabores pesados, y n_0 el número de interacciones hadrónicas que presentan producción asociada de "charm" ó "beauty". Si tenemos en cuenta la pequeñez de la sección eficaz de hadroproducción de "charm" y "beauty" (ver Capítulo 1), se logra establecer que $n'_0/n_0 \approx 10^{-3}$ en el caso del "charm" y 10^{-6} en el caso del "beauty".

Como ya hemos descrito, el "trigger" tiene la misión de rechazar sucesos del conjunto compuesto por los N de tal forma que elimine interacciones no interesantes drásticamente, modificando lo menos posible la muestra de interacciones con partículas pesadas. Así pues, tras la operación del "trigger on line" se ha reducido el número total de interacciones a N_1 , que puede descomponerse como $N_1 = n_1 + n'_1$ donde n_1 y n'_1 son respectivamente el número resultante de interacciones con producción asociada de partículas pesadas y el número de interacciones de ruido de fondo seleccionados ambos por el "trigger on line".

A partir de ahora puede plantearse la reducción dependiente del tipo de "trigger" que estemos considerando (de salto de multiplicidad de dos trazas de Alto Momento Transverso, o de electrones de Alto Momento Transverso). En general, dado uno de estos "triggers", el número total de sucesos seleccionados "on line" lo llamaremos N_2 y lo descompondremos análogamente como $N_2 = n_2 + n'_2$.

Si posteriormente consideramos la selección "off line", podemos nuevamente decir que el número N de interacciones seleccionadas "off line" admite la descomposición $N_3 = n_3 + n'_3$ con significado análogo para n_3 y n'_3 .

Finalmente, ya que han sido encontrados sucesos en emulsión concordantes, correspondientes a sucesos seleccionados mediante diferentes "triggers" - que llamaremos N_4 - y que de entre todos ellos un número n_4 de sucesos son reconstruidos como partículas encantadas y n'_4

no han sido reconstruidos como tales, se plantea la partición $N_4 = n_4 + n'_4$

A partir de n_i , n'_i y N_i se definen los siguientes factores de reducción:

$$\epsilon_{ij} = N_j/N_i, \quad \alpha_{ij} = n_j/n_i \quad y \quad \beta_{ij} = n'_j/n'_i$$

siendo $i, j = 1, 2, 3, 4$ con la condición $j > i$.

Ya que n_0 , n'_0 , n_1 , n'_1 , n_2 , n'_2 , n_3 , n'_3 , no se conocen experimentalmente, los factores de reducción que los involucren tendrán que ser calculados por Monte-Carlo, y ello se especificará en el factor mediante el supróndice "MC". En la siguiente tabla se incluyen los factores de reducción α_{02}^{MC} , α_{23}^{MC} , β_{23}^{MC} , β_{02}^{MC} calculados por Monte-Carlo, además de ϵ_{01}^{MC} .

Tabla 6.1
Factores de Reducción calculados por el Monte-Carlo de WA-71.

$\epsilon_{01}^{MC} = 0.054$	
CHARM	BEAUTY
$\alpha_{02}^{MC} = 0.127$	$\alpha_{02}^{MC} = 0.243$
$\alpha_{23}^{MC} = 0.31$	$\alpha_{23}^{MC} = 0.28$
$\beta_{02}^{MC} = 0.054$	
$\beta_{23}^{MC} = 0.17$	

Los factores de reducción ϵ_{01} y ϵ_{02} pueden determinarse experimentalmente a partir de los datos correspondientes a un "stack" que fue analizado minuciosamente en un área fiducial para las seis placas de emulsión.

Debido a las características del haz y al volumen de emulsión expuesto, se ha llegado a evaluar un total de 142300 interacciones/stack y aproximadamente 1500 sucesos "trigger on line"/stack.

No obstante, el número de interacciones por stack puede contener una gran cantidad de interacciones espúreas de diferentes procedencias como interacciones que no posean trazas blancas, que tengan lugar fuera de la emulsión, o que correspondan al "spot". Hemos tenido, por tanto, que recurrir a contabilizar el número de interacciones hadrónicas que observamos en un área determinada de emulsión a lo largo de las seis placas. El área es de $8 \times 6 \text{ mm}^2$ y el

volumen correspondiente de emulsión es 172.8 mm³. Las topologías de los vértices presentan la siguiente estadística en el volumen de emulsión anterior: 115 sucesos con trazas "showers", para los que se ha encontrado 5 vértices V-0, 2 vértices a tridente y 2 pares e⁺e⁻.

Así pues, el número aproximado de sucesos hadrónicos que presentan sólamente trazas blancas es de 24000 por "stack". El programa de Monte Carlo del experimento reproduce adecuadamente este resultado ya que evaluamos en un 15% el porcentaje de sucesos hadrónicos que no poseen ninguna traza pesada.

Los factores de reducción ϵ_{01} y ϵ_{02} pueden determinarse experimentalmente a partir de los datos correspondientes a un "stack" de referencia obteniéndose los valores $\epsilon_{01} = 0.0725$ y $\epsilon_{02} = 0.334$

Influencia del Tamaño Finito de la Emulsión.

El hecho de que el espesor medio de una pila de emulsión sea de 3.6 mm, ha influido en el número de desintegraciones detectadas, ya que aquellas partículas que posean longitudes de desintegración largas darán lugar a vértices fuera de la materia de emulsión.

Mediante el programa de simulación por Monte Carlo del Experimento, hemos evaluado la estadística de los sucesos Beauty y Charm según el número de vértices de los esquemas de desintegración que tengan lugar en emulsión.

En el caso de las partículas Beauty se ha utilizado una vida media de 10^{-13} seg., y para las partículas Charm se han escogido los valores que figuran en las Tablas de Partículas [RPP-86] para el D⁰ ($c\tau = 0.13$ cm) y el D[±] ($c\tau = 0.28$ cms).

Para las desintegraciones de partículas constituidas por el quark b se obtienen los siguientes porcentajes:

- el 8% no presenta ningún vértice en emulsión,
- el 30% dan lugar a un sólo vértice de una partícula B en emulsión (suceso simple),
- el 20% presentan los dos vértices de desintegración de las dos partículas B̄B̄ asociadas en el blanco,
- el 6% muestran el esquema de desintegración consecutivo de B y de la partícula charm procedente del B,

- el 26% dan lugar a tres vértices en emulsión, dos correspondientes al esquema de doble desintegración consecutiva $B \rightarrow C \rightarrow X$ y el tercero correspondiente a la desintegración de la otra partícula B asociada, y

- el 10% restante que originan el esquema completo de doble desintegración consecutiva para ambas partículas B y \bar{B} en el interior de la emulsión.

Si llevamos a cabo un estudio análogo con las partículas con encanto, se obtiene un 49.2% de sucesos que no muestran ningún vértice en emulsión correspondiente a la desintegración de partículas D, un 10.8% de sucesos dobles, esto es, de sucesos que originan las dos desintegraciones de las partículas D en emulsión, y, por último, un 40% de sucesos simples, para los que sólo se observa la desintegración de una partícula D.

La influencia del tamaño finito de la emulsión la vamos a traducir a nivel operativo en un factor de reducción más al que denominaremos T y que tomará valores diferentes según hemos visto según estemos considerando partículas charm o beauty.

6.3.- COMPARACION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS PARA LAS PARTICULAS CON ENCAUTO CON LAS PREDICCIONES DEL PROGRAMA DE MONTE CARLO.

La sección eficaz de hadroproducción de partículas constituidas por quarks pesados ("charm" ó "beauty") puede expresarse en términos de la Sección Eficaz Total hadrónica π^- - Emulsión ó (A) como:

$$\sigma_{\text{ef}} = \frac{n_o}{N_o} \sigma_h(A) \quad (6.1)$$

donde n_o y N_o son respectivamente el número de sucesos con encanto (o beauty) existente en la muestra y el número de sucesos hadrónicos.

Según (1.3), la sección eficaz total hadrónica, $\sigma_h(A)$, para un blanco pesado como es la emulsión, puede darse en términos de la sección eficaz total de interacción π^- - nucleón, como:

$$\sigma_h(A) = A^2/3 \sigma_h(\pi^- - \text{nucleón}) \quad (6.2)$$

La interacción pión-nucleón (π^-N) presenta secciones eficaces prácticamente iguales a altas energías independientemente de que la interacción sea π^- - neutrón, o π^- - p. Así pues, nos ceñiremos a los datos que se conocen sobre la interacción π^-p .

La Sección Eficaz σ_b (π^-p) posee un comportamiento respecto del momento lineal del haz representado en la figura 6.3, extraída de la referencia [RPP-86], así pues, observando la gráfica, la sección eficaz total π^-N para una cantidad de movimiento del pión incidente de 350 Gev/c es aproximadamente de 20 mb/nucleón.

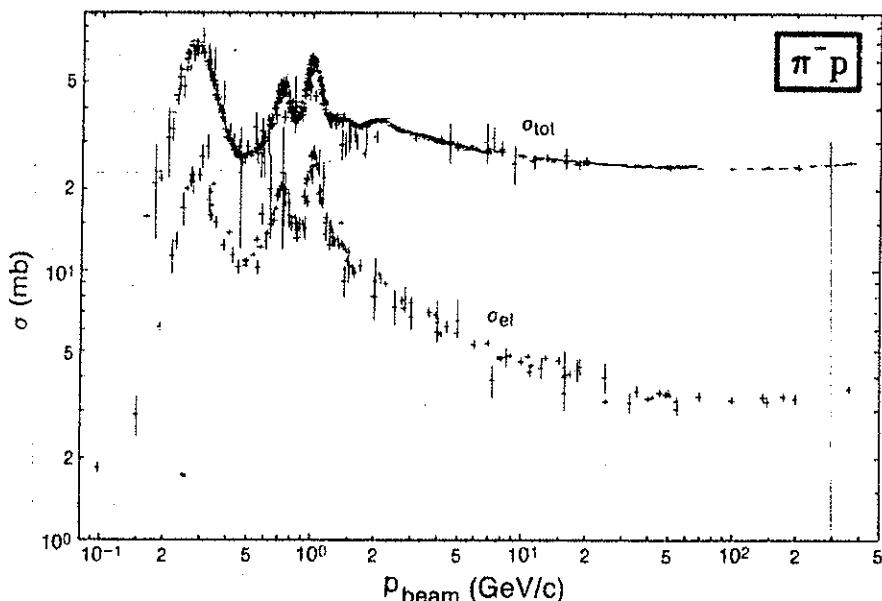


Figura 6.3.- Representación de los datos experimentales correspondientes a las Secciones Eficaces Total y Elástica en interacciones π^-p para diferentes energías del haz.

Por otro lado, la sección eficaz de hadroproducción de partículas con encanto es del orden de 20 μb /nucleón (§1), y la expresión equivalente a (6.2) para la producción asociada de Charm en emulsión es:

$$\sigma_{c\bar{c}}(A) = A \sigma_{c\bar{c}}(\pi^-p) \quad (6.3)$$

Con el fin de trabajar con datos de la estadística correspondiente a sucesos encantados, encontrados en la Colaboración, se han calculado los factores de reducción correspondientes a los "triggers" que se han aplicado en la experiencia, obteniéndose la siguiente expresión para el número de sucesos "charm", n_4 , encontrados:

$$n_4 = \frac{\alpha_{02}^{MC} \cdot \alpha_{23}^{MC} \cdot \alpha_{34}}{\epsilon_{02} \cdot \epsilon_{23} \cdot \epsilon_{34}} \frac{\sigma_{c\bar{c}} (\pi^- - N)}{\sigma_h (\pi^- - N)} A^{1/3} \cdot T_c N_4 \quad (6.4)$$

donde hemos introducido el factor T_c para dar cuenta de la influencia del tamaño finito de la emulsión como detector ($T_c \approx 0.5$ en el caso del charm) que ya explicamos en el apartado anterior. La terminología restante ya ha sido introducida anteriormente y cabe señalar que α_{34} puede cancelarse con ϵ_{34} ya que se supone una eficiencia de "matching" para los eventos independiente de que se trate de "charms" o "beauties", o se trate de sucesos de fondo.

Reagrupando (6.4), el número de sucesos $c\bar{c}$ vendrá dado por:

$$n(c\bar{c}) = R_f A^{\frac{1}{3}} \frac{\sigma_{DT} (\pi^- - N)}{\sigma_h (\pi^- - N)} T_c N_4, \text{ donde } R_f = \frac{\alpha_{02}^{MC} \alpha_{23}^{MB} \alpha_{34}}{\epsilon_{02} \epsilon_{23} \epsilon_{34}} \quad (6.6)$$

Analicemos la situación para cada trigger:

a) Trigger de Salto de Multiplicidad:

El el cálculo de los factores de reducción hemos utilizado el Monte-Carlo del experimento bajo las suposiciones enumeradas en el Capítulo 1, llegando a los resultados que se recogen en la tabla 6.1, y que tras introducirlos en (6.5) obtendremos que $n(c\bar{c}) \approx 36$ con la condición "off line" $DT > 2.5$, contando tan sólo con 5 sucesos con charm después del análisis de 377 sucesos concordantes.

Se ha encontrado tan sólo el 14% de "charm" del que debería haberse hallado en la muestra de que disponemos, esta gran diferencia vuelve a poner de manifiesto el irregular funcionamiento del sistema de los telescopios de Silicio.

b) Trigger de Dos Trazas de Momento Transverso:

En este caso, ya se estudió la eficiencia del trigger en el Capítulo 4, llegando a establecerse que la razón S/N seguía siendo aproximadamente de 10^{-3} para esta selección. Sobre un total de 583 eventos, el número de sucesos encantados evaluado es de 1.2, que está de acuerdo con el hecho experimental de que hemos hallado uno con este criterio.

c) Trigger de Electrones de Alto Momento Transverso:

En el Capítulo 4 se evaluó la razón S/N para este trigger, resultando ser de $1/20 = 0.05$ (5%) con lo que aplicando (6.6) se obtiene un total de 15 eventos \bar{cc} aproximadamente; no obstante la Colaboración ha encontrado **Cinco sucesos cc .**

En resumen, hemos constatado la insuficiente eficacia del Trigger de Dos Trazas de Alto Momento Transverso que ya estudiamos en el Capítulo 4. Por otro lado, el Trigger de Electrones de Alto Momento Transverso se revela como el más eficaz en el hallazgo de sucesos encantados.

6.4.- CALCULO DEL LIMITE DE LA SECCION EFICAZ DE HADROPRODUCCION DE BEAUTY

El objetivo de este apartado es suministrar un límite superior a la sección eficaz de Hadroproducción de Partículas Beauty, a partir del trabajo realizado en el experimento WA-71. Para ello, partimos del hecho experimental consistente en que no se ha hallado ningún evento "beauty" que concordase con algún suceso predicho por el Espectrómetro Omega durante el escrutinio de las películas de emulsión.

La expresión que utilizaremos para calcular el límite a la sección eficaz de beauty es análoga a (6.5) expuesta en el apartado anterior:

$$\frac{\sigma_h(\pi^+ N)}{B\bar{B}} < \frac{\sigma_h(\pi^+ N)}{N_4 \cdot S \cdot A^{1/3} \cdot T_B} \quad (6.6)$$

donde T_B es el factor que tiene en cuenta el tamaño finito de la emulsión que, en el caso de se traten de partículas beauty, escogemos el correspondiente a la observación de al menos una partícula B en emulsión (apartado 6.3) con lo cual $T_B = 0.92$ para una vida media para las partículas B de 10^{-13} seg.; por otro lado, S es el factor de reducción debido a la aplicación de uno de los tres criterios, correspondientes a los triggers usados, sobre el número total de sucesos concordantes y puede expresarse como:

$$S = 1 / \epsilon_{02} \epsilon_{23}$$

En primer lugar, aplicaremos la expresión (6.6) para los datos que disponemos de cada trigger:

a) Para la selección correspondiente al trigger de salto de Multiplicidad se obtiene un $S = 109$ y se aplica sobre una muestra de 447 sucesos concordantes con este criterio, obteniéndose un límite superior a la sección eficaz de hadroproducción de BB de 110 nb/nucleón .

b) Para la selección correspondiente al trigger de dos trazas de Alto Momento Transverso , se sabe que el número de sucesos que cumplen las condiciones del trigger es de 500 por pila dando lugar a un factor S de 58. Si tenemos en cuenta que se han concordado 583 sucesos con este criterio en toda la Colaboración (Capítulo 5), se obtiene un límite a la sección eficaz de 160 nb/nucleón .

c) para el trigger de Electrón de Alto momento Transverso partimos del hecho de que el número total de triggers on line en una pila es aproximadamente de 1500 y que el número de sucesos seleccionados por el Calorímetro como de electrón con momento transverso mayor que 0.5 Gev/c es del orden de 40. Sabemos además que el factor de reducción de sucesos grabados en cinta respecto del número de sucesos producidos es del 5.4%. A partir de estos datos se evalúa un factor S de 686 , y , teniendo en cuenta que hemos concordado 377 sucesos, se obtiene un límite superior a la sección eficaz de hadroproducción de Beauty de 21 nb/nucleón .

CAPITULO 7.-

ESTUDIO DEL SUceso CANDIDATO BEAUTY.

7.1.- DESCRIPCION Y CONCORDANCIA DEL SUceso.

7.2.- EVALUACION DE LOS TIEMPOS DE VUELO DE LAS
PARTICULAS MEDIANTE EL METODO DEL PARAMETRO
DE IMPACTO.

7.3.- AJUSTE CINEMATICO DEL SUceso A PARTIR DE LA
GEOMETRIA.

7.4.- ESTIMACION DE LA RAZON SEÑAL-RUIDO .

7.1 - DESCRIPCION Y CONCORDANCIA DEL SUceso .

Durante el escrutinio de la placa 6 del stack 359 , intentando encontrar un suceso en emulsión que concordase con el evento 483011 reconstruido por el Espectrómetro Omega (suceso T), fue hallado un suceso (suceso E1) con dos vértices secundarios consecutivos ambos con topología tridente (tres trazas cargadas) como muestran las figuras 7.1. La interacción primaria - vértice 0 - tiene lugar a 164 μm del fondo de la emulsión , produciéndose un total de 10 trazas relativistas , de las cuales una de ellas da lugar a un vértice -vértice I - a una distancia de 136 μm del que emergen tres trazas . A su vez,una de estas proporciona un nuevo vértice a 3 trazas - vértice II - a una distancia de 238 μm quedando tan sólo 48 μm de emulsión disponibles para observar la evolución de este tridente . Es importante señalar que todas las distancias están referidas a la emulsión descontraída.

Como es habitual,las concordancias entre el suceso E1 y el suceso T se establecen a partir de los diagramas $\delta_Q - \theta_Q$. De esta forma se pudo constatar que el suceso T no concuerda con E1 (figura 7.2). Además,al hacer un escrutinio exhaustivo de las placas fue encontrado otro suceso (E2) en la placa 5 que sí concuerda con el suceso T (figura 7.3).

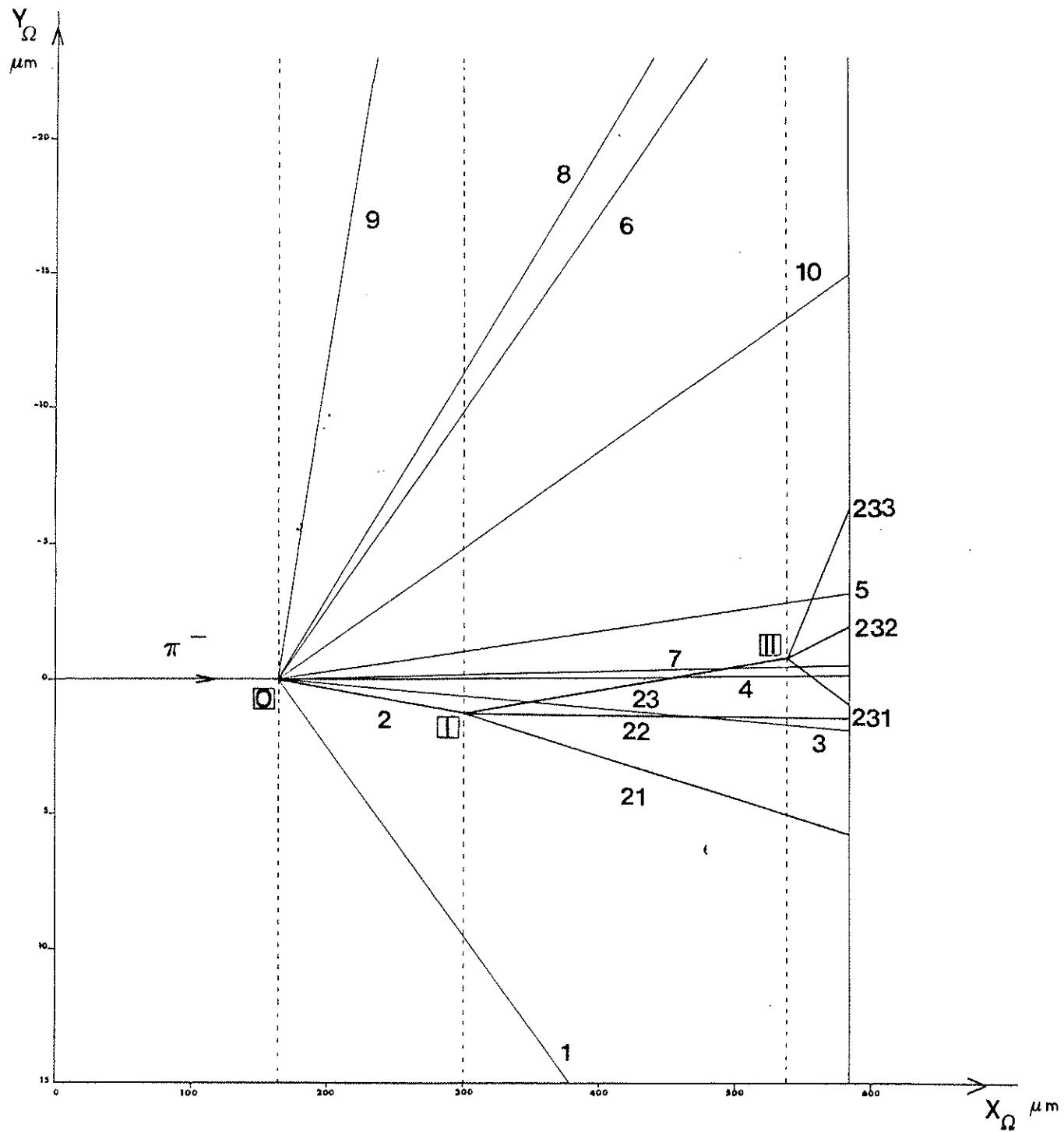
Debido al gran interés de la observación del suceso E1,iniciamos una labor de búsqueda de un suceso-Omega que concordase con él. Esta tarea ha supuesto un intenso esfuerzo encaminado a la reconstrucción mediante TRIDENT y posterior comparación de topologías correspondientes a 35 sucesos grabados en cinta magnética que se encuentren en la región del suceso E1. El resultado fue que ningún suceso presentaba buena concordancia y,que , por tanto , no se había grabado en cinta magnética en la toma de datos.

Hemos de abordar el estudio de E1 en base a la evidencia topológica explotando al máximo las restricciones que nos ofrece la geometría del mismo.Para ello , llevamos a término un plan de medidas con el microscopio Koritska,que trataremos mediante el método descrito en el Capítulo 5,y que puede dividirse como sigue:

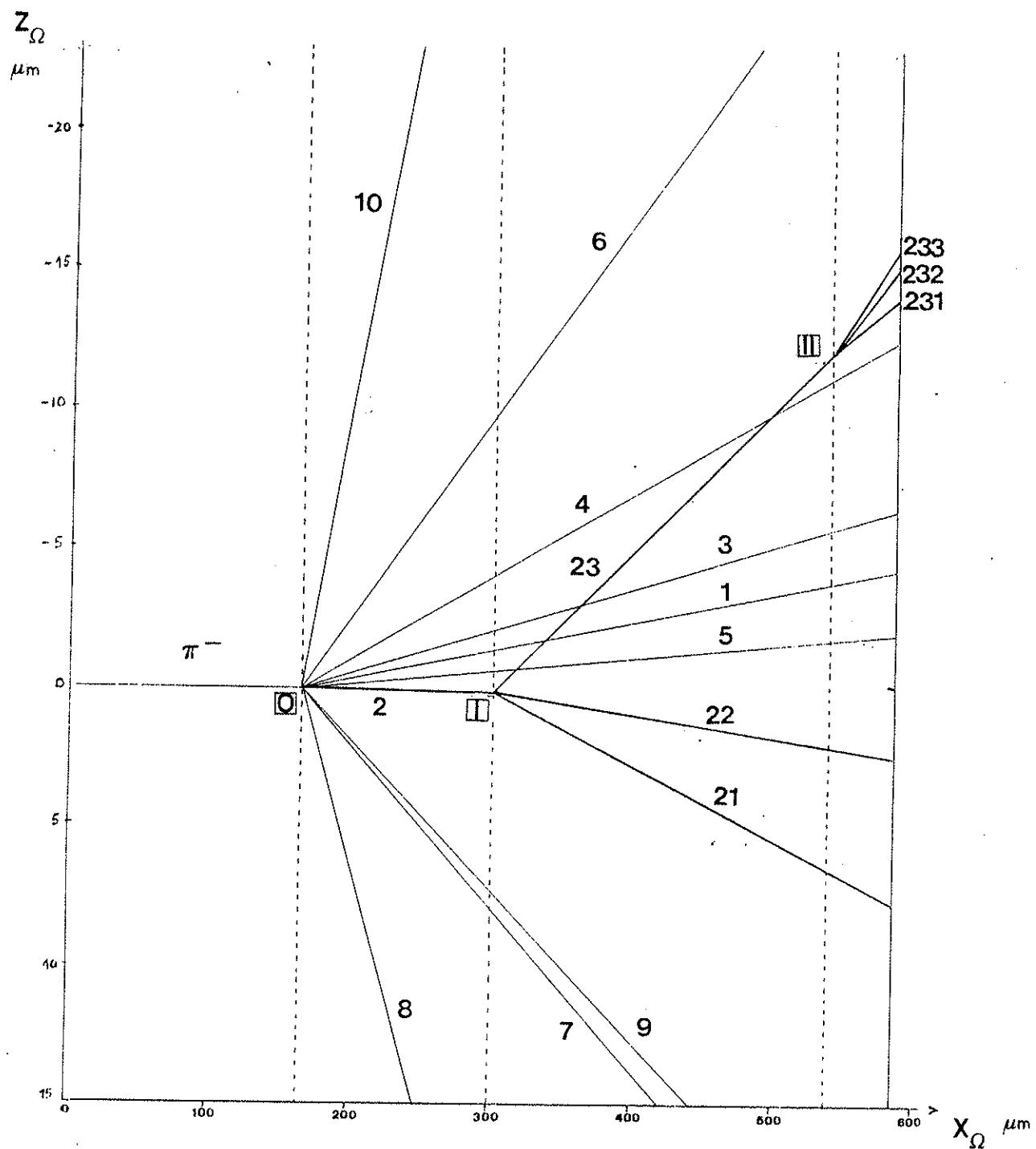
- 1) Realización de medidas convencionales (entendiendo estas como aquel tipo de medidas que se obtienen por simple lectura de los digitalizadores de coordenadas) para las trazas del suceso completo.De esta forma se han medido los

Figuras 7.1.- Croquis del suceso Candidate Beauty (E1). Representación de las proyecciones de las trazas del suceso E1 en los planos $Y_\Omega - X_\Omega$ (a) y $Z_\Omega - X_\Omega$ (b).

a.- proyección $Y_\Omega - X_\Omega$



b.- proyección $Z_\Omega - X_\Omega$



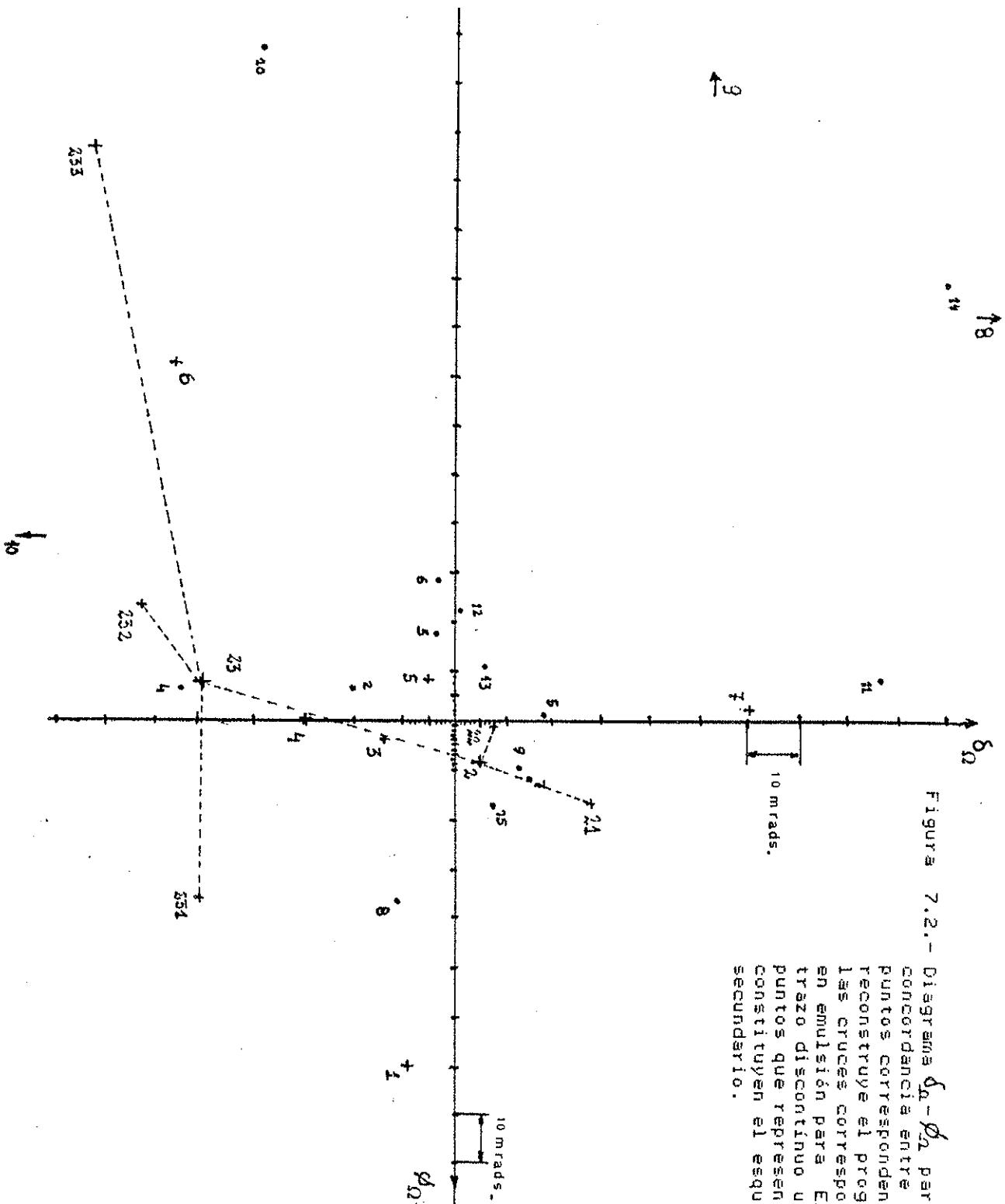


Figura 7.2.- Diagrama $\delta_0 - \phi_0$ para el establecimiento de concordancia entre los sucesos T y E1. Los puntos corresponden a las partículas que reconstruye el programa TRIDENT para T y las cruces corresponden a trazas medidas en emulsión para E1. Las líneas rectas de trazo discontinuo unen ordenadamente los puntos que representan a las trazas que constituyen el esquema de doble vértice secundario.

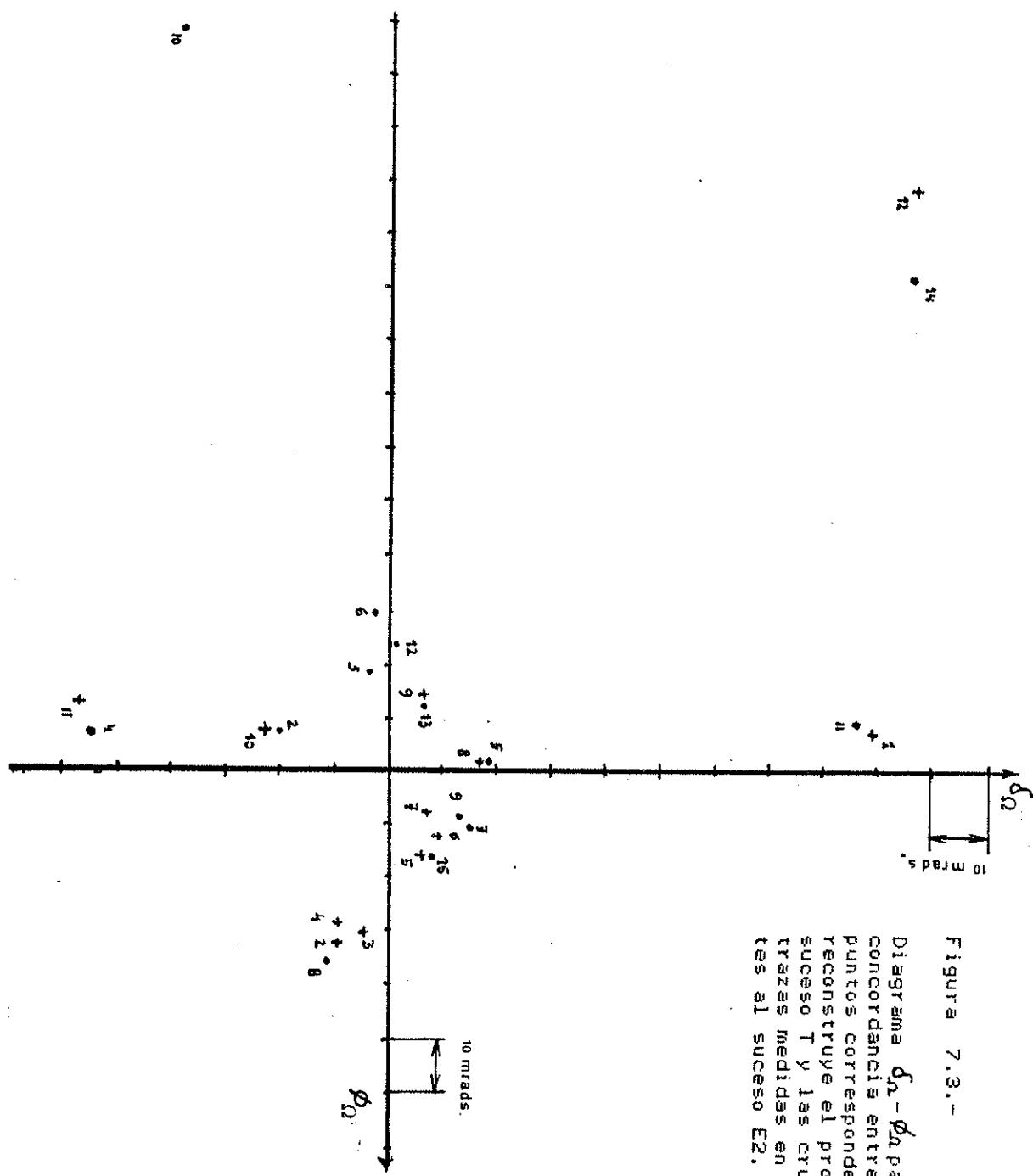


Figura 7.3.-

Diagrama $\delta_n - \phi_\Omega$ para el establecimiento de concordancia entre los sucesos T y E2. Los puntos corresponden a las partículas que reconstruye el programa TRIDENT para el suceso T y las cruces corresponden a las trazas medidas en emulsión correspondientes al suceso E2.

sucesos E1 y E2 completos para la fase de matching.

2) Realización de Medidas Fina: Consiste en la medida precisa de las trazas mediante un micrómetro ocular que adquiere las coordenadas x e y del microscopio con una precisión aproximada de centésimas de micra, según se vió en el apartado 5.4. Usando esta técnica se han realizado:

a) 1 medida del suceso E1 completo a partir de la cual se han representado las figuras 7.1, 7.2 y 7.3. Los números asignados a cada traza responden al orden en que han sido medidas para las que proceden del vértice principal y aquellas que constituyen el esquema del doble vértice se etiquetan teniendo en cuenta el número de la traza originaria : 2 , 21, 22,23 , 231,232,233.

b) 4 medidas de las 7 trazas que componen el doble vértice completo de E1 (tabla 7.1).

Utilizando estas últimas 4 medidas se ha confeccionado la tabla 7.1, que presenta los valores de δ y φ medidos con sus errores calculados a partir de las imprecisiones experimentales. La sexta columna recoge los valores de δ y φ con los errores cuadráticos medios (δ) a partir de las cuatro medidas anteriores.

A partir de los anteriores datos procedentes del método de medida estamos en condiciones de abordar el estudio del ajuste del suceso. En primer lugar nos centramos en la determinación de los tiempos de vuelo de las partículas mediante 2 métodos: a) por el método del parámetro de impacto y b) mediante un ajuste cinemático a partir de los datos de los ángulos y escogiendo un canal específico. Y en segundo lugar, estimaremos la razón señal/ruido correspondiente al esquema de desintegración $B \rightarrow C \rightarrow S$.

ORDEN TRAZA	δ MEDIDA _{1^a} δ (mrad)	δ MEDIDA _{2^a} δ (mrad)	δ MEDIDA _{3^a} δ (mrad)	δ MEDIDA _{4^a} δ (mrad)	$\bar{\delta}$ $\delta + \bar{\delta}$ (mrad)
2	0.4 ± 3.2 9.0 ± 3.0	-1.8 ± 0.4 8.2 ± 1.0	0.2 ± 0.6 8.2 ± 1.8	0.4 ± 0.9 10.0 ± 1.1	-0.2 ± 0.9 8.9 ± 1.0
24	25.4 ± 0.6 15.7 ± 0.4	27.6 ± 0.2 16.2 ± 0.3	28.0 ± 0.5 15.7 ± 0.4	27.9 ± 0.7 15.2 ± 0.3	27.2 ± 0.3 15.7 ± 0.2
22	9.0 ± 1.0 -0.8 ± 0.9	8.9 ± 0.7 -1.5 ± 0.3	8.9 ± 0.7 -1.8 ± 0.6	8.7 ± 0.8 -2.0 ± 0.7	8.9 ± 0.4 -1.5 ± 0.4
23	-55.1 ± 0.9 -9.3 ± 0.5	-61.9 ± 0.9 -8.3 ± 0.3	-57.9 ± 0.7 -7.1 ± 0.7	-60.0 ± 0.6 -8.4 ± 0.4	-58.7 ± 0.4 -8.3 ± 0.4
234	-62.3 ± 14.7 27.8 ± 2.9	-76.0 ± 13.3 42.0 ± 10.0	-64.9 ± 3.5 19.6 ± 2.1	-58.9 ± 7.8 37.5 ± 5.1	-65.5 ± 5.4 31.7 ± 3.0
232	-57.0 ± 5.4 -34.6 ± 11.7	-71.0 ± 3.3 -28.2 ± 6.3	-68.7 ± 4.6 -22.0 ± 4.2	-68.7 ± 2.1 -25.6 ± 6.7	-66.4 ± 2.0 -27.6 ± 3.9
233	-68.8 ± 5.9 -142.0 ± 10.7	-73.5 ± 8.0 -118.0 ± 10.1	-63.0 ± 7.4 -115.8 ± 10.9	-65.9 ± 4.0 -82.5 ± 12.8	-67.8 ± 3.3 -114.6 ± 5.6

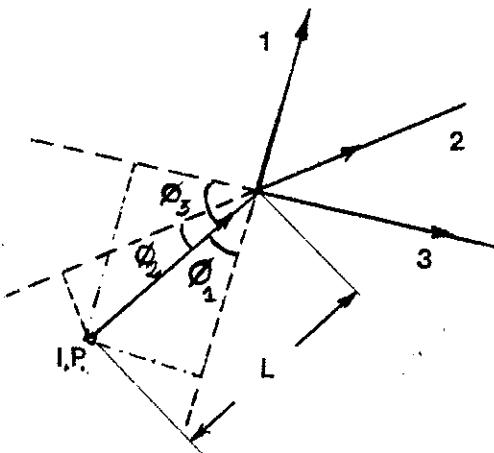
Figura 7.1.-
 Valores de las medidas de los ángulos de dip (δ_i) y de azimut (ϕ) con sus errores correspondientes a las trazas que componen el esquema del doble vértice consecutivo. En la última columna se explicitan los valores medios de los ángulos con sus errores. Todas las cantidades vienen expresadas en milí-radianes.

7.2.- EVALUACION DE LOS TIEMPOS DE VUELO DE LAS PARTICULAS MEDIANTE EL METODO DEL PARAMETRO DE IMPACTO.

Dada una partícula que se produce en un determinado punto I.P. y al cabo de una distancia L da lugar a un vértice del que emergen n trazas cargadas, se define el parámetro de impacto para una traza como la distancia d de máxima aproximación entre dicha traza y el punto de interacción I.P. (ver Figura 7.4). Es usual definir un parámetro de impacto medio para todas las trazas salientes como:

$$\langle d \rangle = \frac{1}{n} L \sum_{i=1}^n \sin \phi_i \quad (7.1)$$

Figura 7.4.
Representación gráfica
del concepto de Paráme-
tro de Impacto. I.P. es
el punto de produc-
ción de la partícula



La evaluación del tiempo de vuelo t de una partícula que se desintegra a partir del parámetro de impacto d que presenta dicha partícula vamos a llevársela a cabo utilizando la siguiente relación entre ambas magnitudes físicas (ALT-84):

$$\langle d \rangle = c \cdot t \cdot \langle \operatorname{tg} \frac{\phi^*}{2} \rangle$$

que hemos deducido detalladamente en el Apéndice A, donde hemos tomado como hipótesis de partida que los productos de desintegración son aproximadamente de masa nula y que la partícula que se desintegra es relativista; por otro lado, $\langle d \rangle$ y $\langle \operatorname{tg} \frac{\phi^*}{2} \rangle$ son respectivamente el parámetro de impacto medio y el valor medio de los valores de $\operatorname{tg} \frac{\phi^*}{2}$ de todas las trazas, siendo ϕ^* el ángulo que subtienende una determinada traza saliente de la desintegración en el Sistema en reposo de la partícula que se desintegra. En general, el factor $\langle \operatorname{tg} \frac{\phi^*}{2} \rangle$, al que llamaremos k usualmente, ha de evaluarse mediante Monte Carlo en cada caso para tener en cuenta los aspectos específicos de cada

experimento.

No obstante, según S. Petrera y G. Romano, es posible obtener una estimación de los tiempos de vuelo propios de las partículas de vida media corta utilizando la relación :

$$\langle d \rangle = c \cdot k \cdot t \quad (7.2)$$

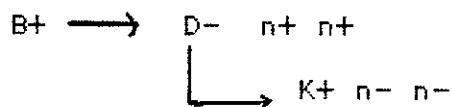
donde k es aproximadamente 1 a partir de cálculos de Monte Carlo , habiendo sido confirmado por los datos experimentales disponibles en interacciones con neutrinos y fotones [PE-80].

Utilizando la expresión (7.1) y los datos obtenidos para los ángulos de las trazas que aparecen en la tabla (7.1), los parámetros de impacto medios correspondientes a los vértices que hemos calculado son $4.345 \mu\text{m}$ para el primero y $14.67 \mu\text{m}$ para el segundo. Y si aplicamos la expresión (7.2) de forma análoga a la estimación que J.P. Albaneze et al. [AL-85] realizaron para el suceso beauty de la Colaboración WA-75, obtenemos unos tiempos de vuelo de $0.14 \times 10^{-13}\text{seg.}$ para la partícula que se desintegra en el vértice I y de $0.475 \times 10^{-13}\text{seg.}$ para la partícula que origina el vértice II.

7.3.- AJUSTE CINEMATICO DEL SUceso A PARTIR DE LA GEOMETRIA.

El método del Parámetro de Impacto no nos ha suministrado información acerca de los momentos lineales de las partículas que intervienen en los esquemas de desintegración. Ahora estamos interesados en saber si el esquema de doble tridente consecutivo puede ajustarse cinemáticamente en su totalidad mediante soluciones físicas para los momentos lineales de las partículas. Para ello partimos de tres hipótesis de trabajo que más adelante desarrollaremos operativamente:

1.- Elegimos un determinado esquema de desintegración como explicación de la evidencia topológica del doble vértice, este esquema es:



Identificando como partícula "Beauty" a la traza que da lugar al primer tridente y como partícula "Charm" a la traza que origina el segundo tridente.

2.- Los ángulos de dip y de azimut que definen las direcciones de las partículas han sido medidos y tienen unos errores que nos permiten ensayar diferentes valores dentro de los intervalos que podemos evaluar a partir de dichos errores. Ello da lugar a una serie de combinaciones de ángulos que constituirá cada una de ellas a una configuración general del suceso a ajustar cinemáticamente O-C.

3.- Exigimos como condición que la dirección de la partícula "charm" sea la misma en los ajustes O-C del vértice I y del vértice II. Aquellas soluciones que sean aproximadamente iguales nos permiten hablar de una reconstrucción global del suceso y en particular, habremos evaluado unos momentos lineales de las partículas que dan lugar a los vértices. Ello finalmente nos permitirá calcular los tiempos de vuelo de las partículas.

Hasta aquí hemos situado el problema y señalado las premisas fundamentales que nos llevaron a la confección de un complejo programa para buscar soluciones físicas a la reconstrucción cinemática de la topología observada en emulsión. Las ideas y etapas que contiene dicho programa son expuestas a continuación, así como los interesantes resultados que hemos obtenido mediante su ejecución.

A partir de los valores medios y errores de los ángulos de la tabla 7.1 se obtienen los rangos de los posibles valores de variación para los ángulos dips y azimuts de las trazas que componen el esquema de doble vértice consecutivo (δ^i, ϕ^i) .

Los valores mínimos y máximos δ^i_{\min} , δ^i_{\max} , ϕ^i_{\min} y ϕ^i_{\max} que pueden tomar los ángulos δ^i y ϕ^i se calculan a partir de los valores medios $\bar{\delta}^i$ y $\bar{\phi}^i$ y de sus errores ϵ_{δ^i} y ϵ_{ϕ^i} . Formalmente se pueden expresar como:

$$\delta^i_{\min} = \bar{\delta}^i - \Delta_{\delta^i}, \quad \delta^i_{\max} = \bar{\delta}^i + \Delta_{\delta^i}$$

$$\phi^i_{\min} = \bar{\phi}^i - \Delta_{\phi^i}, \quad \phi^i_{\max} = \bar{\phi}^i + \Delta_{\phi^i}$$

donde Δ_{δ^i} y Δ_{ϕ^i} son las cantidades que permiten calcular los límites de los intervalos angulares, pudiéndose escoger diferentes valores relacionados con los errores:

$$\Delta_{\delta^i} = \epsilon_{\delta^i}, 2\epsilon_{\delta^i}, \dots \quad \Delta_{\phi^i} = \epsilon_{\phi^i}, 2\epsilon_{\phi^i}, \dots$$

De esta forma ya tenemos definidos los intervalos $[\delta^i_{\min}, \delta^i_{\max}]$ y $[\phi^i_{\min}, \phi^i_{\max}]$, pudiéndose obtener los posibles valores (δ^i, ϕ^i) utilizando unas determinadas cantidades "paso" $h(\delta^i)$ y $h(\phi^i)$ que permiten la partición de los anteriores intervalos. Los números de posibles valores para δ^i y ϕ^i dentro de estos intervalos son respectivamente:

$$N(\delta^i) = 1 + \frac{2 \Delta_{\delta^i}}{h(\delta^i)}, \quad N(\phi^i) = 1 + \frac{2 \Delta_{\phi^i}}{h(\phi^i)}$$

Parametrizando los ángulos δ^i y ϕ^i en $h(\delta^i)$ y $h(\phi^i)$ se pueden dar las expresiones:

$$\delta^i = \delta^i_{\min} + (n_{\delta^i} - 1) h(\delta^i)$$

$$\phi^i = \phi^{i\min} + (n_{\phi^i} - 1) h(\phi^i)$$

siendo $n_{\delta^i} \in (0, 1, \dots, N(\delta^i))$ y $n_{\phi^i} \in (0, 1, \dots, N(\phi^i))$.

Las diferentes combinaciones de ángulos δ^i , ϕ^i (ver Figura 7.5) para todas las trazas han sido ponderadas mediante pesos gaussianos de la forma:

$$W(x) = (2\pi)^{-1/2} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}$$

donde x puede ser δ^i ó ϕ^i y $\mu = (\delta^{i\max} + \delta^{i\min})/2$ y $\sigma = (\phi^{i\max} - \phi^{i\min})/2$ y las desviaciones típicas serán:

$$\sigma_{\delta^i} = 2 \epsilon_{\delta^i} = |\delta^{i\max} - \delta^{i\min}|/2, \text{ y}$$

$$\sigma_{\phi^i} = 2 \epsilon_{\phi^i} = |\phi^{i\max} - \phi^{i\min}|/2.$$

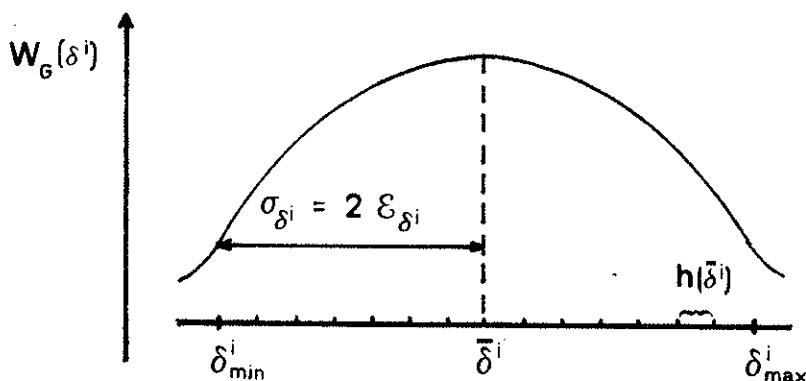


Figura 7.5.- Representación de las magnitudes introducidas para la obtención de ángulos de dip y de la elección de la distribución gaussiana para ponderar valores dentro del intervalo angular.

Así pues, para una determinada configuración geométrica $C_G = (\delta^1, \phi^1, \delta^2, \phi^2, \dots, \delta^7, \phi^7)$ se obtiene el peso:

$$W(C_G) = \prod_{i=1}^7 W(\delta^i) \cdot W(\phi^i) \quad \text{donde}$$

$$W(\delta^i) = (2\pi)^{-1/2} e^{-(\delta^i - \delta-barra^i)^2/2\sigma_{\delta^i}^2}, \quad \text{y}$$

$$W(\phi^i) = (2\pi)^{-1/2} e^{-(\phi^i - \phi-barra^i)^2/2\sigma_{\phi^i}^2}$$

En lo sucesivo, utilizaremos la siguiente nomenclatura para las partículas que componen el esquema del doble tridente: La partícula que da lugar al primer tridente la etiquetamos con el número 1, dando lugar a las trazas 2, 3 y 4, siendo esta última la que da lugar al segundo tridente que consta de las trazas etiquetadas con los números 5, 6 y 7. Además, la asignación de masas que vamos a suponer para realizar el ajuste es la siguiente: $M(1) = 5.271 \text{ Gev}/c^2$, $M(4) = 1.869 \text{ Gev}/c^2$ y $M(5) = 0.494 \text{ Gev}/c^2$. La correspondencia entre esta nueva nomenclatura y la usada en la gráfica 7.3 puede verse en la Tabla 7.2, así como los límites de los intervalos angulares para el dip y el azimut cuando se escoge una amplitud σ de 2ϵ .

El algoritmo de cálculo consiste en ajustar cinemáticamente las diferentes configuraciones geométricas siguiendo los siguientes pasos:

- 1) Se fija una determinada pareja (δ^4, ϕ^4) pertenecientes a los intervalos $[\delta_{\min}^4, \delta_{\max}^4]$ y $[\phi_{\min}^4, \phi_{\max}^4]$ correspondiente a la traza 4, que es la partícula "charm",
- 2) se hacen variar las 3 parejas de ángulos $(\delta^1, \phi^1), (\delta^2, \phi^2)$ y (δ^3, ϕ^3) en los intervalos correspondientes con el fin de calcular el ajuste cinemático mediante el método que se describe en el apéndice B. Si las soluciones obtenidas son reales, se pasa al siguiente punto, y si no lo son, se prueban otras combinaciones. Llamaremos P_c^I a las cantidades de movimiento ajustadas y reales para la partícula 4 en el primer vértice (I).
- 3) se hacen variar las tres parejas de ángulos de las trazas que emergen del segundo vértice $(\delta^5, \phi^5), (\delta^6, \phi^6)$ y (δ^7, ϕ^7) dentro de los intervalos correspondientes. Llevando un procedimiento análogo al punto 2 se llega a dar el P_c^{II} correspondiente al momento de la partícula 4 ajustados en el segundo vértice. Además de haber determinado estos momentos (P_c^I y P_c^{II}) también hemos determinado los momentos de las restantes partículas, entre ellas los momentos de la partícula 1 (P_B).
- 4) Por último, aplicamos una restricción lógica sobre los momentos lineales calculados para la partícula "charm" P_c^I y P_c^{II} en los dos vértices I y II: que la diferencia entre ellos no sobrepase una determinada cantidad con el fin de que el momento de la partícula 4 esté unívocamente determinada dentro de un intervalo de error, concretamente, se ha elegido la condición $|P_c^{II} - P_c^I| < 10 \text{ Gev}/c$.

Los resultados obtenidos a partir de las condiciones sobre los ángulos de las trazas, que se muestran en la tabla 7.2, pueden discutirse a partir de las gráficas de las

Nº Trazas		δ min (mrads) ϕ min	δ max (mrads) ϕ max	Paso h_{δ_L} (mrads) h_{ϕ_L}	Nº de Puntos $N(\delta')$ $N(\phi')$
A	B				
2	1	-2 7	2 11	4 4	2 2
21	2	25 15	28 16	2 1	2 2
22	3	8 -3	10 1	2 4	2 2
23	4	-62 -9	-50 -7	3 3	5 2
231	5	-77 25	-52 42	3 3	6 6
232	6	-71 -35	-57 -20	3 3	5 6
233	7	-74 -142	-63 -82	3 5	3 13

Tabla 7.2 .-

Tabla con las particiones de los intervalos angulares que se han usado en el programa de ajuste cinemático del suceso. Las dos primeras columnas hacen referencia a las etiquetas de las trazas utilizadas en la medida del suceso completo (columna A) y las abreviadas (columna B) que usamos en el tratamiento del esquema de la doble desintegración.

figuras 7.6 y 7.7. En particular, la gráfica 7.6 nos indica que el P_B está bastante bien definido con el resultado

$$P_B = (98.8 \pm 1.9) \text{Gev/c.}$$

Los resultados para el momento lineal del charm son:

$$P_c^I = (28.1 \pm 3.6) \text{ Gev/c}$$

$$P_c^{II} = (25.7 \pm 2.1) \text{ Gev/c}$$

Los valores de los ángulos que dan lugar a un adecuado ajuste cinemático se encuentran casi en su totalidad dentro de un intervalo de amplitud ($2\epsilon_{\delta i}$) ó ($2\epsilon_{\phi i}$) entorno a los valores medios de dip y azimuth siendo el nivel de confianza del 95.4%. El número total de posibles configuraciones es de 175219200 y el número de configuraciones con ajuste cinemático adecuado es de 1272369.

A partir de los momentos lineales obtenidos y de las distancias recorridas por las partículas en emulsión antes de desintegrarse podemos dar los tiempos propios de vuelo. En el caso de la presunta partícula beauty, el tiempo de vuelo es de $0.24 \cdot 10^{-13}$ seg., y para el caso de la presunta partícula charm es de $0.55 \cdot 10^{-13}$ seg.

La comparación entre los resultados correspondientes a los tiempos propios calculados por el método del parámetro de impacto y por este segundo método nos lleva a concluir que ambos apuntan tiempos de vuelo alrededor de $0.2 \cdot 10^{-13}$ seg. para la partícula beauty.

7.4.- ESTIMACION DE LA RAZON SEÑAL-RUIDO.

Nuestro objetivo es estimar la razón señal/ruido concerniente al esquema de desintegración $B \rightarrow C \rightarrow S$ a partir de piones de 350 Gev en emulsión nuclear. Para ello partimos de la consideración de la evidencia topológica y buscamos todos los procesos que pueden explicar dicha evidencia al menos cualitativamente.

Si tenemos en cuenta que los sabores pesados deben producirse de forma asociada en las interacciones fuertes y que un canal dominante de las partículas beauty es a través

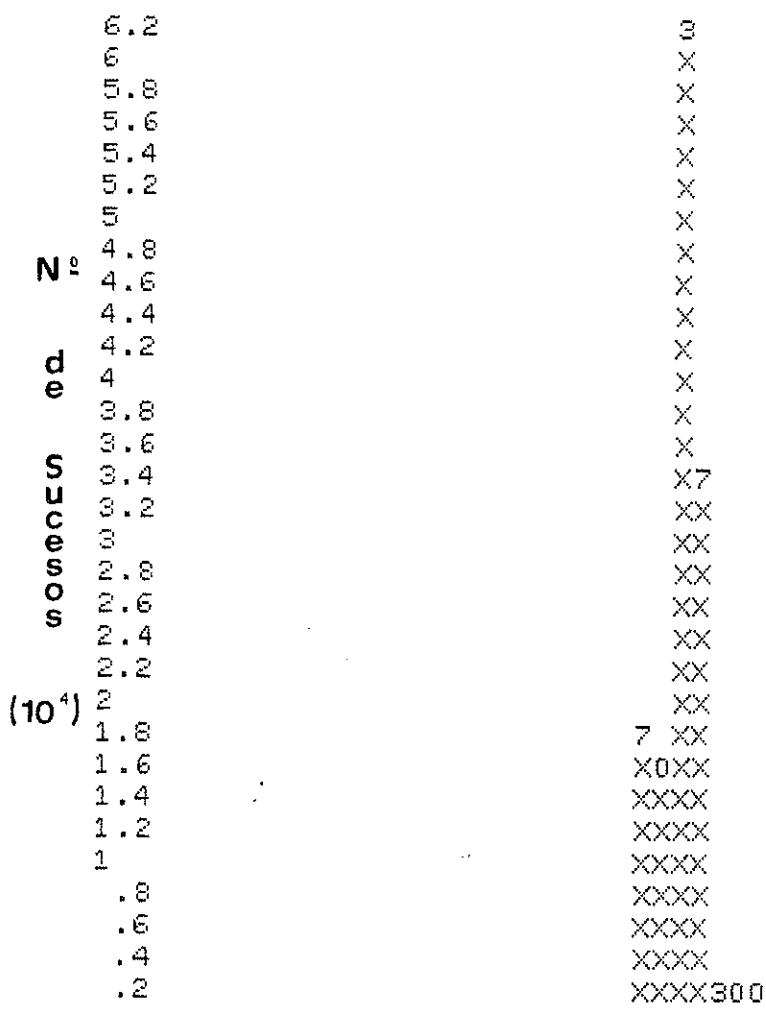
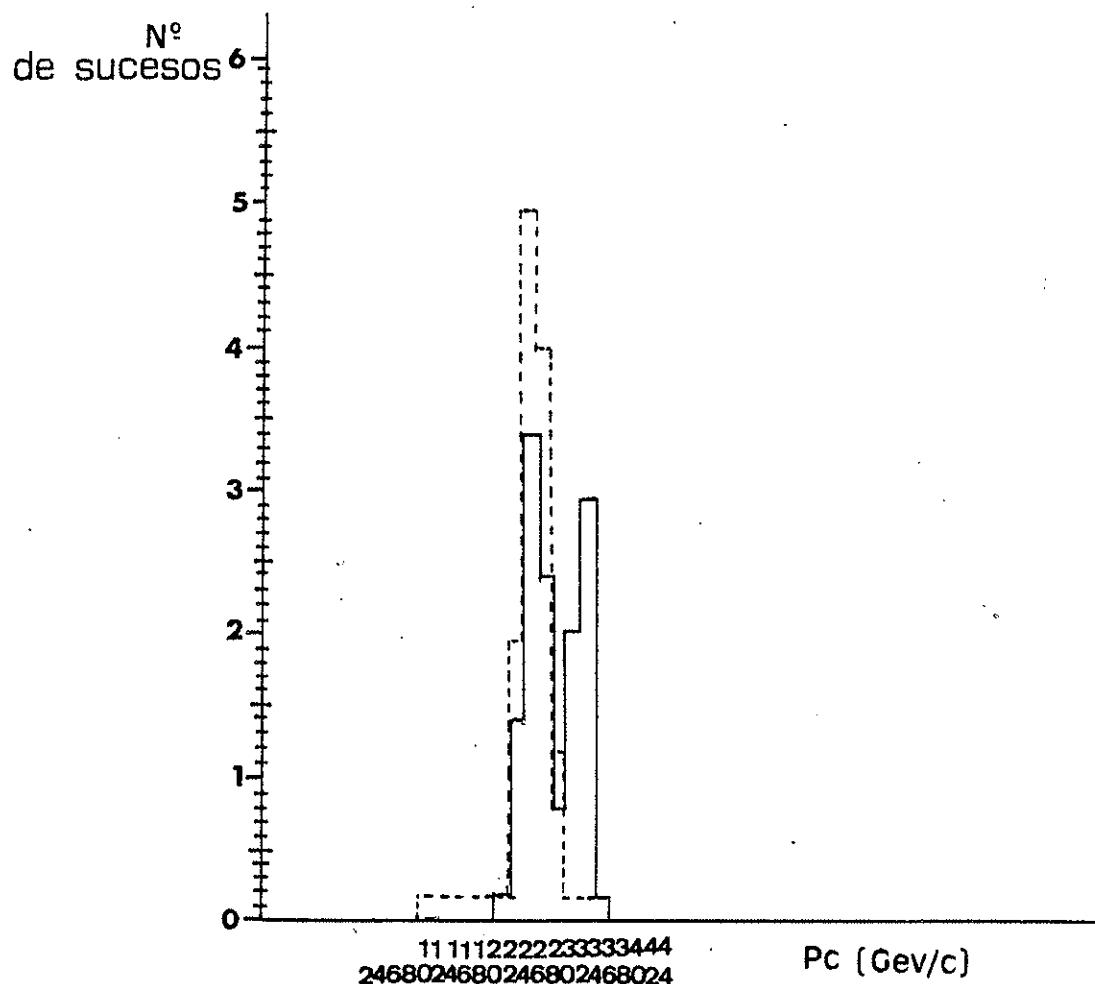


Figura 7.6.-
Distribución de los momentos
lineales P_B reconstruidos
mediante ajuste O-C.

100 1111111111111111
 10 55666677778888999990000011111222223 P_B (Gev/c)
 1. 68024680246802468024680246802468024680

Figura 7.7.-

Gráfica comparativa de las dos distribuciones de momentos lineales correspondientes a la partícula 4 (charm) calculados mediante ajuste cinemático en los vértices I y II. La línea continua representa la distribución de momentos lineales P_C^r de la partícula charm en el vértice I y la linea a trazos representa la distribución de momentos lineales P_C^{II} de la partícula charm en el vértice II.



Contenido
 P_C^r

132 12

1333798

1152354

27493763

29902635

Contenido
 P_C^{II}

1531

190921

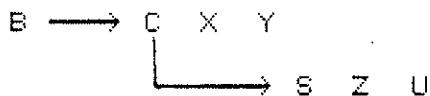
1376811192

57844592842

2898415849306

de partículas con encanto, tendremos que calcular el ruido de fondo que simulen los esquemas de desintegración que deseamos a partir del punto de vista puramente topológico.

La señal consiste en la doble desintegración consecutiva:



donde X,Y,Z y U son partículas que aparecen en los modos de desintegración posibles en las partículas B y C (Capítulo 2). Mediante B se representan las partículas beauty, B^+, B^- , Λ_b^+ , y mediante C las partículas encantadas D^+, D^- , $\Lambda_c^+(\bar{\Lambda}_c)$ y mediante S las partículas extrañas, principalmente kaones.

Entre las posibles fuentes de ruido se encuentran:

Ruido	VERTICE I	VERTICE II
1)	Interacción	Interacción
2-a)	Interacción	Desintegración de partícula charm
2-b)	Interacción	Desintegración de partícula beauty
3-a)	Desintegración de partícula charm	Interacción
3-b)	Desintegración de partícula beauty	Interacción
4)	Desintegración de partícula charm	Desintegración de partícula extraña

En los cálculos hemos utilizado los siguientes datos:

- 1) Los valores para secciones eficaces de interacción pión-nucleón y de producción de "beauty" y de "charm" han sido tomadas respectivamente en la forma: $\sigma(\pi-N)=20$ mb/nucleón [RPP-86], $\sigma(B\bar{B})=10$ nb/nucleón y $\sigma(C\bar{C})=30$ $\mu b/nucleón$.

2) El peso atómico medio para la emulsión (A_{em}) es 64 u.m.a.

3) Las masas y vidas medias de las partículas pesadas se han escogido aproximadamente como valores típicos; así la masa de partículas charm $M(C)$ se elige alrededor de 2 Gev/c² y para las partículas beauty $M(B)$ alrededor de 5 Gev/c².

Debido a que el esquema que estamos analizando involucraría tan sólo partículas "charm" cargadas, podríamos elegir entre las vidas medias de D^{\pm} , de Λ_c^{\pm} y de F^{\pm} , pero siempre evaluaremos las probabilidades de la vida media de D^{\pm} ($\tau_{D^{\pm}} = 9.2 \times 10^{-13}$ seg), y como vida media de "beauty" nos decantamos por la que se ha obtenido a partir de la observación directa en emulsión (resultado (2.11) en el apartado 2.5) en vez de tomar la medida mundial, esto es, $\langle \tau_B \rangle = (3 \times 10^{-13})$ seg.

4) Los factores ($\beta\gamma$) promediados para las partículas extrañas, encantadas, y con beauty son: a) para el charm ó el beauty se utiliza $\beta\gamma = 10$ (ó 20) lo cual implica que los momentos para el beauty se encuentran con mayor probabilidad en el rango comprendido entre 50 y 100 Gev/c y para el charm entre 20 y 50 Gev/c y b) para las partículas extrañas $\beta\gamma = 30$ que da lugar a un momento promedio del orden de 15 Gev/c.

5) Las distancias recorridas por las partículas 1 y 4 son respectivamente $L(1) = 126 \mu m$ y $L(4) = 238 \mu m$.

La probabilidad de topología que nos ocupa puede factorizarse en la forma $P = P(0) \times P(I) \times P(II)$ donde $P(0)$, $P(I)$ y $P(II)$ hacen referencia a las probabilidades de que se produzca en los vértices 0, I ó II un determinado mecanismo compatible con la evidencia topológica respectivamente y que podamos agrupar como:

a) desintegración de partículas de vida corta producidas en el vértice anterior,

b) interacción hadrónica pión-núcleón o interacciones secundarias.

c) presencia de tridentes electromagnéticos.

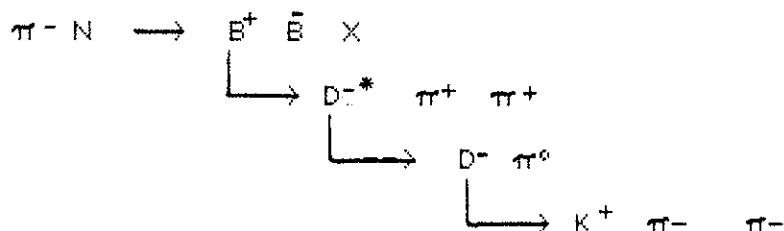
El mecanismo a) es el único mecanismo que interviene en el cálculo de la señal, mientras que en el computo de las aportaciones al ruido de fondo van a intervenir las tres posibilidades a), b) y c).

Cálculo de la señal.

B La señal consiste en el siguiente esquema: tras la

interacción primaria (vértice 0) se produce una partícula beauty cargada (partícula 1) que se desintegra al cabo de 136 μm dando lugar a 3 partículas cargadas que constituyen el primer tridente observado en emulsión, una de ellas da lugar a una nueva desintegración a una distancia de 238 μm del vértice suponiendo que dicha partícula es encantada (partícula 3) y da lugar al segundo tridente de partículas entre las que se encuentra una partícula extraña (partícula 5).

Un posible canal exclusivo para este esquema y que puede servir para tomar una referencia es:



teniendo en cuenta los siguientes datos para las fracciones de canal:

$B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+$	$(2.7 \pm 1.7)\%$
$D^{*-} \rightarrow D^- \pi^0$	$(28 \pm 9)\%$
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$(11.4 \pm 1.1)\%$

Así pues, la probabilidad del esquema P(S) será el producto:

$$P(S) = P(0) \times P(I) \times P(II) \text{ donde:}$$

$P(0)$ = probabilidad de producción de una partícula B en interacciones π^-N en emulsión y que vendrá dada por:

$$P(0) = \sigma(BB) \cdot \langle A_{em} \rangle / \sigma(\pi^-N) = 2 \times 10^{-6}$$

$P(I)$ = probabilidad de que la partícula B que se ha creado anteriormente se desintegre después de recorrer una distancia de 136 μm .

$P(II)$ = probabilidad de que la partícula "charm" se desintegre tras recorrer una distancia de 238 μm .

Si además quisieramos poner de manifiesto la elección de un determinado canal exclusivo, tendríamos que multiplicar el resultado anterior por las fracciones de canal escogidas (BR).

Para calcular $P(I)$ y $P(II)$ utilizamos la expresión (A.4) que hemos discutido en el apéndice A y que nos proporciona la probabilidad $F(L)$ de que una partícula pesada se haya desintegrado entre $x = 0$ y $x = L$ siendo L la distancia que recorre la partícula antes de desintegrarse y tiene la expresión $F(L) = 1 - \exp(-L/L_0)$, donde L_0 es el recorrido libre medio de desintegración de la partícula y viene dado por $L_0 = \beta \gamma c \tau$, donde τ es la vida media de la partícula. Utilizando los datos típicos que hemos presentado al comienzo del apartado, se obtiene para el beauty :

$$F(L=136 \mu\text{m}) = 1 - e^{-\frac{136}{B}}$$

con en unidades de 10^{-13} seg en donde hemos dejado libre τ , y para el charm

$$F(L=238 \mu\text{m}) = 0.099$$

C

Por otro lado, si tenemos en cuenta que las fracciones de canal topológicas de que una desintegración de B a C y de C a S mediante la topología de tridente cargado son respectivamente 0.5 y 0.75, se obtiene finalmente:

$$P(S) = 0.0743 \cdot (1 - e^{-\frac{136}{B}})$$

Cálculo del Ruido de Fondo.

Antes de evaluar detalladamente las diferentes fuentes de ruido, conviene enumerar una serie de datos de gran interés acerca de las partículas que se producen en las interacciones hadrónicas de piones de 350 Gev sobre emulsión nuclear.

G. Romano, en su trabajo sobre el estudio del ruido de fondo topológico para la hadroproducción de partículas pesadas en emulsión nuclear [ROM-81] realiza la siguiente enumeración de características para las partículas producidas en una interacción primaria de altas energías por término medio. En una colisión de estas características se obtienen:

- 1) 16 hadrones cargados de alta energía con un recorrido libre medio de 400 mm [OT-78];
- 2) 16 fotones , procedentes de π^0 , con un recorrido libre medio de materialización en $e^+ e^-$ de 40 mm;
- 3) un neutrón de alta energía tambien con 400 mm de recorrido libre medio;
- 4) 0.5 K^0 , con un $\bar{\beta}\gamma$ aproximado de 30 y un recorrido libre medio de desintegración de 810 mm para K_s^0 ;
- 5) 0.5 Λ , con un $\bar{\beta}\gamma$ aproximado de 20 y un recorrido libre medio de 1600 mm.

Tanto los hadrones cargados como los fotones procedentes de los π^0 pueden dar lugar a interacciones que simulen desintegraciones de partículas pesadas; ahora bien, existen unos factores de reducción o aumento de la probabilidad de que se confundan que pasamos a especificar:

a) Debido al hecho de que las desintegraciones de partículas pesadas ocurren en el cono de la dirección hacia adelante ($\pm 30^\circ$), es necesario suprimir la mitad de las anteriores interacciones que simulan desintegraciones ya que aproximadamente el 50% de las interacciones tienen lugar fuera del cono cuyo eje de revolución es la dirección del haz. Introducimos el factor $R_{\text{for}} = \frac{1}{2}$ para dar cuenta de este hecho.

b) en lo que se refiere a la visibilidad de las trazas hemos de tener en cuenta 2 aspectos:

1) que el suceso posea la paridad correcta para que se corresponda con esquemas de desintegración, un número impar de trazas cargadas para primarios cargados y un número par para primarios neutros, y,

2) que las trazas de evaporación estén ausentes en emulsión, o sea , que no contabilicemos ninguna traza pesada (negra o gris).

El factor de reducción asociado a este punto es $R_{\text{vis}} = 0.05$. Con el fin de contrastar este dato experimental con la validez del Monte-Carlo de la experiencia hicimos la comprobación generando 1000 sucesos de fondo y representamos la distribución del número de trazas "shower" NS con la condición (b) , o sea , que el número de trazas pesadas NH sea 0 (Figura 7.8), obteniéndose 145 sucesos en la distribución de los cuales 75 fueron eliminados por tratarse de eventos con paridad par procedentes de trazas cargadas (condición (a)). Así pues, el factor de visibilidad

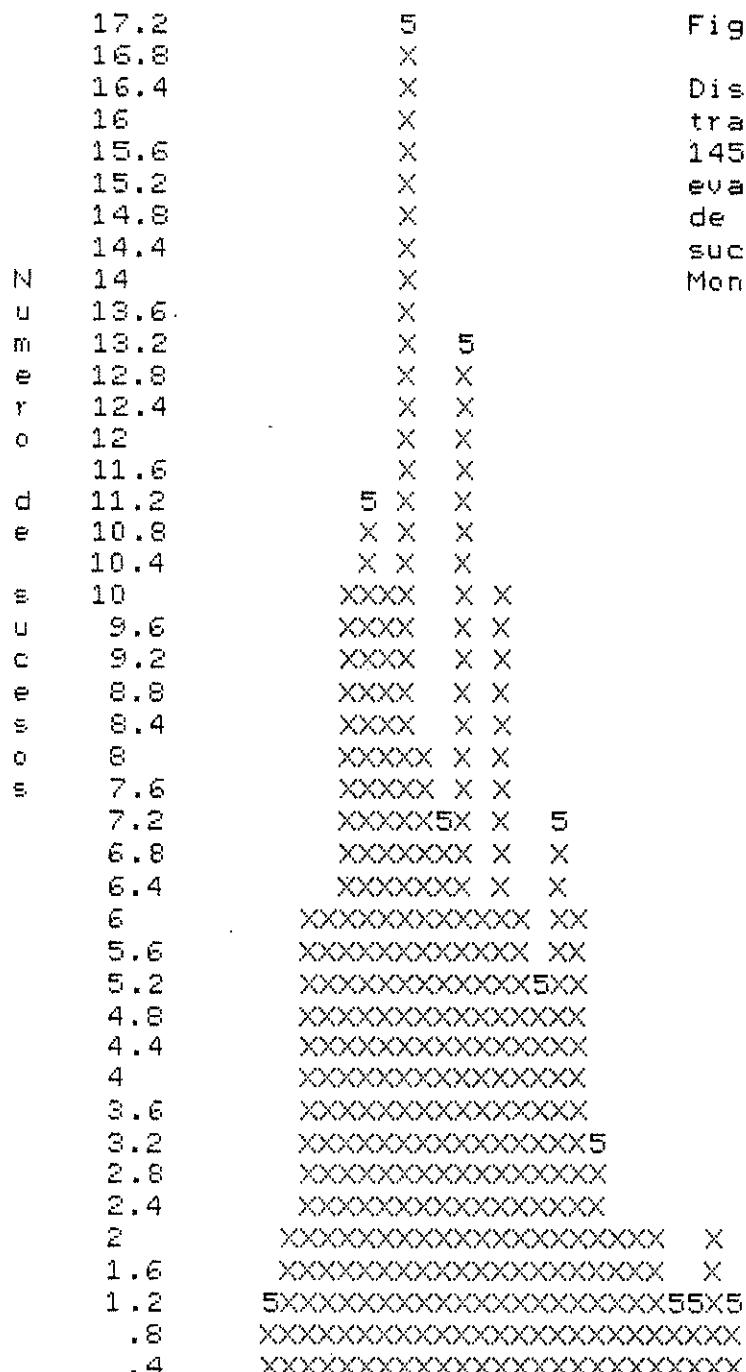


Figura 7.8 .-

Distribución del número de trazas "blancas" (NS) para 145 sucesos sin trazas de evaporación (NH=0) a partir de la generación de 1000 - sucesos de fondo mediante el MonteCarlo del experimento.

CONTENTS	10	1111	1	1
	1.	1266010787360657632221121		
	10	111111111122222222223		NS
	1.	123456789012345678901234567890		

calculado por Monte-Carlo será $R_{vis} = 0.07$.

Por otro lado, tambien se puede obtener el factor de formación de tridentes en emulsión ya que en la distribución podemos contabilizar 6 de ellos; con lo cual $R_T = 0.1$.

c) en el caso de colisiones elásticas sin retrocesos visibles y con ángulos con respecto de la dirección de la partícula que colisionan mayores que un determinado valor de corte adecuado - que tomaremos igual a 1° - se presenta como un ruido que contribuye en un factor 2, esto es $R_E = 2$.

Recapitulando, la probabilidad de que tenga lugar una interacción que simule una desintegración es :

$$P(INT) = L \cdot \langle n_S \rangle \cdot R_{for} \cdot R_T \cdot R_E \cdot \frac{1}{\lambda_{int}} = \frac{L}{8000 \text{ mm}} \langle n_S \rangle$$

donde $\langle n_S \rangle$ es el número promedio de "showers" cargadas por suceso y L es la longitud que recorre la partícula antes de interaccionar.

Las restantes fuentes de ruido dan lugar a probabilidades mucho menores. A continuación damos una tabla donde se recogen los cálculos anteriores, teniendo en cuenta las fracciones de canal topológico que se han discutido.

La vida media τ_B que se ha tomado para el cálculo de los siguientes números es 3×10^{-13} seg.,(correspondiente a la observación directa en emulsión):

Señal:	Probabilidad:
$B \rightarrow C \rightarrow S$	280×10^{-11}
Ruido:	
1)	20×10^{-11}
2-a)	480×10^{-11}
2-b)	0.37×10^{-11}
3-a)	114×10^{-11}
3-b)	0.14×10^{-11}
4)	1.46×10^{-11}

La razón señal-ruido es aproximadamente 1/3 y el ruido más competitivo, correspondiente a 2-a), que resulta ser más probable que la señal. Si tenemos en cuenta estas razones comparativas y suponemos que nos encontramos ante un suceso Beauty , que además hemos podido ajustar cinemáticamente, hemos de concluir que el resultado correspondiente al tiempo de vuelo de la partícula B estaría de acuerdo con una vida media corta - del orden de 10^{-14} s .

REFERENCIAS :

- [ALT-84] "Determination of the Average Lifetime of Bottom Hadrons". M . Althoff et al. TASSO Collaboration. 1984.
- [BA-63] "Nuclear Research Emulsions I ". Academic Press N.Y. and London . W. H. Barkas. 1963.
- [BO-68] Método de Ajuste GRIND. CERN Computer 6000 Series Program Library. R.K. Bock, F. Beck ,et al. 1968.
- [DU-76] "EXPOL : the ROMEO Vertex Fitting Routine ". J.P. Dufey y J.D.Wilson. OM/SPS/76-18.
- [JA-77] "FOWL : A General Monte-Carlo Phase Space Program." F. James. CERN Computer Centre Program Library. 1977.
- [LA-78] "Track Finding in the Lever Arm Chambers". J.C. Lassalle . OM/SPS/78-4
- [LA-84] "Track and Vertex Identification Program for the Omega Particle Detector System". DD/EE/79-2 (version 1984). J.C. Laselle , F. Carena , G. Patrick y S. Pensotti.
- [OT-78] Nuclear Physics B142 (1978) 445-462. I.Otterlund et al.
- [ROM-81] "Topological Background on Charmed and Beauty Particle pairs in High Energy Hadron Interactions in Nuclear Emulsions". Giorgio Romano. Conferencia dada en Erice. Noviembre de 1981.
- [RPP-86] Review of Particle Properties. Particle Data Group. Physics Letters 170 B (1986).
- [RUP-76] "Implementation of the Quintic Spline Model for P Determination using non-orthogonal projection ". E. Rupinen. DD/76/14.
- [SA-84] Tesis de Licenciatura de José Salt. 1984. Universitat de Valencia.
- [WH-74] Physics Letters C10 (1974) 274. J. Whitmore;

CONCLUSIONES

El trabajo descrito en esta memoria ha sido realizado en el Instituto de Física Corpuscular de Valencia y en el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares (C.E.R.N.) de Ginebra, donde hemos efectuado las tomas de datos del Experimento WA-71 y algunas medidas en emulsión con el fin de comparar los resultados obtenidos con los de nuestro Laboratorio.

Los objetivos fundamentales del Experimento son la búsqueda de sucesos que contengan partículas con los quarks "b" e "c", evaluar las vidas medias de dichas partículas y las Secciones Eficaces de Hadroproducción. El Experimento WA-71 se llevó a cabo en el C.E.R.N. y contó con dos períodos de prueba en los años 1982 y 1983 respectivamente y una toma de datos definitiva en el año 1984, con una exposición de aproximadamente 100 pilas de emulsión.

Entre todos los Laboratorios de la Colaboración hemos buscado alrededor de 2250 sucesos, habiendo establecido concordancia para 1407 de ellos. En nuestro Laboratorio se analizaron 7 pilas, habiendo establecido la concordancia de 169 sucesos reconstruidos por el Espectrómetro a partir de 289 sucesos buscados en emulsión. Cada suceso concordado ha sido seguido a través de las placas ulteriores a la que ha tenido lugar la interacción.

Después de un gran esfuerzo en el análisis de todo el material recogido, las conclusiones a las que hemos llegado pueden enumerarse del siguiente modo:

1) El área de escrutinio para el establecimiento de concordancias de los sucesos sin la ayuda de los dobletes de microstrips es de 1200 μm x 1600 μm por término medio, en cambio, haciendo uso de los cuatro dobletes de microstrips como hodoscopio de haz hemos podido rebajar el área de escrutinio a 400 μm x 600 μm , lo que ha supuesto una reducción considerable en el tiempo de escrutinio de las películas de emulsión en la fase de búsqueda de sucesos predichos por el programa TRIDENT.

2) Hemos contado en nuestro Laboratorio y en la mayoría de los de la Colaboración con un sofisticado y eficaz sistema de análisis de las emulsiones, consistente en un Microscopio Automatizado Comandado por un Microordenador. Mediante dicho sistema hemos efectuado el escrutinio de las placas de emulsión y la medida de los eventos de forma

sistemática . A causa del modo de exposición de las emulsiones, su análisis se hace más costoso, habiendo dedicado un gran esfuerzo en el C.E.R.N. y en nuestro Laboratorio en la realización de un conjunto de programas que automatizaran al máximo las actividades relacionadas con el análisis de las placas (scrutinio, seguimiento, medida, etc).

3) Hemos seleccionado los sucesos que debían ser buscados para ser buscados en emulsión en base a criterios que estableciamos a partir de la consideración y profundización de los triggers "on line" del Experimento (Trigger del Salto de Multiplicidad y Trigger de Alto Momento Transverso):

a) Sobre los sucesos seleccionados "on line" por el trigger aplicado a los Telescopios de Silicio, se han buscado aquellos que presentan una diferencia superior a 2.5 partículas ionizantes al mínimo entre las multiplicidades medidas en el segundo telescopio y el primer telescopio.

Este criterio no ha proporcionado los resultados esperados en lo referente al número de sucesos con beauty y charm, debido a la gran desviación existente en la medida de la multiplicidad que presentaba el primer telescopio. Concretamente, se esperaban encontrar en el volumen escrutado hasta el momento 35 sucesos con partículas con encanto y tan sólo se han hallado 3.

El número total de sucesos concordantes encontrados con este criterio ha sido de 447 que representa el 56% del número total de sucesos buscados.

b) En una segunda fase , se utilizó el criterio de selección consistente en la búsqueda de aquellos sucesos que presentan al menos dos trazas con Momento Transverso mayor que 1.2 Gev/c. La característica de esta selección es que da lugar a una sensibilidad de 1 suceso/10 nb. cuando se buscan partículas con beauty, siendo esta bastante buena, pero ,por contra, se deben buscar 50000 sucesos para encontrar 1 evento BB. En el caso del charm, no se mejora sustancialmente la razón señal-ruido con lo cual el rendimiento es bajo , como hemos podido comprobar ya que en toda la Colaboración se han concordado 583 eventos - que supone el 64% del número total de sucesos buscados - y sólo se dispone de un suceso simple presunto charm en nuestro Laboratorio.

c) Finalmente , se seleccionaron sucesos que contenian algún electrón con un momento transverso mayor que 0.5 Gev/c. Este criterio no mejora la situación en la búsqueda de partículas Beauty , pero ,en el caso de que estemos buscando partículas con el quark c ,la razón señal-ruido es aproximadamente 50 veces mayor gracias al trigger . En toda la Colaboración se han concordado 377 sucesos ,de los cuales 5 se han podido reconstruir como sucesos encantados . El balance que hacemos en el Laboratorio de Valencia de este trigger es bastante positivo porque hemos encontrado muchos vértices secundarios , entre los que cabe destacar dos tridentes que hemos podido reconstruir como sendos sucesos simples con desintegraciones de partículas charm.

El porcentaje de sucesos concordantes frente a los buscados es del 70% .

4) Los presuntos eventos con encanto hallados en el Laboratorio de Valencia han sido medidos y concordados con eventos registrados por el Espectrómetro Omega. Posteriormente, se han reconstruido cinemáticamente y se han calculado las masas invariantes para diferentes canales de desintegración compatibles con las topologías de estos eventos observadas en emulsión . Uno de los sucesos ha sido encontrado con la selección (b) y los otros tres con la selección (c):

Suceso	Momento Lineal (Gev/c)	Canal de Desintegración	Tiempo de Vuelo (10 ⁻¹³ seg.)
1	106.6	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$	0.054 0.066
2	16.9	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$	2.4
3	98.1	$B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$ $\Lambda_b^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda_c^-$	2.26
4	28.8	$D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$	2.5

La consecuencia que se extrae de estos resultados es que el Trigger de Electrones de Alto Momento Transverso nos proporciona un buen rendimiento en el Laboratorio de Valencia ya que se obtienen resultados satisfactorios si tenemos en cuenta que la predicción es de 1.6 CC /pila .

5) De la comparación entre el número de sucesos encantados que se han encontrado y los que deberían haberse hallado de acuerdo con las secciones eficaces y los factores de reducción de los triggers y del tamaño finito de la emulsión se llega a las siguientes conclusiones:

- Para el trigger de Salto de Multiplicidad se han hallado el 14% del número total de sucesos que se había previsto,

- para el trigger de dos Trazas de Alto Momento Transverso, se llega a un resultado coherente con las expectativas de dicho trigger, que sabíamos de antemano que era bajo para el charm - sólo poseemos un suceso candidato,

- para el trigger de Electrones de Alto Momento Transverso , se han obtenido resultados parciales de los Laboratorios de Valencia y de Moscú bastante buenos, pero , en cambio , el rendimiento de toda la Colaboración para este trigger es aproximadamente del 33%.

6) Los límites superiores a la Sección Eficaz de Hidreproducción de Beauty obtenidos para cada trigger son:

- para el Trigger de Salto de Multiplicidad, 110 nb/nucleón,

- para el Trigger de Dos Trazas de Alto Momento Transverso, 160 nb/nucleón,

- para el Trigger de Electrones de Alto Momento Transverso, 21 nb/nucleón.

Así pues , con un poco más del doble de la estadística actual para este último trigger podríamos llegar a bajar el límite superior de la sección eficaz por debajo de los 10 nb/nucleón .

7) Hemos encontrado un suceso candidato Beauty que no ha sido concordado con ningún suceso reconstruido por el Espectrómetro y que hemos estudiado exhaustivamente , llegando a las siguientes resultados:

a) se han obtenido posibles soluciones cinemáticas para el esquema de doble vértice consecutivo compatibles con la topología que presentan las trazas en emulsión y con un determinado canal exclusivo de desintegración de una partícula B y posteriormente de una partícula charm : 99 Gev/c para la cantidad de

movimiento de la presunta partícula B y alrededor de 27 Gev/c para la presunta partícula charm. Estos valores son típicos cuando se producen partículas constituidas por los quarks "b" ó "c".

b) se han evaluado los tiempos de vuelo por los métodos del parámetro de impacto y del ajuste cinemático para un canal definido, obteniéndose un buen acuerdo , que nos permite dar un tiempo de vuelo para la partícula B de $(0.242 \pm 10^{-13}$ seg. ~~±0.04~~)

c) La razón señal/ruido es alrededor de 1/3, siendo el proceso más competitivo el correspondiente al esquema que asocia el primer vértice a una interacción secundaria de una partícula que emerge de la interacción pión-nucleón y el segundo vértice a una desintegración de una partícula charm ,que es una vez y media más probable que el proceso de desintegración consecutiva que constituye nuestra señal ($B \rightarrow C \rightarrow S$).

APENDICE A :

RELACION ENTRE EL PARAMETRO DE IMPACTO Y LA VIDA MEDIA DE UNA PARTICULA QUE PRESENTA UNA DESINTEGRACION.

La vida media de las partículas B medida en la Colaboración TASSO [A.1] ha sido determinada midiendo la distancia reconstruida de máxima aproximación al punto de interacción o distribución del parámetro de impacto de todas las partículas cargadas [ALT-84].

El parámetro de impacto es la distancia d de máxima aproximación entre una traza y el punto de interacción (ver Figura A.1).

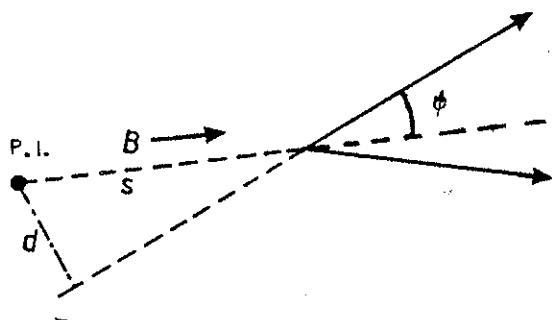


Figura A.1.-
Representación gráfica del
Parámetro de Impacto de una
partícula que se desintegra.
P.I.= Punto Interacción

El signo de d se definió como sigue : positivo si $\theta < 90^\circ$ ($\theta > 90^\circ$) respecto de la dirección de B y con la linea de vuelo atravesada después (antes) del punto de interacción. En los demás casos es negativo.

En el caso de la emulsión este problema no existe ya que se posee la evidencia del vértice. La longitud de la desintegración s de una partícula B puede expresarse en términos del d de una traza de la desintegración formando un ángulo θ respecto de la dirección de vuelo de la partícula B :

$$d = s \sin \theta$$

$$\text{y , por otro lado , } s = p_B c t / M_B = \gamma_B c t ,$$

$$\text{de donde } d = t \gamma_B c \sin \theta \quad (\text{A.1})$$

Por otro lado, la relación existente entre los ángulos de emisión de las partículas respecto de la dirección de desintegración del B en los sistemas de referencia de

Laboratorio (θ) y en el de la partícula B en reposo (θ^*) viene dada en general por :

$$\operatorname{tg}(\theta) = P' \sin \theta^* / (\gamma P' \cos \theta^* + \beta \gamma E')$$

donde P' y E' son el momento y la energía de la traza de la partícula en el sistema en reposo de B y $\beta = P_B/E_B$. Si suponemos que los productos de desintegración son aproximadamente de masa 0 y B es relativista se cumplirá :

$$E' \approx P' \quad \text{y} \quad \beta \approx 1$$

llegando fácilmente a la relación $\operatorname{tg}(\theta) = \gamma \operatorname{tg}(\theta^*/2)$, por otra parte, para θ cercanos a 0 se cumple $\operatorname{tg}(\theta) \approx \sin(\theta)$, con lo que sustituyendo en (A.1) se obtiene:

$$d \approx c t \operatorname{tg}(\theta^*/2)$$

en donde hemos eliminado la dependencia con el momento de la partícula. Si además promediamos sobre toda la distribución angular de la desintegración:

$$\langle d \rangle \approx c t \langle \operatorname{tg}(\theta^*/2) \rangle \quad (\text{A.2})$$

y para desintegraciones isotrópicas se obtiene:

$$t \approx 2 \langle d \rangle / c \pi$$

pero en general el factor $\langle \operatorname{tg}(\theta^*/2) \rangle$ ha de evaluarse para cada caso.

Función de Probabilidad de Desintegración de una Partícula.

Supongamos que poseemos la evidencia de un vértice a una determinada distancia L de la interacción y conocemos $\beta\gamma$ de la partícula que da lugar a dicho vértice. Podemos suponer también que se trata de una desintegración de una partícula de vida media τ .

Sabemos que el mecanismo de desintegración de las partículas sigue la ley exponencial que indica que si inicialmente poseemos una muestra de N_0 partículas, al cabo de un tiempo t poseeremos una muestra disminuida $N(t)$ dada por la expresión:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau) \quad \text{con } N_0 = N(0) \quad (\text{A.3})$$

Nuestro problema es calcular la probabilidad de que una partícula con una vida media τ , presente un vértice de desintegración a una distancia L sabiendo que se cumple (A.3).

En primer lugar $L = P/M$. c. t con lo que la expresión (A.3) queda como $N(t) = N_0 \cdot \exp(-M L / P c \tau)$ y si llamamos $\zeta = M / P c \tau$ se obtiene $N(L) = N_0 \cdot \exp(-\zeta L)$, así pues, el número de partículas que se desintegran al término de una determinada distancia L será $N'(L) = N_0 - N(L) = N_0(1 - \exp(-\zeta L))$, con lo cual podemos investigar cuál es la distribución $n(l)$ de frecuencia de desintegración que cumpla :

$$N'(L) = \int_0^L n(l) dl = N_0(1 - \exp(-\zeta L))$$

A partir de la condición $d N'(l) / dl = n(l)$ se llega a establecer que la función de probabilidad reducida es :

$$F(t) = n(l)/N_0 = M / P c \tau \cdot \exp(-M l / P c \tau)$$

(A.4)

APENDICE B :

RECONSTRUCCIONES CINEMATICAS 0-C.

En la reconstrucción cinemática de los vértices, como por ejemplo los que se muestran en las figuras B.1 y B.2, se emplean las ecuaciones de conservación del cuadrimomento que involucran las variables momento lineal, los ángulos que definen las direcciones de las partículas - ángulos de dip y de azimut, normalmente-. Las masas de dichas partículas se asignan como parámetros conocidos bien por identificación en los detectores o por hipótesis de naturaleza de la partícula a partir de un canal de desintegración. Si conocemos todas estas variables, mediante un proceso de medida, para las trazas que constituyen un vértice, cuando planteamos el sistema de ecuaciones de la conservación no disponemos realmente de ninguna incognita. Estamos más ante un caso de ajuste de las variables que ante un sistema de ecuaciones a resolver. A un ajuste de estas características se le denomina Ajuste 4-C ó Ajuste de 4 Restricciones, que es el número de ecuaciones del sistema, no existiendo ninguna incognita.

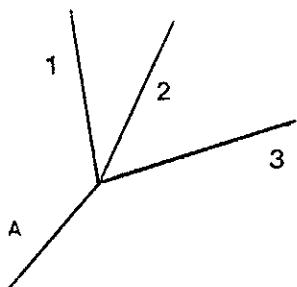


Figura B.1.-
Vértice de origen de tres
partículas cargadas.

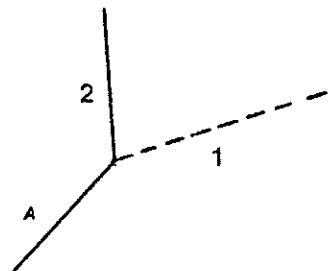


Figura B.2.-
Vértice de origen de una
partícula cargada y una
neutra (topología codo).

De análoga forma se puede hablar de ajustes N-C siendo $N = 4 - n$ con n el número de incognitas que aparecen en las ecuaciones de conservación. Como hemos dicho, las incognitas pueden ser los momentos ó los ángulos de dirección de las partículas.

Los Ajustes 0-C aparecen a menudo en el estudio de los sucesos interesantes abordados en esta memoria, concretamente, han sido aplicados en las reconstrucciones

cinemáticas de vértices de origen de tres trazas y de vértices donde se quiere añadir una partícula neutra. A continuación pasamos a describir el método de resolución de estas reconstrucciones 0-C:

1) 0-C del vértice correspondiente a un tridente cargado

La partícula A se desintegra en las partículas 1, 2 y 3, cumpliéndose la siguiente relación matricial que es la expresión de la conservación de movimiento:

$$\begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 & -l_A \\ m_1 & m_2 & m_3 & -m_A \\ n_1 & n_2 & n_3 & -n_A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (B.1)$$

siendo $l_1 = \cos \delta, \cos \varphi$, $m_1 = \cos \delta, \sin \varphi$, y $n_1 = \sin \delta$.

Por otro lado, si suponemos que las partículas 1 y 2 tienen una masa despreciable ($M_1 \approx M_2 \approx 0$) y las partículas 3 y 4 poseen unas masas M_3 y M_4 correspondientes a masas de partículas "charm" y "beauty" respectivamente, la conservación de la energía se expresa como:

$$(p_A^2 + M_A^2)^{\frac{1}{2}} = p_1 + p_2 + (p_3^2 + M_3^2)^{\frac{1}{2}} \quad (B.2)$$

Mediante el método de triangulación de Gauss puede resolverse el sistema de ecuaciones indeterminado explicitado en (B.1), obteniéndose las relaciones siguientes de los momentos p_1 , p_2 y p_3 en función del p_A :

$$p_3 = a p_A; \quad p_2 = b p_A; \quad y \quad p_1 = c p_A$$

que sustituidas en la expresión (B.2) darán lugar a:

$$(p_A^2 + M_A^2)^{\frac{1}{2}} = c p_A + b p_A + (p_A^2 a^2 + M_3^2)^{\frac{1}{2}} \quad (B.3)$$

Esta ecuación algebraica de incógnita p_A puede resolverse mediante las siguientes manipulaciones; en primer lugar se expresa como:

$$(p_A^2 + M_A^2)^{\frac{1}{2}} - (b + c) p_A = (p_A^2 a^2 + M_3^2)^{\frac{1}{2}}$$

y se eleva al cuadrado, obteniéndose tras un agrupamiento

adecuado de términos:

$$A p_A^2 + B = C p_A (p_A^2 + M_A^2) \quad \text{y}$$

$$\text{siendo } A = 1 - a^2 + (b + c)^2$$

$$B = M_A^2 - M_3^2$$

$$C = 2(b + c)$$

Para eliminar la raíz cuadrada, se eleva de nuevo al cuadrado y se agrupan términos con el fin de conseguir una ecuación polinómica que tiene la forma:

$$A_1 p_A^4 + A_2 p_A^2 + A_3 = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\text{donde } \begin{aligned} A_1 &= A^2 - C^2; \\ A_2 &= 2AB - C^2 M_A^2, \quad \text{y} \\ A_3 &= B^2 \end{aligned}$$

Así pues, la resolución de la ecuación (B.3) se remite a la resolución de la (B.4); esta ecuación es biquadrada por lo tanto podrá resolverse de forma convencional y dispondremos de un conjunto de cuatro soluciones que tendrán la siguiente dependencia con los coeficientes de la ecuación (B.4):

$$p_A = \{-\sqrt{x_1}, -\sqrt{x_2}, \sqrt{x_1}, \sqrt{x_2}\}$$

$$\text{siendo } x_1 = \frac{-A_2 - \sqrt{\Delta}}{2A_1} \quad \text{y} \quad x_2 = \frac{-A_2 + \sqrt{\Delta}}{2A_1}$$

$$\text{con } \Delta = A_2^2 - 4A_1 A_3$$

Estas soluciones abarcan como un subconjunto las correspondientes a la ecuación (B.3), por lo que tendremos que imponer en primer lugar que x_1 y x_2 sean reales y eliminar en segundo lugar las soluciones negativas; por último, se toma la precaución de comprobar si las soluciones resultantes cumplen la ecuación (B.3) "a posteriori". A partir de las soluciones de p_A se obtienen rápidamente los momentos p_1 , p_2 , y p_3 , con lo que el ajuste O-C queda resuelto.

2) Ajuste O-C de un vértice al que añadimos una partícula neutra:

En primer lugar, aplicamos la Conservación del Cuadrimomento al vértice que viene representado en la Figura B.2, en donde llamamos p_A , δ_A y φ_A al momento lineal, ángulo de dip y ángulo de azimut de la partícula que da lugar al vértice, p_1 , δ_1 y φ_1 a los correspondientes de la partícula neutra que deseamos añadir y, por tanto, son desconocidos, y p_2 , δ_2 y φ_2 a los correspondientes a la partícula cargada que emerge del vértice. Además, en nuestro caso, el momento lineal de la partícula A es también desconocido. Así pues, si utilizamos la misma nomenclatura que en el ajuste anterior para los cosenos directores de las partículas, las ecuaciones de conservación se expresan como:

$$p_1 l_A = p_A l_A - p_2 l_2 \quad (\text{B.5.a})$$

$$p_1 m_A = p_A m_A - p_2 m_2 \quad (\text{B.5.b})$$

$$p_1 n_A = p_A n_A - p_2 n_2 \quad (\text{B.5.c})$$

$$\left(\frac{p_1^2 + M^2}{4} \right) = \left(\frac{p_A^2 + M^2}{4} \right) - E_2 \quad (\text{B.5.d})$$

Ya que $p_1^2 = (p_A^2 + p_2^2 - 2 p_A p_2 \cos\beta)$ donde $\cos\beta = \frac{l_A l_2 + m_A m_2 + n_A n_2}{\sqrt{l_A^2 + m_A^2 + n_A^2} \sqrt{l_2^2 + m_2^2 + n_2^2}}$ la expresión (B.5.d) puede expresarse como:

$$\left(\frac{p_A^2 + M^2}{4} - 2 p_A p_2 \cos\beta + M^2 \right) = \left(\frac{p_A^2 + M^2}{4} \right) - E_2$$

que sólo posee p_A como incógnita. Para despejarla, elevamos al cuadrado ambos miembros obteniéndose:

$$2 E_2 \left(\frac{p_A^2 + M^2}{4} \right) = M^2 - M_2^2 + M_2^2 + 2 p_A p_2 \cos\beta$$

que elevando de nuevo al cuadrado y reagrupando términos da lugar a la siguiente ecuación de segundo grado:

$$A p_A^2 + B p_A + C = 0$$

donde $A = 4 (E_2^2 - p_2^2 \cos^2\beta)$, $B = -4(M_2^2 - M_2^2 + M_2^2) p_2 \cos\beta$ y $C = 4 M_2^2 E_2^2 - (M_2^2 - M_2^2 + M_2^2)$. Las soluciones de esta ecuación que sean negativas o que no posean significado físico se rechazarán como soluciones al ajuste del vértice. Posteriormente, se calculan los ángulos δ_1 y φ_1 así como el momento lineal p_1 correspondiente a la partícula neutra a partir de las ecuaciones (B.5.a,b,y c), dando por acabada la reconstrucción del vértice con adición de una partícula neutra.