

7493



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

MULTIPLICIDAD DE PARTICULAS  
POSITIVAS EN LA REACCION:  
 $\alpha + KCl \quad \Lambda \quad 1.8 \text{ Gev/NUCLEON}$

# TESIS

Que para obtener el título de:

## FISICO

Presenta:

### RAFAEL LEDESMA CARRION



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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

## .ÍNDICE.

INTRODUCCIÓN.....	00
CAPÍTULO I.	
I.I Antecedentes.....	03
I.II Descripción teórica de las reacciones nucleares de altas energías.....	05
I.III Situación experimental.....	10
I.IV Estudio de las reacciones nucleares a través de parámetros experimentales.....	11
A).Tipos de Colisiones .....	11
B).Productos de la reacción.....	12
C).Aspectos dinámicos de las reacciones.....	13
D).Sección de la reacción y la variable rapidez.....	15
E).Definición de parámetros.....	17
I.V. Comparación de los modelos teóricos con experimentos...	18
I.VI. Situación actual.....	34
CAPÍTULO II.	
2.I El experimento.....	38
2.II La cámara de trazas de destellos luminosos (C.T.L.)....	40
2.III De la teoría de townsend a la formación de una traza luminosa.....	45
2.IV El proceso de formación de una traza luminosa en la C.T.L.....	49
CAPÍTULO III.	
3.I El análisis de los eventos grabados en película fotográfica.....	54
3.II Reconstrucción de trayectorias.....	57
3.III Resultados.....	63'
3.IV Conclusiones.....	65
APÉNDICE I.....	68
REFERENCIAS.....	84

## INTRODUCCIÓN

Hablando comúnmente vemos al universo como concentraciones de materia moviéndose en el espacio. La materia está constituida de partículas muy pequeñas llamadas átomos. A la fecha se conocen más de 100 elementos químicos, compuestos de diferentes clases de átomos.

¿Cómo es que llegaron a existir estas diferentes clases de átomos?. Se piensa que durante la gran explosión, originalmente la materia era un plasma de quarks y gluones (ref.6), los cuales constituyen las partículas atómicas simples: protones, neutrones y electrones. Durante la etapa de enfriamiento de la gran explosión, algunos de los protones se fusionaron con los neutrones en alguna reacción nuclear y crearon el elemento helio. A partir de la masa en expansión de la mole de hidrógeno y helio, el universo ha evolucionado; siendo aún estos elementos los más abundantes.

Pero, ¿qué hay dentro del átomo?. Hace apenas un siglo ésta pregunta parecía estúpida, pues se consideraba al átomo como el componente primario de la materia. La palabra átomo significa que no puede ser dividido. A principios de siglo se descubrió que el átomo está compuesto de un núcleo, que contiene protones y neutrones, y de electrones que orbitan a su alrededor. En el transcurso del siglo, los físicos y los matemáticos han incrementado sus conocimientos sobre el átomo. La descripción del átomo llega a ser tan compleja que tiene que ser ilustrada con matemáticas. Al bombardear con protones al átomo, los físicos se dieron cuenta que las partículas proyectil golpeaban al núcleo y así se podía cambiar un átomo en otro. Gradualmente aparatos más sofisticados y poderosos llamados aceleradores se construyeron para aumentar la velocidad de bombardeo. En el presente se han identificado alrededor de 200 "partículas elementales", con lo que la descripción de la materia se ha alterado de nuevo.

Tanto los físicos teóricos como los experimentales, están de acuerdo en que el único modo de seguir avanzando en esta rama del conocimiento es por medio de experimentos que requieran de máquinas aceleradoras con energías de hasta  $10^{12}$  ev. Estas máquinas permitirán explorar la estructura de las partículas en distancias del orden de  $10^{-15}$  cm. y estudiar procesos que ocurren con vidas medias características del orden de  $10^{-25}$  seg. Así como poner a prueba teorías diseñadas sobre fenómenos tales como el que ocurre al traslaparse el proyectil y el blanco en una colisión nuclear, produciéndose altas densidades y temperaturas que pueden llevar a una transformación de la materia nuclear.

Este avance científico y tecnológico dará respuesta a muchas preguntas que hoy solo es posible formular. Además permitirá abrir nuevas rutas de exploración, así como plantear problemas ni siquiera sospechados hoy en día. Ya que cada respuesta nos ha traído una nueva pregunta.

## Introduccion

El estudio de las reacciones nucleares a altas energías tiene como objetivo :

- a) el conocimiento de la estructura nuclear.
- b) el entendimiento del proceso de interacción blanco\_proyectil.
- c) el estudio del comportamiento de los nucleones y su distribución en el núcleo.
- d) el análisis de las propiedades nucleares en condiciones de excitación y tensión extremas.
- e) la verificación de modelos nucleares y de reacción.

Lo anterior ha motivado el presente trabajo en el que en particular se estudia la reacción:  $\alpha + \text{KCl}$  a 1.8 GeV/A.

En el primer capítulo se habla principalmente sobre la descripción de las reacciones nucleares mediante el uso de modelos teóricos. Para esto se presenta una visión del panorama actual y de los últimos 10 años en materia de reacciones nucleares, mostrando resultados tanto teóricos como experimentales.

El segundo capítulo trata de la descripción del experimento, diciendo donde y como se realizó. También se habla del detector empleado en el experimento: "la cámara de trazas luminosas"(C.T.L.), mencionando su modo de operación y el mecanismo de formación de una "traza luminosa"(T.L.).

En el tercer capítulo, se describe la manera en que se analizan los eventos fotografiados en la C.T.L. y se presenta el procedimiento que se sigue en la reconstrucción de las trayectorias de las partículas dentro de la C.T.L. A continuación se presentan los resultados obtenidos del análisis de las fotografías y finalmente se presentan las conclusiones.

Por último, se tiene un apéndice en el que se mencionan brevemente los principios de los aceleradores de partículas, para así presentar al acelerador Bevalac.

## CAPÍTULO I

Los productos de las reacciones con iones pesados ( $A > 4$ ) a altas energías, generalmente son: nucleones, fragmentos del proyectil y blanco, y piones.

Al hablar de altas energías en reacciones nucleares, se pone como umbral la formación de piones (energías en el sistema centro de masa de alrededor de 140 Mev).

Los piones emitidos llevan importantes indicaciones sobre los mecanismos de reacción y sobre la ecuación de estado nuclear a través de las densidades y temperaturas alcanzadas durante la colisión. Por esto se estudian sus mecanismos de producción y sus multiplicidades.

### I.1 ANTECEDENTES.

Los mesones, postulados por Yukawa en 1935, son partículas inestables de masa mayor que la del electrón y menor que la de los nucleones, pudiendo tener carga positiva o negativa, o ser neutros. Mediante estas partículas se puede explicar la interacción fuerte de 2 nucleones a través del intercambio de mesones "pi" o piones, como comunmente se les llama. Esto a distancias mayores que 1 fm., pues a distancias menores o sea en la región del "carozo duro", ésta interacción se explica mediante la teoría de quarks.

Los piones positivos y negativos producidos en reacciones nucleares, fueron observados inicialmente en placas fotográficas y posteriormente en las cámaras de niebla, de burbujas, de chispas, etc.

Los piones no fueron las únicas partículas observadas en el estudio de los rayos cósmicos. En Manchester (1946), al

## CAPÍTULO I Antecedentes

tomar fotografías con la cámara de niebla se encontraron marcas con la forma de una letra "V". Se generaban por una partícula de aproximadamente 494 Mev., que se desintegraba en pleno vuelo formando 2 piones. A esta partícula se le llama actualmente " $K^0$ ". En Bristol se encontraron partículas denominadas: " $K^+$ " o " $K^-$ " que se desintegraban para formar tres piones, 2 con carga (+) y uno con carga (-), o viceversa.

La primera máquina con suficiente energía como para producir nuevas partículas fue el ciclotrón 88" de Berkeley. En 1948 Gardner y Lattes (ref. 4) utilizaron emulsiones fotográficas como detectores y reconocieron los piones producidos por el ciclotrón. Poco más tarde, Moyer (ref. 5) y su grupo también en Berkeley, detectaron rayos gama que fueron atribuidos a la desintegración del pión neutro. Así, el pión neutro fue la primera partícula descubierta con un acelerador de partículas.

El hecho de haber producido piones a través de reacciones con el ciclotrón, permitió posteriormente producir haces de piones y realizar experimentos que no eran accesibles con los rayos cósmicos. Tiempo después, los sincrotrones y los betatrones lograron acelerar electrones hasta una energía suficiente como para producir mesones, luego en 1952 el Cosmotrón sobrepasó los  $10^9$  ev. Por otro lado, en 1951 se puso en marcha en Chicago un sincrociclotrón capaz de producir mesones, mediante esta máquina E. Fermi descubrió que la sección de colisión de los piones (+-) con los protones mostraba un máximo enorme. Lo anterior era un signo evidente de la formación de partículas compuestas semiestables llamadas "resonancias". En 1955 el Bevatrón de Berkeley alcanzó la energía de 6.4 Gev, esta era suficiente para crear un par: protón-antiprotón y fue logrado por E. Segre' y otros (ref. 8). Confirmandose así la suposición de antimateria, es decir, la simetría entre partícula y antipartícula.

Años después, hacia 1970-71, fue evidente que los aceleradores de protones en la región de algunos Gev, tales como P.P.A. (Acelerador de partículas de Princeton) y el Bevatrón, habían cumplido sus misiones en la física de partículas de altas energías. Al mismo tiempo se incrementaron las aplicaciones de los aceleradores de altas energías a otros campos de la física. Y nació el interés en el uso de iones pesados en investigaciones básicas y aplicadas, iniciándose en el dominio de las energías relativistas un nuevo campo de la investigación nuclear.

Durante esta época muchos laboratorios iniciaron propuestas para convertir sus aceleradores de iones ligeros en aceleradores de iones pesados. En 1972 se propone usar el Bevatrón de Berkeley para iones pesados, usando como inyector al Superhilac, dando origen a un nuevo acelerador conocido como BEVALAC. Esta máquina ha proporcionado a la fecha más de  $10^6$  fotografías de colisiones núcleo-núcleo a energías altas en la C.T.L. ("streamer chamber"), que es uno de los dispositivos de detección con que cuenta el laboratorio. Se

# CAPÍTULO I

## Antecedentes

pueden usar haces de  $p$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}$ ,  ${}^{90}\text{Ca}$ , ..., etc., llegando a acelerar iones de uranio en 1983, para energías entre 0.2 y 2.1 GeV/A.

### I.II DESCRIPCIÓN TEÓRICA DE LAS REACCIONES NUCLEARES A ALTAS ENERGÍAS.

En las reacciones nucleares con energías del haz mayor que 0.1 GeV/A, la longitud de onda de De Broglie de los nucleones incidentes, es más pequeña que la separación típica entre los nucleones dentro del núcleo ( $\lambda < d \approx 1.8\text{fm}$ ). Este hecho implica que los nucleones del proyectil pueden "reconocer" la individualidad de los nucleones dentro del núcleo-blanco. Esto es, las interacciones entre nucleones del proyectil y el blanco son más importantes que las interacciones a través del campo medio. Como consecuencia es natural que la descripción de una colisión nuclear a alta energía pueda hacerse como una superposición de colisiones nucleón-nucleón. (fig. 1).

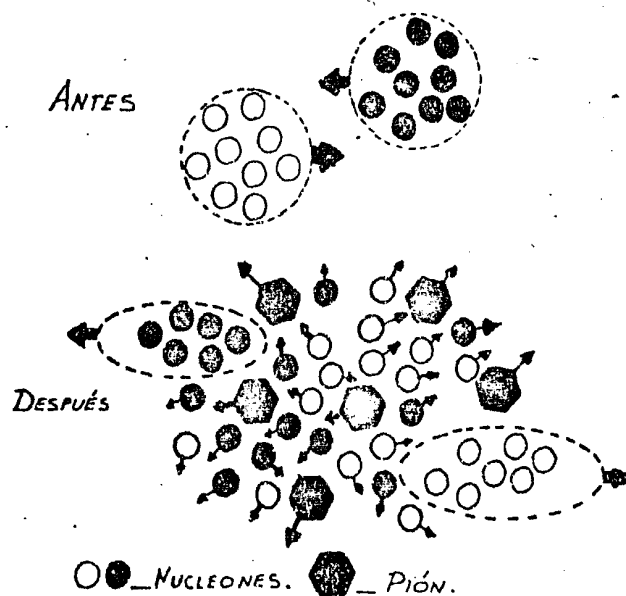


Fig. 1

Bajo estas condiciones, los nucleones involucrados en colisiones nucleares pueden ser clasificados en dos tipos:

a) los "nucleones participantes", los cuales interactúan fuertemente uno con otro durante la colisión, que también pueden ser definidos como todos los nucleones fuera de las



esferas de fragmentación de Fermi del proyectil y blanco (ref. 9).

b) los "nucleones espectadores", aquellos que no participan activamente en alguna colisión nucleón-nucleón fuerte.

Desde los primeros experimentos realizados con iones pesados relativistas, aparecieron fenómenos nuevos muy interesantes cuya explicación no podía darse en términos de los modelos teóricos ya conocidos. Como punto de partida fue necesario usar de estos modelos, introducir algunas modificaciones simples y tratar de explicar el fenómeno observado. Los modelos usados eran suficientemente simples como para hacer comparaciones con los datos experimentales, pero al mismo tiempo suficientemente apegados a la realidad, para que la comparación fuera razonable. En general, son modelos que incluyen una descripción de la forma y tamaño del núcleo e incorporan las leyes de conservación.

A continuación se consideran los modelos: hidrodinámicos, térmicos y de cascada, presentando sus características principales, posteriormente en la sección V se discutirán otros modelos que no son sino una extensión de estos.

Ya que los grados de libertad convenientes para la materia nuclear a alta densidad no están bien determinados de primeros principios, es justificable utilizar argumentos prácticos para la descripción de las colisiones nucleares. Así se intenta tratar la materia nuclear como un fluido, siempre en equilibrio, considerando que tanto el blanco como el proyectil son gotas de fluido nuclear que evolucionan de acuerdo a las leyes de la hidrodinámica. Los parámetros ajustables al modelo están asociados con una ecuación de estado nuclear y serán determinados de los datos experimentales. (ref. 10).

Otra clase de análisis proviene de la solución numérica de las ecuaciones de movimiento de Newton para nucleones que interaccionan por medio de fuerzas de dos cuerpos. Las fuerzas pueden ser dependientes de la velocidad para imitar los efectos del principio de Pauli. Pero a energías relativistas los grados de libertad aumentan muchísimo, dificultándose este tratamiento.

Una descripción completa de colisiones entre núcleos, debe requerir una teoría cuántica capaz de tratar con un número elevado de grados de libertad, ya que pueden ocurrir excitaciones. En los modelos de "cascada", la mecánica cuántica se representa por los métodos probabilísticos que determinan la situación y resultados de las colisiones, pues en estos modelos se "siguen" las trayectorias de las partículas durante las colisiones.

En un modelo de cascada, se considera que tanto como el proyectil individual como los nucleones-blanco se mueven a velocidades relativas uniformes entre colisiones con otros nucleones. La posición y consecuencia de cada colisión en una cascada dada, es determinada por una muestra aleatoria de

uniforme. Para un parámetro de impacto dado, el fireball consiste de aquellos nucleones cuyas trayectorias (líneas rectas) intersectan a la de los otros nucleones (fig.2a). El número de bariones y la carga del fireball es entonces determinado por geometría. La masa y velocidad del fireball se determinan unívocamente por la cinemática.

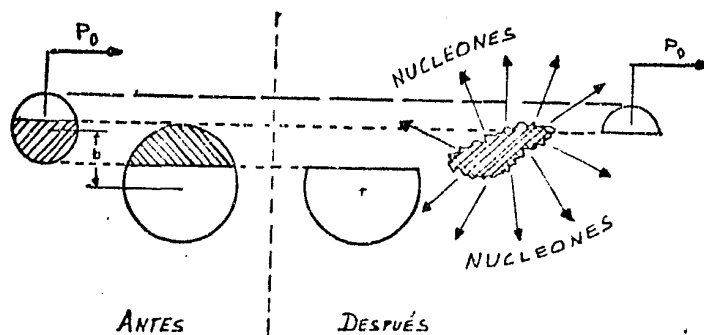


Fig. 2a

Un prerequisite para establecer un sistema hadrónico térmico es que la trayectoria libre media:  $\lambda_i$  de la  $i$ -ésima partícula sea mucho menor que el tamaño del sistema, donde :

$$1.1. \dots \dots \dots \lambda_i^{-1} = \sum_j \sigma_{ij} \rho_j$$

La sección transversal nucleón-nucleón y la densidad de nucleones se representan por:  $\sigma_{ij}$  y  $\rho_i$ , respectivamente.

La densidad nuclear del fireball alcanza hasta 2 veces la densidad nuclear normal, que es del orden de: 0.17 nucleones/fermi. El modelo no es aplicable a colisiones periféricas debido a que participan muy pocos nucleones. Para juzgar la aplicabilidad del modelo en una combinación blanco-proyectil, hay que calcular el número de nucleones participantes en el más altamente pesado parámetro de impacto.

Además de señalar que en éste modelo los hadrones están en equilibrio térmico, es importante indicar que todas las interacciones fuertes se pueden eliminar cuando la densidad hadrónica alcanza un valor crítico. Las fórmulas para un gas que no interactúa se pueden aplicar a ésta densidad crítica.

De los hechos anteriores es posible calcular la sección

CAPÍTULO I  
 Descripción Teórica de las Reacciones Nucleares

diferencial y total. Los únicos parámetros que intervienen en el modelo son: la densidad crítica, la temperatura y el momento medio  $\langle p \rangle$ . Los 2 últimos son determinados por las leyes de conservación de momento y energía.

Cuando la energía de las partículas incidentes llega a la región de los Gev, las contribuciones importantes al fireball son  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , nucleones y resonancias ( $\Delta$ ). Una aproximación difícil de justificar en el modelo es la transición instantánea del equilibrio térmico a un sistema que se expande libremente. Para las partículas de vida media grande puede ser un problema no muy grave, pero para las de vida corta puede serlo.

El modelo del FIRESTREAK, propuesto por W.D.Myers en 1978 (ref. 13), supone una unión y un equilibrio, pero no de toda la colección completa de partículas en el volumen de traslape del proyectil y blanco como una unidad, sino de la materia nuclear en tubos imaginarios que se extienden paralelamente a la dirección del haz. Cada tubo actúa separadamente como un emisor de partículas. En comparación con el fireball, el firestreak tiene la ventaja de que la difusión nuclear superficial es fácilmente acoplada, aunque este hecho no es importante para núcleos grandes. Respecto a la dependencia con la energía, en el intervalo de 100 a 400 Mev/A la consideración de un equilibrio completo en la región de traslape parece ser razonable, mientras que a energías mayores una unión completa de los tubos parece improbable.

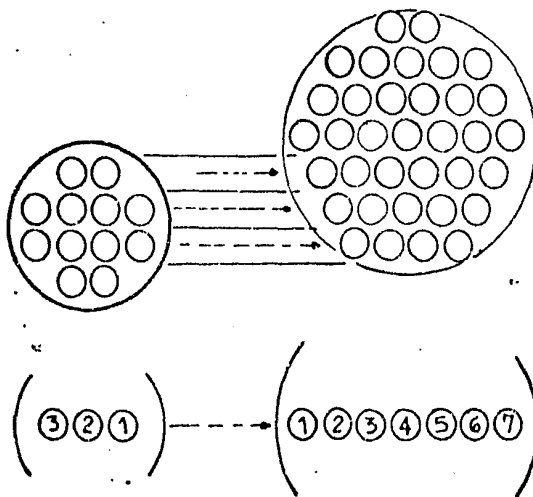


Fig.2b

MODELO HILERA SOBRE HILERA, AQUÍ, EL NUCLEÓN-PROYECTIL 1 ES DISPERSADO POR LOS NUCLEONES-BLANCO 1 A 7, ENTONCES EL NUCLEÓN-PROYECTIL 2 ES DISPERSADO POR LOS NUCLEONES-BLANCO 1 A 7, ETC.

## CAPÍTULO I

### Descripción Teórica de las Reacciones Nucleares

El modelo "HILERA SOBRE HILERA" ( ROW-ROW ) (ref. 14), emplea la teoría cuántica de Glauber y desprecia las correlaciones nucleón-nucleón. La aproximación básica es que los nucleones se mueven en línea recta, de manera que sólo interactúan los nucleones participantes que están en la misma línea recta. O sea, que la dispersión sólo puede ocurrir entre nucleones del proyectil y blanco que se encuentran en el mismo renglón.(fig.2b). La descripción microscópica de la colisión entre renglones alineados, se hace mediante un cálculo de cascada unidimensional. Se describe el estado de un nucleón en cada período de la reacción por una distribución de probabilidad en el espacio fase. Se supone que todas las colisiones inelásticas proceden vía la formación de una delta ( $\Delta$ ). Al final de una cascada, los nucleones son convertidos parcialmente en resonancias delta. La delta final decae en un pión y un nucleón, suponiendo que en el sistema centro de masa el decaimiento es isotrópico.

#### I.III SITUACIÓN EXPERIMENTAL.

Como se indico antes, en los últimos años se ha generado un gran interés por parte de los físicos nucleares en realizar experimentos de reacciones nucleares con iones pesados a energías relativistas. Entre otras cosas, se hacen estudios detallados de la producción de piones en tales colisiones con el objeto de cuantificar el mecanismo de producción de piones y explicar nuevos fenómenos, como el de la condensación. De los grupos que podemos mencionar, entre los mas activos se cuentan el de la URSS y el de los EEUU, aclarando que con este último colaboran estrechamente grupos de Japón, Alemania, México, etc..

La investigación en Rusia (ref. 15) se efectúa en Dubna en el sincrofasotrón con la cámara: SKM-200, desde 1973. En lo referente a la investigación en los EEUU, como se dijo antes, se trabaja principalmente mediante acuerdos internacionales colaborando usuarios de una gran parte del mundo. Para experimentos a bajas energías se trabaja regularmente en el Ciclotrón 88" de L.B.L. y con el Ciclotrón de la Universidad de Indiana, mientras que para experimentos a energías del orden de Mev  $\rightarrow$  Gev, se utiliza el sistema Bevalac de L.B.L.. Estos aceleradores trabajan en conjunción con cámaras de trazas luminosas (C.T.L.).

La habilitación de la C.T.L. al Bevalac se hizo en 1973 como un coproyecto entre U.C.L.A. y L.B.L. para el estudio de  $\pi^+$  y  $K^-$  induciendo reacciones en hidrógeno. En 1974 fue empleada por primera vez para explorar las interacciones de iones pesados relativistas.

Las líneas de investigación abarcan estudios que pueden ser clasificados respecto al tipo de medida que se haga. Las medidas pueden ser inclusivas o exclusivas, inclusivas son

## CAPÍTULO I Situación Experimental

aquellas en las que se enfoca la medición en un sólo producto de la reacción. Algunas de las investigaciones que se hacen son las siguientes:

1)\_La determinación de secciones totales para interacciones inelásticas y de secciones para distintos canales de fragmentación. Seleccionando colisiones en función del parámetro de impacto.

2)\_El análisis de las diferentes características de los  $\pi^-$ , como son: multiplicidades, momento transversal y rapidez, y su dependencia respecto a la masa del blanco en colisiones centrales.

3)\_El análisis de las distribuciones de multiplicidad de  $\pi^+$ s en colisiones centrales y su comparación con las observadas en colisiones inelásticas: protón-protón.

Una descripción más amplia de las líneas de investigación se encuentra en el apéndice.

Por último, hay que mencionar que se ha puesto en marcha un proyecto para iniciar una serie de investigaciones en esta línea en Europa, el que se espera comience a funcionar a partir de 1986.

### I.IV ESTUDIO DE LAS COLISIONES NUCLEARES MEDIANTE PARÁMETROS EXPERIMENTALES.

En esta sección se muestran los resultados experimentales concernientes a la producción de piones (+ y -) y protones (p), que serán comparados posteriormente con los de los modelos teóricos. Es notorio que los resultados sobre las partículas positivas son mas escasos, por lo que gran parte de los resultados se discuten para el caso de los piones (-). En el capítulo 3 de este trabajo se hace una discusión sobre el porqué de esta situación y se propone una alternativa.

A) Tipos de colisión según el parámetro de impacto:(b).

i) "Colisión Periférica" o rasante. Se le asocia un "b" máximo y es aquella en la cual uno o algunos nucleones son dejados por el proyectil o el blanco y una excitación del proyectil y de los fragmentos del blanco permanece. Operacionalmente, los eventos periféricos son definidos como fragmentación, en la cual al menos 2 nucleones del proyectil han sido observados.(fig.3).

ii) "Colisión Central". Corresponde a un b mínimo, en este caso el proyectil y el blanco se traslapan completamente, produciendose altas densidades y temperaturas.(fig.4).

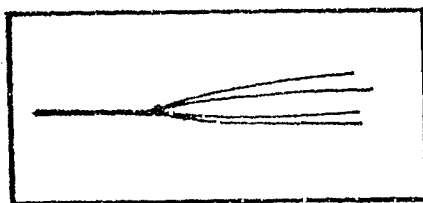
COLISIÓN PERIFÉRICA.

Fig. 3

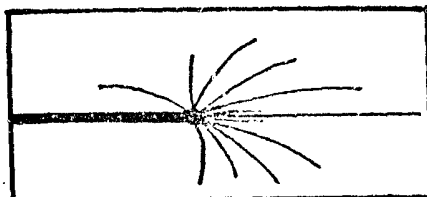
COLISIÓN CENTRAL.

Fig. 4

Es importante señalar que en el caso de las llamadas colisiones centrales no existe un criterio uniforme para identificarlas, ni se tiene una idea muy clara de como se manifiestan los efectos de un estado de alta densidad o compresión durante la colisión.

## B) Productos de la reacción.

Para los iones pesados acelerados a altas energías, los productos de la reacción son: nucleones, fragmentos ligeros, piones, etc. Para identificar estas partículas, las técnicas experimentales se basan en mediciones de la rigidez de las partículas por medio de espectrómetros magnéticos. Además de medir la radiación Cerenkov, la pérdida de energía  $-(dE/dX)$  y el tiempo de vuelo (T.O.F.). La cuenta de la producción de partículas se hace por la rotación de detectores en un amplio intervalo de ángulos. En general se hace uso de los métodos conocidos de la física nuclear y de partículas.

Respecto a la producción de mesones por partículas alfa y núcleos pesados, la característica principal de la distribución angular de la lluvia de partículas es que posee dos componentes principales:

1) protones de la fragmentación del proyectil confinados en un cono estrecho.

2) piones y protones que tienen una amplia distribución:  $\theta_{lab.} \in (0^\circ, 80^\circ)$ .

Lo anterior es suponiendo isotropía en el centro de masa

del sistema. En el sistema de referencia del laboratorio, los fragmentos del proyectil tienden a ser partículas de alta energía emitidos a muy pequeños ángulos, mientras que los del blanco son partículas de baja energía emitidas en todos los ángulos. Las partículas de la región de traslape son de relativamente alta energía y son emitidos sobre un amplio intervalo de ángulos.

C) Los Aspectos Dinámicos De La Reacción, son reflejados a través de: espectros de energía, distribuciones angulares y multiplicidades.

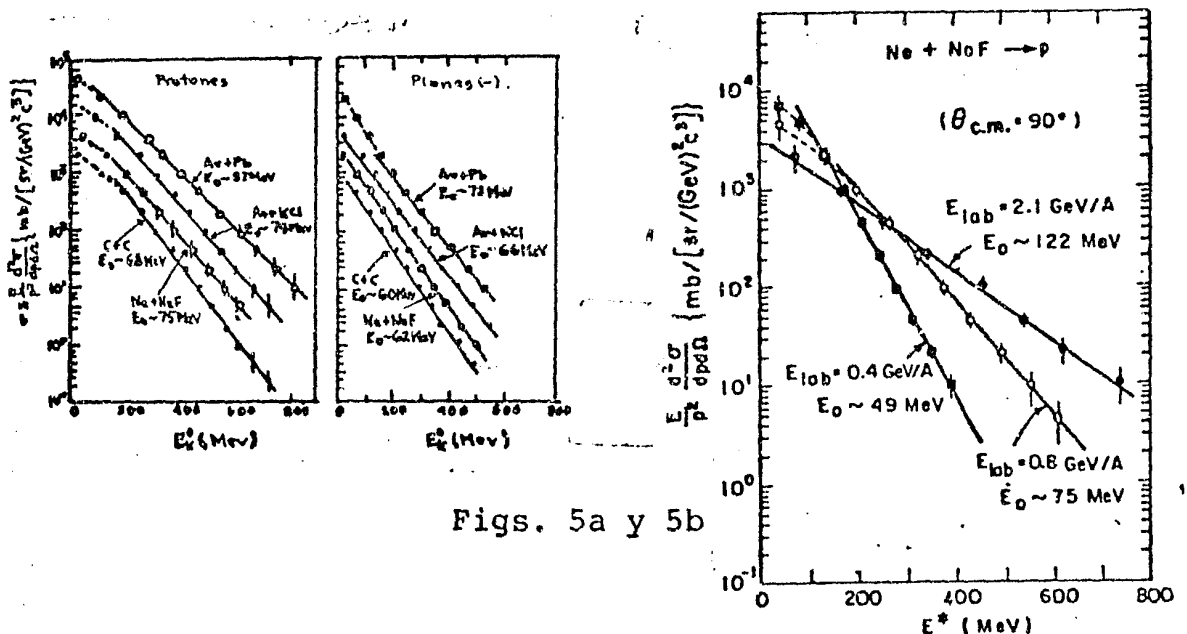
i) Espectro De Energía.

Aunque las partículas de alta energía producidas por los nucleones participantes son emitidas a grandes ángulos, el espectro de energía a  $90^\circ$  en el sistema centro de masa (c.m.), es de interés en el estudio de los mecanismos de reacción, ya que las contribuciones del proyectil y blanco son pequeñas ahí. La fig.5 (a y b) muestra las distribuciones de energía de protones y piones (-) en  $Y=(Y_p + Y_b)/2$  que corresponde a  $90^\circ$  en el sist. c.m.. Ahí la sección invariante:(ref. 34)

$$1.2... \sigma = E/p^2 d / dpdw ,$$

se grafica como función de la energía cinética en el sist. c.m.:  $E_k^*$ .

ESPECTROS DE ENERGÍA EN  $Y=(Y_p+Y_b)/2$ .



Figs. 5a y 5b

En general la forma del espectro no depende fuertemente de las masas del proyectil y blanco. La forma del espectro de protones se aproxima en la región de altas energías a una exponencial, mientras que a bajas energías se desvía de ésta forma describiendo una del tipo: "hombro-brazo". Para

# CAPÍTULO I

## Estudio Experimental de las Colisiones Nucleares

piones la forma del espectro es casi exponencial a todas las energías. El espectro se parametriza como:  $\sigma \sim \exp(-Ek^*/E_0)$ , donde  $E_0$  representa un "factor pendiente", (vease la fig. 6).  $E_0$  se caracteriza porque es sistemáticamente más grande para proyectiles y combinaciones de blancos pesados, además es mayor para protones que para piones.

FIG. 6. FACTORES DE PENDIENTE EXPONENCIAL:  $E_0$  PARA PROTONES Y  $\pi^-$  GRAFICADOS COMO UNA FUNCIÓN DE LA ENERGÍA DEL HAZ POR NUCLEÓN EN EL SISTEMA CENTRO DE MASA. LA REACCIÓN ES:  $Ne + NaF$ .

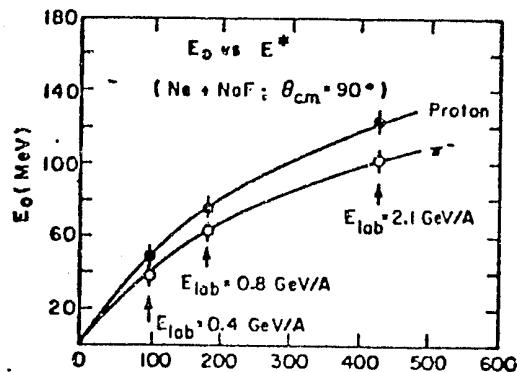


Fig. 6

### ii) Distribuciones Angulares.

Para protones se observan picos hacia delante y hacia atrás a altas energías, mientras que para piones la anisotropía observada es menor a altas energías. Chiba et al, así como Wolf et al (ref. 18), en 1979 encontraron que a baja energía los piones (+) tienen una distribución casi isotrópica, con una producción ligeramente mayor alrededor de  $90^\circ$  en el sist. c.m. (figs. 7a y 7b). Mientras que a alta energía, en  $Ek \sim 150$  Mev muestran unos picos hacia delante y hacia atrás.

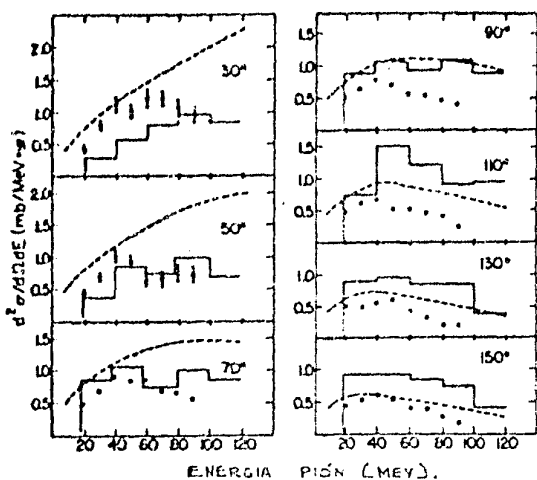
La anisotropía angular de la distribución angular de piones alcanza su máximo a energías del pión de alrededor de 150 Mev en el sistema centro de masa. (figs. 8a y 8b).

### iii) Multiplicidades.

Las distribuciones de multiplicidad de piones:  $P(n)$ , es decir, la probabilidad para la emisión de  $n$  piones por colisión, han sido medidas para una gran variedad de blancos

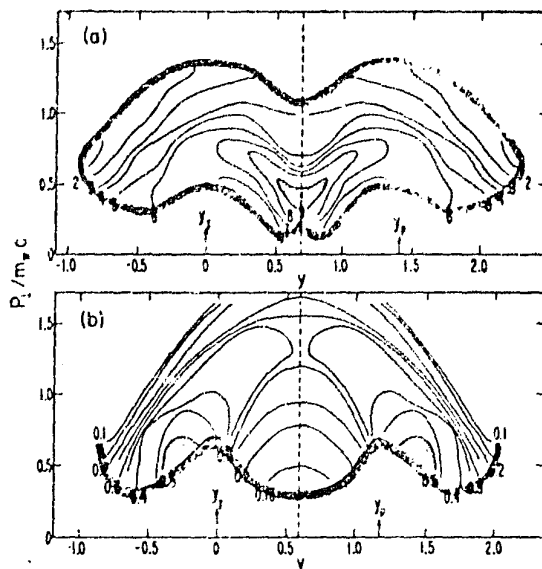


CAPÍTULO I  
Estudio Experimental de las Colisiones Nucleares



Sección diferencial doble de piones en el sist. de laboratorio para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow \pi^+\pi^+$  a 1.05 GeV/A. Las líneas sólidas muestran los resultados de un cálculo de cascada y las líneas punteadas representan los cálculos con un modelo de sirestreak nuclear (ref. 18).

FIG. 7B



a) Resultados de la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{40}\text{Ca}$  a 1.05 GeV/A - b) Construido a partir de datos de la reacción p+p a 730 MeV (ref. 18). Nótese que ambos conjuntos de datos son reflejados respecto a la rapidez media. Las sombras del contorno indican los límites de las medidas experimentales.

Fig. 7a y 7B

y proyectiles en la C.T.L., encontrándose que:

1) No hay una producción abundante de eventos de alta multiplicidad.

2) Las medidas de  $P(n)$  pueden ser ajustadas a una suma de distribuciones de Poisson dependientes del parámetro de impacto:  $P(n,b)$ , como se ha encontrado en la mayoría de los modelos tradicionales.

Esto es independiente de cuando es alcanzado el equilibrio, bajo la condición de que se desprecien correlaciones de multipiones. (ref. 19). Hay que indicar que alguna desviación de  $P(n,b=0)$  de una distribución de Poisson debe de ser una evidencia directa para la producción no usual de piones coherentes en colisiones con iones pesados.

D) Sección Transversal de la Reacción y la Variable Rapidez.

Una expresión semiempírica para la sección total de la reacción del proyectil y del núcleo-blanco, con números de masa:  $A_p$  y  $A_b$  respectivamente, es dada por Bradt y Peters (ref. 16) y se comprobó en detectores de emulsión nuclear usando rayos cósmicos.

$$1.3 \dots \dots \dots \sigma = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_b^{1/3} - \delta);$$

donde:  $r_0 = 1.37 \cdot 10^{-13}$  cm. y  $\delta$  representa la difusión y transparencia parcial de las superficies nucleares.

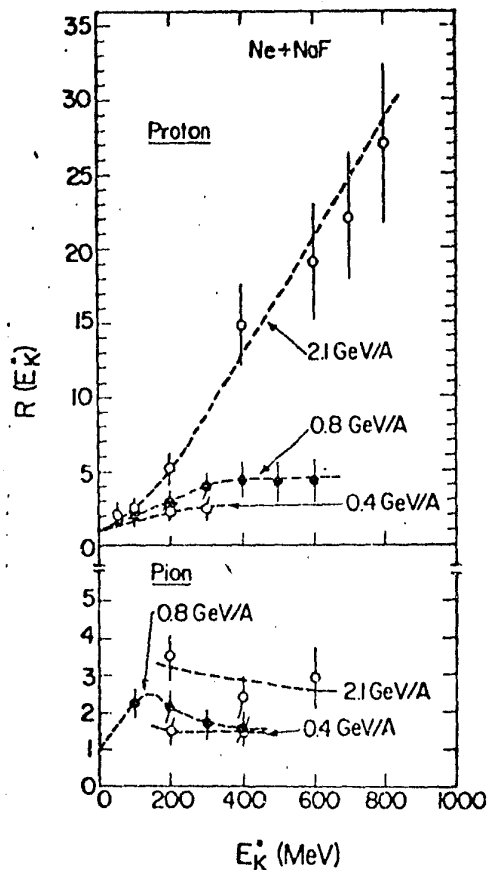
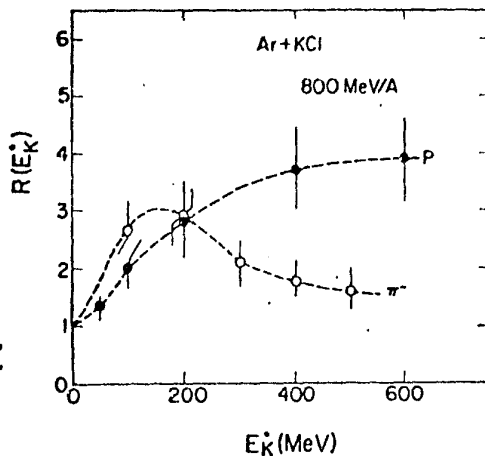
De los experimentos con rayos cósmicos se concluyó:

a) para  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ ,  $\delta = 0.5$  y  $Z \in [2, 26]$ , la suposición del traslape nuclear esta de acuerdo con medidas de la

CAPÍTULO I  
Estudio Experimental de las Colisiones Nucleares

ANISOTROPIAS ANGULARES PARA  $\pi^-$  Y  
PROTONES. LA ANISOTROPIA ANGULAR  
SE REPRESENTA POR EL PARÁMETRO:

$$R = 0.5 [\sigma(30^\circ) + \sigma(150^\circ)] / \sigma(90^\circ).$$



Figs. 8a y 8b

trayectoria libre media dentro del 10-15%. Considerando que los valores de  $S$  y  $r_0$  están acoplados, es decir, los parámetros ajustables no son únicos.

b)  $\sigma \neq \sigma(E)$  para  $E \in [0.1, 30]$  GeV, esto es:  $\sigma$  es independiente de la energía en ese intervalo.

c)  $p_i \neq p_j(E)$ ; con  $p_j$  representando al promedio de núcleos tipo "i" producidos en la fragmentación de un proyectil tipo "j".

La ecuación 1.6 es independiente de las distribuciones de densidad nuclear del blanco. En la interacción núcleo-núcleo se puede calcular  $\sigma$  usando el modelo óptico (ref. 12). Los resultados de éstos cálculos muestran a  $\sigma$  como función de  $\sigma_0$  (sección nucleón-nucleón) con valores que concuerdan con los datos experimentales. Se observa también que  $\sigma$  no es muy sensitiva a cambios en  $\sigma_0$ , ya que variaciones de  $\sigma_0$  del 10% producen cambios del 2% en  $\sigma$ .

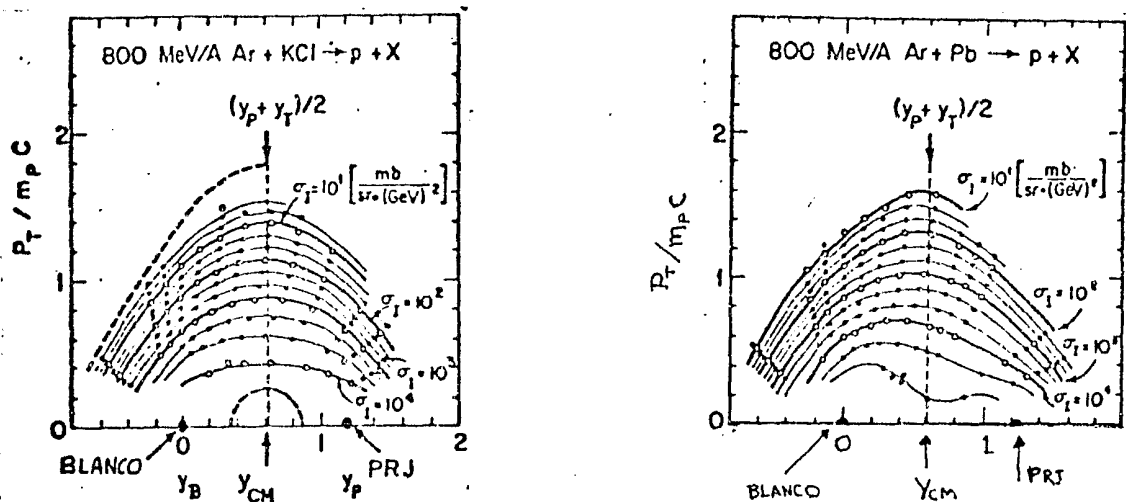
En lo referente a la variable Rapidez ( $Y$ ), tenemos que usando  $Y$  en lugar de la velocidad, se relacionan dos estructuras en movimiento mediante una simple traslación a lo largo del eje de la variable  $Y$ . Así las distribuciones

# CAPÍTULO I

## Estudio Experimental de las Colisiones Nucleares

expresadas en función de  $Y$  tienen la forma de invariantes de Lorentz. Para consideraciones a altas energías, la forma de la distribución de partículas es independiente de la velocidad de la estructura de observación a lo largo de la dirección del haz.

En el plano de la  $Y$  y del momento transversal normalizado:  $p_T/mc$ , se observa que los fragmentos del proyectil y del blanco se acumulan alrededor de los puntos:  $(Y_p, 0)$  y  $(Y_b, 0)$  respectivamente. (fig.9). Por otro lado, las partículas emitidas desde la región de traslape entre el proyectil y el blanco, son observadas sobre una amplia región de la variable  $Y$  y del momento  $p$  definida por la cinemática. Estas partículas son principalmente nucleones y piones ya que la energía transferida en estas colisiones es mucho mayor que las energías de amarre de los nucleones.



GRÁFICAS DE CONTORNO DEL ESPECTRO INCLUSIVO DE PROTONES EN EL PLANO  $Y-p_T/mc$ .

Fig. 9

### E) Definición de Variables y Parámetros.

Como se mencionó antes, trataremos reacciones del tipo:

$P+B \rightarrow F+X$ , donde:

B=Blanco.

P=Proyectil.

F=Fragmentos nucleares detectados.

X=Productos de la reacción no detectados.

Se definen:

A=Número de masa nuclear=Número total de nucleones.

b=Parámetro de impacto.

$\sigma$ =Sección Transversal de la Reacción.

$\delta$ =Parámetro de traslape.

p =Parámetro de Fragmentación.

P=Momento,  $P_{||}$ =momento longitudinal.

$P_T$ =momento transversal.

# CAPÍTULO I

## Estudio Experimental de las Colisiones Nucleares

E=Energía Total.  
T=Energía Cinética.  
 $\beta_{||}$ =Componente longitudinal de la velocidad.  
Y=Rapidez.  
Eo=Energía en reposo de la partícula.  
R=Rigidez.

Se cumplen las siguientes relaciones:  
Para el momento (en unidades de GeV/c):

$$1.4 \dots P = \beta \gamma E_0/c$$

$$1.5 \dots \beta = v/c \text{ y } \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}, \text{ con } c=1.$$

Para la Rigidez:

a) R(gauss-cm),  $R = \beta \rho$ .

1.6..

b) R(GeV),  $R = pc/ze$ ; con:  $pc = \beta \gamma E_0(\text{GeV})$ .

Con  $\rho$  representando al radio de curvatura de la trayectoria de la partícula en un campo magnético:  $B$ , y  $Z$  al número de unidades de carga llevadas por el ión. El factor de conversión de unidades es:

$$R(\text{GeV}) = 0.2998 R(\text{kilogauss-metro}).$$

Para la energía cinética por nucleón:

$$1.7 \dots T/A = (\gamma - 1) E_0/A, \text{ con } T \text{ en GeV.}$$

Respecto a la Rapidez, tenemos que para una partícula en algun sistema Y es dada por:

$$1.8 \dots Y = 1/2 \ln (E+P_{||}) / (E-P_{||}) \text{ Tanh}^{-1} \beta_{||}.$$

Para mayor información se puede consultar el apéndice II de la referencia 43.

### I.V COMPARACIÓN DE LOS MODELOS TEÓRICOS CON LA EVIDENCIA EXPERIMENTAL.

Una suposición esencial en el modelo HIDRODINÁMICO es que cuando 2 componentes del fluido nuclear se traslapan, ellas comparten su momento y energía instantáneamente llegando al equilibrio como una sola componente del fluido. Mientras esta presunción simplifica el modelo, se encuentra

que contradice la información experimental tanto de colisiones nucleón-núcleo como de nucleón-nucleón.(ref. 20). Estos experimentos sugieren que a altas energías, un proyectil deposita solo una fracción de su energía y de su momento en el blanco. Si el mismo principio se aplica también a colisiones de 2 piezas de materia nuclear, entonces el supuesto equilibrio instantáneo es incorrecto cuando se tienen grandes velocidades relativas.

Tomando en cuenta estos resultados y de lo conocido de la física de partículas elementales, se construye un modelo de 2 fluidos de colisiones nucleares relativistas, en el que las ecuaciones dinámicas de los fluidos acoplados se resuelven para separar los fluidos del blanco y del proyectil. Las ecuaciones de movimiento de estos fluidos expresan la conservación del número de nucleones, energía y momento, además de la transferencia de energía y momento entre fluidos. El modelo es diseñado de tal manera que a altas velocidades relativas el fluido-proyectil deposite sólo una fracción límite de su momento y energía en el fluido-blanco y viceversa. A bajas velocidades relativas, los fluidos blanco y proyectil se mezclan en cuyo caso se recobra el modelo de un fluido.(vease la fig.10 en la que se esquematiza una colisión a 2.1 Gev.)

A altas energías de bombardeo, el modelo describe los datos experimentales adecuadamente en la dirección delantera del espectro, pero a  $90^\circ$  los valores son solo  $1/4$  de los experimentales. La exactitud en la descripción de los datos experimentales aumenta con la masa del proyectil y con la energía de bombardeo, esto se debe posiblemente a que: i) se tienen mas grados de libertad, ii) se tiene una región superficial mas pequeña en comparación con el volumen, y iii) se deposita mas energía y momento que en el caso de los proyectiles ligeros.

Cuando los dos fluidos son vistos separadamente, la energía compresional es relativamente pequeña comparada con la energía interna de excitación. Sin embargo, cuando los dos fluidos se unen la energía obtenible esta primordialmente en forma de energía compresional (energía mecánica).

Respecto de los modelos térmicos, tenemos:

El modelo inicial del FIREBALL predice que visto desde el c.m., la distribución angular es isotrópica, lo cual concuerda con lo evidenciado experimentalmente como se aprecia en la fig.11. Pero los grados de libertad asociados a los piones no se incluyen en el modelo y como consecuencia no se puede explicar el espectro de los piones, por lo que la temperatura que se predice es muy alta como se ve en la fig.5, al fijarnos en la pendiente. Hay que señalar que la temperatura predicha es mas alta para colisiones de igual masa y mas baja para colisiones de masa diferente. El único acierto de este modelo original fue la explicación del espectro de energía de los protones.

CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento

TIEMPO DE EVOLUCIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN DE MATERIA DURANTE LA COLISIÓN  
PARA TRES DIFERENTES PARÁMETROS DE IMPACTO.

$${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \quad \frac{E_{\text{bomb.}}}{20} = 250 \text{ MeV}$$

$${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \quad \frac{E_{\text{bombaydeo}}}{20} = 2.1 \text{ GeV}$$

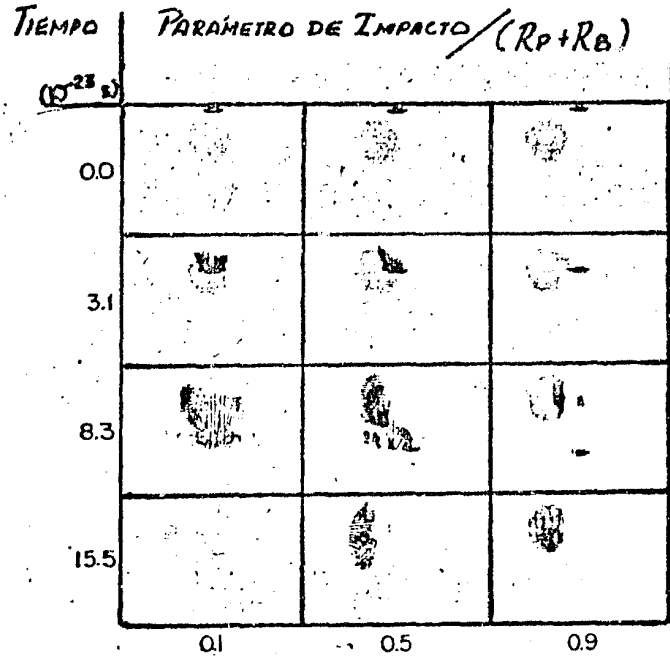
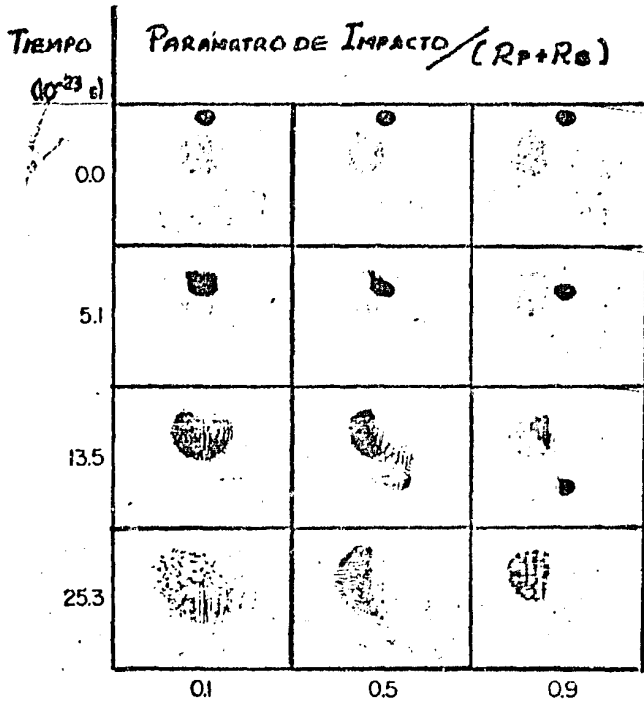


Fig. 10

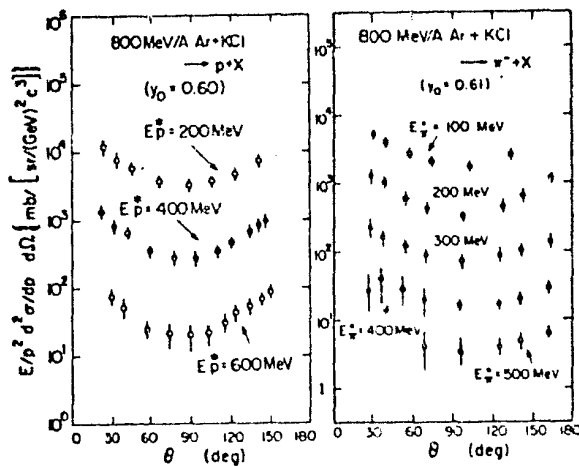


Fig. 11

DISTRIBUCIÓN ANGULAR

Al incluir en el modelo los grados de libertad asociados a los piones, se bajo la temperatura a un valor que explica la pendiente observada en la fig.5, pero aparecen dos dificultades:

1)\_La predicción de que las pendientes de los piones y protones es igual, lo que contradice la evidencia experimental, y 2)\_La predicción de un espectro exponencial tipo Boltzmann, que no concuerda con la forma hombro-brazo vista en la fig.5.

Los modelos: FIRESTREAK y DOBLE FIREBALL, se introdujeron para explicar la anisotropía angular, explicando cualitativamente en forma general la anisotropía para protones y la pequeña anisotropía para piones. Explicandose así la dependencia de la pendiente inversa:  $\rho$  sobre las masas del proyectil y blanco, sin embargo dos nuevas dificultades aparecieron:

1)\_La predicción de gran anisotropía asociada a grandes energías  $E_k$ , que no concuerda con la dependencia de la energía de la distribución angular dada experimentalmente por Wolf et al en 1979, y 2)\_Una sobre predicción de la sección de piones por un factor de 2.

Un modelo de "Expansión Térmica" (ref. 21), fue introducido para explicar la diferencia de pendiente entre piones y protones, según éste, el sistema hace explosión isentrópicamente después de la formación inicial del fireball. Durante el período de explosión la temperatura del sistema baja y finalmente cuando las partículas son emitidas, la temperatura del sistema es significativamente mas baja que la del fireball inicial, concluyéndose que el espectro de energía es la superposición del espectro térmico y el flujo de explosión.

Debido a que las partículas de gran masa son más afectadas por la velocidad del flujo, el espectro de energía de los protones tiene una amplitud mayor que la correspondiente a los piones. Bajo estas suposiciones, a 800 Mev/A si la mitad de la energía disponible va a la temperatura del sistema final y el resto va al flujo explosivo, entonces la diferencia de pendiente entre piones y protones se explica.

Sin embargo, se encuentra que a 2.1 Gev/A la forma hombro-brazo no se explica en el espectro de protones. Otra dificultad estriba en el hecho de que el tiempo de explosión, es comparable al tiempo de termalización, por lo que la suposición de que el sistema explota mientras se encuentra en equilibrio térmico, no se justifica.

Por último, éste modelo toma un valor de la densidad crítica o de rompimiento ( densidad en la que se alcanza el equilibrio y abajo de ella la distribución de momento de los fragmentos no cambia ) de  $\rho/\rho_0 = 2.0$  para explicar la razón: pión/Z. J.Gosset et al (ref. 22) calcularon en 1978 este parámetro crítico ( $\rho_c$ ), determinando un valor de 0.12

## CAPÍTULO I Comparación Teoría-Experimento

hadrones/fm..

Respecto de los "modelos de colisión individual" (ref. 23), recordando las distribuciones angulares de piones vistas en las figs. 7 y 8, en donde se aprecia una fuerte anisotropía angular en  $E_k^* \approx 150$  Mev, se llega a suponer que la formación de  $\Delta$ 's vía colisiones nucleón-nucleón (N-N), es una forma importante de la producción de piones. Ya que al decaer las  $\Delta$ 's se incrementa la producción de  $\pi$ 's a ésta energía.

De lo discutido anteriormente concluimos que en general los modelos térmicos, de colisión individual N-N y de fluidos nucleares, tienen solamente un éxito parcial en la reproducción de las formas encontradas experimentalmente. En consecuencia se torna a utilizar modelos unificados que incluyen algunos aspectos de los mencionados anteriormente. Esta nueva categoría de modelos se basan en cálculos muy extensos y se clasifican dentro del término de "cálculos de cascada", cuyos principios ya fueron mencionados. En la simulación de los procesos se usa un procedimiento computacional de "bases de tiempo semejante", llamado: MONTECARLO (ref.24). Éste procedimiento "sigue" la evolución de los estados de todas las partículas-cascada como una función del tiempo. Una de las ventajas de utilizar las bases de tiempo semejante es la posibilidad de cambiar las propiedades globales del sistema así como sus procedimientos de interacción.

Otra ventaja es la posibilidad de incluir interacciones entre las partículas-cascada, es decir, entre cualquier pareja de partículas que hallan sufrido una o mas interacciones durante la cascada.

Los modelos de CASCADA INTRANUCLEAR (ref. 25), tratan correctamente los procesos de colisión múltiple en el núcleo, pero no toman en cuenta las correlaciones entre nucleones. Se basan en conceptos de la mecánica clásica relativista y consideran que tanto el proyectil como el blanco son gases de Fermi "fríos" en sus respectivos pozos de potencial. El único concepto de la mecánica cuántica involucrado es el principio de Pauli, los piones son producidos durante la formación de  $\Delta$ 's y el decaimiento subsecuente.

La interacción de una partícula individual con un núcleo a través de una cascada intranuclear involucra un número muy pequeño de partículas-cascada. La densidad de partículas en la región exterior al "mar de Fermi" del blanco evoluciona muy poco en la interacción, teniéndose que las distancias entre las partículas energéticas son generalmente grandes.

Con el propósito de calcular las interacciones entre las partículas cascada (discretas) y las partículas del proyectil y blanco, se propone el modelo de INTERACCIONES CASCADA-CASCADA (ref. 26), en el que las distribuciones de partículas-cascada son consideradas continuas. Siendo así, que los cálculos de las interacciones involucran una partícula discreta y una densidad continua asociada.

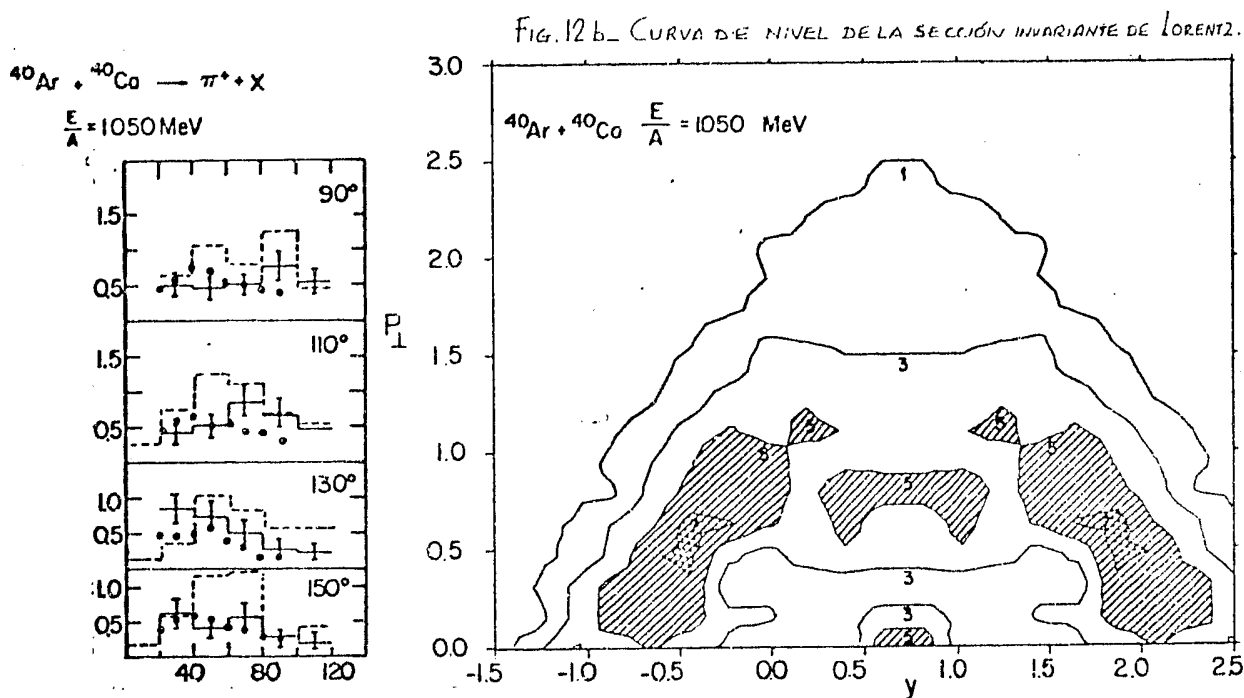
Cada partícula-cascada se representa en éste sistema en



CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento

reposo por una distribución gaussiana centrada en esta posición discreta, con una desviación estándar de 1 fm.. Cada partícula-cascada puede interactuar con las distribuciones continuas de los mares de fermi del proyectil y del blanco, y la distribución continua de estas partículas cascada asociadas. La única restricción es que 2 partículas-cascada dadas no pueden interactuar más de una vez, hasta que al menos una de ellas interactúe con una tercera partícula.

Las secciones inclusivas de protones son insensitivas a la redistribución cascada-cascada, pero para los piones se ve un efecto sobre el número de piones emitidos, el cual es pequeño como puede apreciarse en la fig.12, en la que se compara con los datos de G.D.Westfall et al. (ref. 18).



Figs. 12a y 12b

LA FIG. 12a, MUESTRA LA SECCIÓN DIFERENCIAL DOBLE INCLUSIVA PARA LA EMISIÓN DE  $\pi^+$ . LOS PUNTOS REPRESENTAN LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LA REFERENCIA 18, LAS LÍNEAS SÓLIDAS SON LOS RESULTADOS CORRESPONDIENTES A LA INCLUSIÓN DE INTERACCIONES CASCADA-CASCADA, MIENTRAS QUE LAS LÍNEAS PUNTEADAS CORRESPONDEN A LA EXCLUSIÓN DE ÉSTAS.

Lo anterior puede ser resultado de un incremento en la captura de piones en la reacción:  $\Delta + N \rightarrow 2N$ , debida al aumento de la densidad de partículas visto por las resonancias  $\Delta$  como consecuencia de la inclusión de partículas-cascada en este tipo de cálculo.

Se ha encontrado que los espectros de una partícula no son muy convenientes para revelar los mecanismos básicos de una reacción, por lo que para poder discriminar mejor entre los diferentes modelos es necesario incluir cantidades mas exclusivas. Así es deseable introducir correlaciones, que se espera sean mas específicas que los espectros inclusivos. Un paso en esta dirección se da al tratar correlaciones de 2 nucleones en el modelo ROW-ROW de Hufner y Knoll (ref. 14).

CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento

En este modelo (ref. 7) se consideran colisiones entre un núcleo-proyectil:A y un núcleo-blanco:B, el número de nucleones es dado por:

$$1.9 \dots A = \int d^3 \bar{r}_A \rho_A(\bar{r}_A) , B = \int d^3 \bar{r}_B \rho_B(\bar{r}_B).$$

A altas energías el movimiento es predominantemente en la dirección del haz, lo que adquiere un significado especial. Se introducen cantidades adimensionales invariantes ante transformaciones de Lorentz:

$$1.10 \dots \alpha(S_A) = \sigma_{NN} \int dz_A \rho(\bar{r}_A) ; \beta(S_B) = \sigma_{NN} \int dz_B \rho(\bar{r}_B).$$

Donde  $\beta$  representa el número medio de interacciones binarias que sufre un nucleón moviéndose con la velocidad del haz a través del núcleo B en línea recta paralela al haz, con un parámetro de impacto:  $S_B$ . De manera análoga se define  $\alpha(S_A)$ . Vease la fig.13.

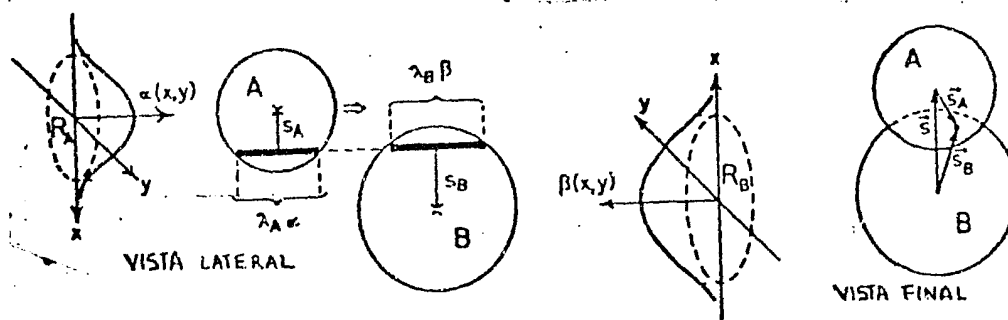


Fig. 13

ILUSTRACIÓN DE LA GEOMETRÍA NUCLEAR. EL NÚCLEO-PROYECTIL SE APROXIMA AL NÚCLEO-BLANCO: B A UN PARÁMETRO DE IMPACTO: S. LOS NÚCLEOS SON REPRESENTADOS POR SU RADIO Y POR UN PAR DE TUBOS COAXIALES.

En ésta representación se supone que la colisión nuclear esta dirigida a la emisión de nucleones y mesones, advirtiéndose que algunos bariones decaen antes de la detección.

La posibilidad de que varios nucleones se condensen en un fragmento compuesto es despreciada, ya que este proceso da muestras muy pequeñas en las formas bajo estudio. El principal efecto del acoplamiento de los grados de libertad mesónicos es la introducción de la inelasticidad en colisiones N-N, esta forma se incluye como se dijo anteriormente para permitir la formación de  $\Delta$ 's.

Como la sección de dispersión crece formando un pico delantero, se verifica que en una colisión nuclear a alta energía, las trayectorias de las partículas permanecen relativamente sin reflexión en la primera parte de la interacción. Entonces se supone que la geometría de los dos núcleos que colisionan cambie solo muy poco sobre la región

CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento

transversal explorada por una partícula dada durante el curso de la colisión. Lo anterior indica que localmente se puede reemplazar la geometría curva por una plana y así expresar las funciones de distribución de un nucleón (generada en colisiones núcleo-núcleo) por:

$$1.11 \dots \phi_{AB}^1(Y, S) = \int d^2 S_A \int d^2 S_B \delta(S_A - S_B - S) \phi_{\alpha\beta}^1(Y).$$

Donde:  $\phi_{\alpha\beta}$  representa la contribución por unidad de área a la función distribución final de un nucleón en una colisión nuclear con espesores:  $\alpha(S_A)$  y  $\beta(S_B)$  correspondientes al espesor nuclear local. Cabe señalar que a energías relativamente moderadas (1 GeV./A), las partículas sufren una deflexión y la aproximación 1.11 es algo rudimentaria. Sin embargo, el modelo es valorado como una herramienta simple para estudios explícitos de efectos de colisiones múltiples. Además se tiene que la prescripción geométrica 1.11, es similar a la que forma las bases del modelo de FIRESTREAK (ref. 13). Efectivamente, 1.11 se reduce a la expresión del firestreak si las colisiones se consideran totalmente inelásticas, tal que la forma espectral de  $\phi_{\alpha\beta}^1$  dependa solamente de  $\alpha$  y  $\beta$  de acuerdo a  $n = \alpha / (\alpha + \beta)$ .

De 1.11, se deriva la expresión para el espectro inclusivo de un nucleón:

$$1.12 \dots d\sigma/dY = \sum_Y d\sigma_Y/dY = \int d^2 S_A \int d^2 S_B \phi_{\alpha\beta}^1(Y);$$

y la sección inclusiva para un nucleón será:

$$1.13 \dots \sigma(N) = A \xi_A + B \xi_B.$$

$\xi$  = área de las proyecciones de los dos núcleos sobre el plano transversal. Para núcleos de forma esférica, tenemos que  $\xi = \pi R^2$ , de manera que se recobra la expresión de sección dada para el FIREBALL.

En un límite ideal (los nucleones moviéndose en línea recta), las correlaciones dinámicas solo pueden ocurrir entre partículas que se originen en el mismo tubo de sección:  $\sigma_{NN}$ . La función de correlación de 2 partículas a una multiplicidad "Y" dada, es:

$$1.14 \dots C_Y(Y, Y') = d^2\sigma_Y/dYdY' - d\sigma/dY \cdot 1/\sigma_Y \cdot d^2\sigma_{Y'}/dY'.$$

Además, la independencia dinámica de dos partículas originadas en diferentes posiciones transversales implica que sus funciones de distribución finales se reducen a una forma producto.

Por ésta razón, es posible derivar expresiones relativamente simples para las correlaciones de dos partículas, como la siguiente:

$$1.15 \dots \bar{C}(Y, Y') = \int d^2 S_A \int d^2 S_B \bar{C}_{\alpha\beta}(Y, Y'). \text{ Donde:}$$

$$1.16... \rho_{\alpha\beta}(Y, Y) = \phi_{\alpha\beta}^2(Y, Y) - \phi_{\alpha\beta}^1(Y) \phi_{\alpha\beta}^1(Y)$$

$\phi_{\alpha\beta}^2$  representa la contribución por unidad de área a la función de distribución de 2 partículas, por partículas originadas en el mismo tubo de sección  $Q_{HH}$ .

Para colisiones núcleo-núcleo, 1.15 puede ser obtenida al considerar cascadas colineales. La determinación experimental de  $\bar{C}$  esta condicionada por la capacidad de medir multiplicidades ( $y$ ).

La expresión 1.15 considera todos los parámetros de impacto, pero es de interés el restringir el intervalo de parámetros de impacto, como puede ocurrir al considerar sólo colisiones centrales o periféricas. Para esto se requiere introducir un factor que exprese la reducción relativa de la combinación particular de espesores:  $\alpha(S_A)$  y  $\beta(S_B)$  en la restricción considerada en la region de parametros. Este factor se denota por:  $X_{\alpha\beta}$  y toma valores entre 0 y 1, y tiene la peculiaridad de que se incorpora al tratamiento de Glauber sin complicaciones.

Para el caso de esferas bien definidas, se tiene que:

$$1.17... d^2S = -1/2 \pi \lambda_A^2 \alpha d\alpha; \quad \lambda_A \rho_A \sigma_{HH} = 1$$

$$1.17b... d^2S = -1/2 \pi \lambda_B^2 \beta d\beta; \quad \lambda_B \rho_B \sigma_{HH} = 1$$

Entonces:

$$1.18... d\sigma/dY = (1/2 \pi \lambda_A \lambda_B)^2 \int_0^{2R_A/\lambda_A} d\alpha \int_0^{2R_B/\lambda_B} d\beta \alpha \beta \chi_{\alpha\beta} \phi_{\alpha\beta}^1(Y)$$

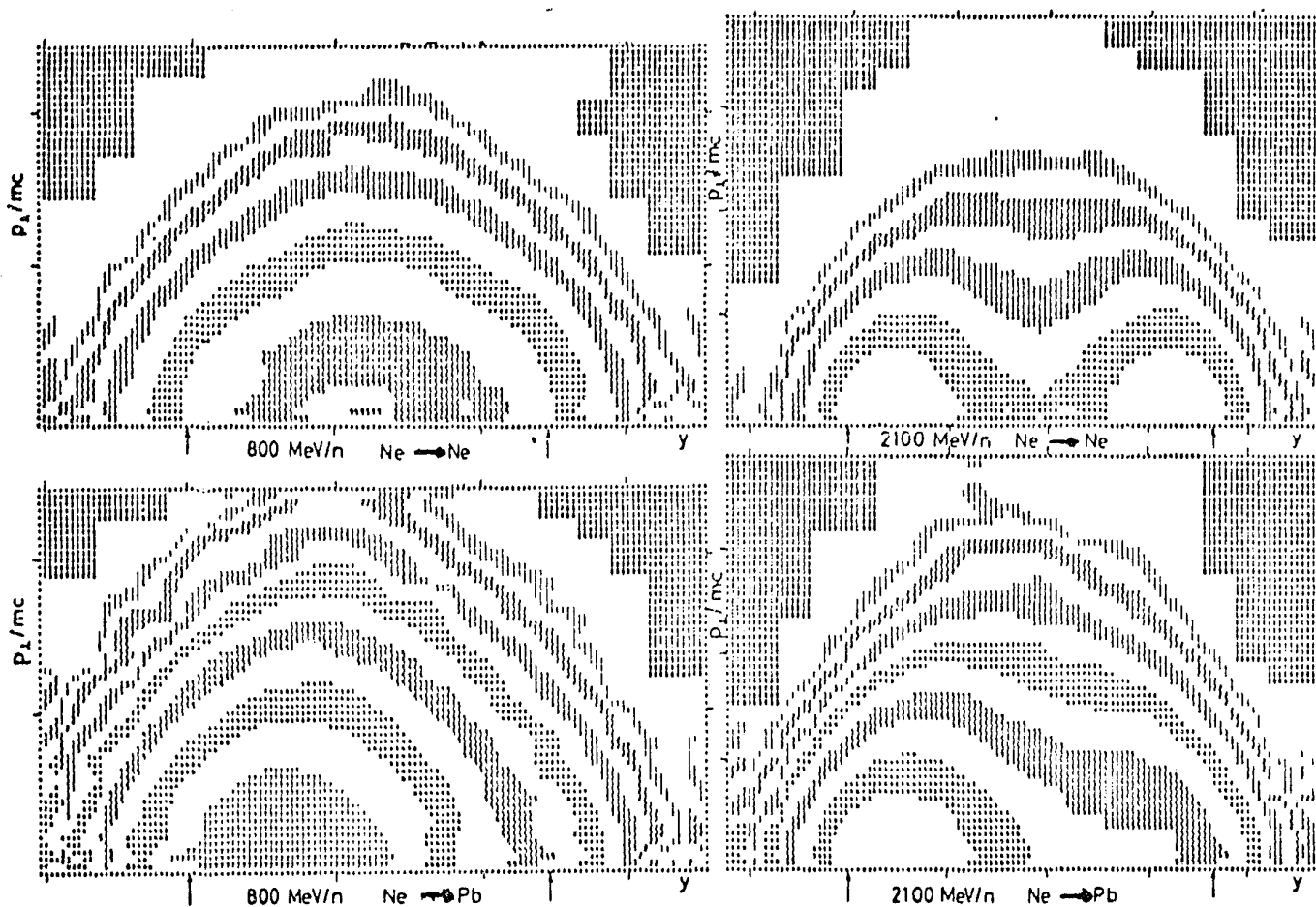
$$1.19... C(Y, Y) = (1/2 \pi \lambda_A \lambda_B)^2 \int_0^{2R_A/\lambda_A} d\alpha \int_0^{2R_B/\lambda_B} d\beta \alpha \beta \chi_{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta}(Y, Y)$$

Las expresiones correspondientes a geometrías más generales, tales como núcleos difusos o deformados pueden ser obtenidas por modificaciones a los coeficientes geometricos. Como un ejemplo se calcula el espectro de nucleones:  $d\sigma/dY$  para las reacciones:  $Ne + NaF$  y  $Ne + Pb$  a diferentes energias. En la fig.14 se observa que cuando la energia del haz es incrementada, el contorno crece elongadamente mostrando una estructura binaria mas pronunciada. Lo que tambien es visto en los datos de S.Nagamiya presentados en la Conferencia Internacional sobre la Estructura Nuclear de 1977 en Tokyo.

Para el calculo de la funcion de correlacion se consideran colisiones hipoteticas de 2 nucleones vestidos con movimiento de Fermi, como si estuvieran en un nucleo ordinario. La proyeccion en el plano:  $YY$ , muestra un ancho valle a lo largo de la diagonal negativa que representa el cuadrado del espectro de una particula.

Mientras que el canal estrecho que une los puntos:

CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento



GRÁFICAS DE CONTORNO DE LA SECCIÓN INVARIANTE EN EL PLANO  $P_T/mc - Y$ .

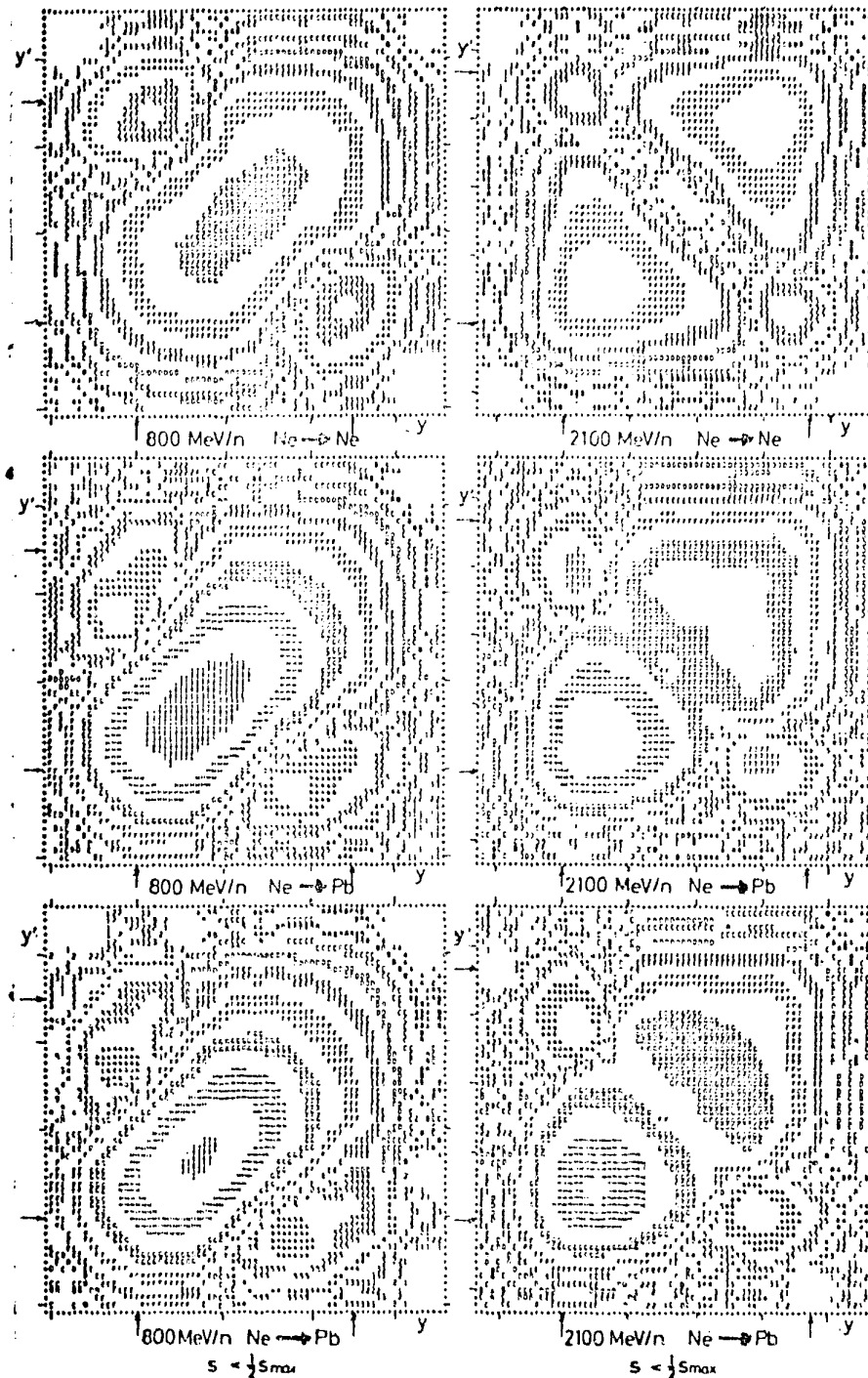
Fig. 14

$(Y_A, Y_B)$  y  $(Y_B, Y_A)$ , refleja la correlación inducida por la conservación de momento en colisiones N-N. (fig.15). En la proyección del plano  $P_T - P_T'$ , se observa un pico alrededor de  $(q, q)$ , donde  $q$  caracteriza la transferencia de momento. A 250 MeV/A esta señal no es claramente visible debido al efecto de "embarramiento" del movimiento de Fermi.

La fig.16 ilustra como las colisiones multiples modifican la estructura en la proyección:  $YY'$ . Aunque el valle en la diagonal negativa ha crecido debido al mayor número de participantes, distintos picos positivos estan presentes.

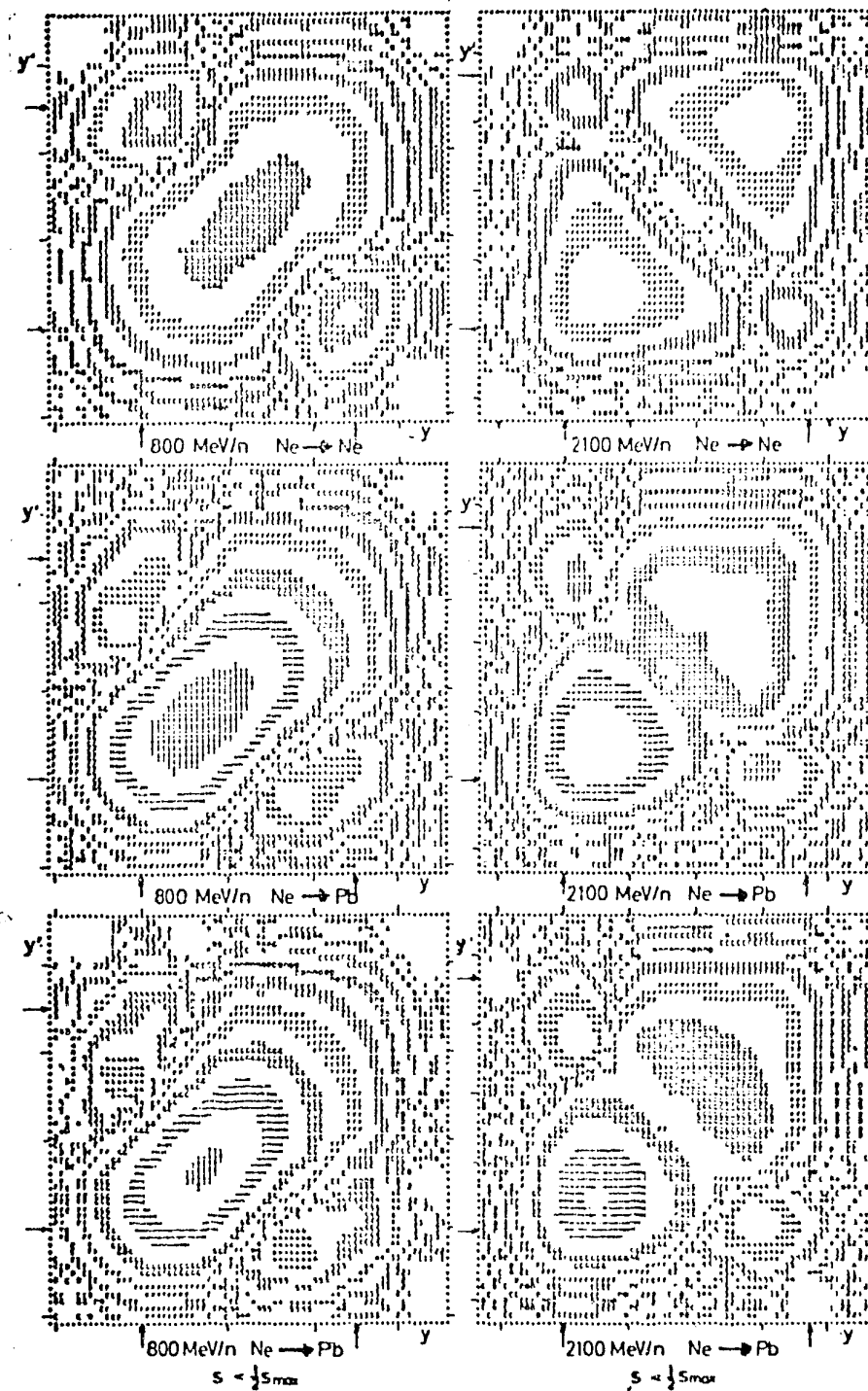
Estos resultados sugieren que tales formas de estructura se pueden observar en colisiones reales. Hay que señalar que a las energías obtenibles en el presente, los nucleones pueden sufrir deflecciones que tienden a reducir la estructura de la función correlación. En consecuencia las dispersiones subsecuentes deben producir degradaciones

CAPÍTULO I  
 Comparación Teoría-Experimento



FUNCIÓN DE CORRELACIÓN, EN LOS PLANOS  $yy'$  y  $P_T/mc$   $P_T'/mc$ .

Fig. 15



PROYECCIONES DE LA FUNCIÓN CORRELACIÓN.

Fig. 16

# CAPÍTULO I

## Comparación Teoría-Experimento

posteriores, por lo que en las colisiones nucleares reales se espera se exhiba menos correlación entre las 2 partículas que la mostrada aquí.

Por otro lado, a mediados de 1978 se propuso un modelo para describir el mecanismo de reacción nuclear, se le llamo: HADROQUÍMICO (ref. 27); en el, sólo se consideraban colisiones centrales entre iones pesados de igual masa. Al considerar mezclas a altas temperaturas (de nucleones, piones, resonancias  $\Delta$  y  $\rho$ , etc.) en equilibrio térmico, la temperatura debe ser lo suficientemente alta para que exista una alta producción de resonancias. Esta situación es similar a las reacciones químicas ordinarias, así que el nombre de reacciones "hadroquímicas" es apropiado. La aproximación más fuerte en el modelo es la introducción de un gas compuesto de hadrones (calientes) termalizados. Esta suposición fue inspirada en dos fuentes: 1) el éxito del modelo del fireball y 2) por que los cálculos mecánico-cuánticos también apuntan al desarrollo de la termalización en colisiones con iones pesados.

En el modelo, la reacción es descrita como la colisión de dos esferas interpenetrantes originalmente llenas de un gas de nucleones "fríos", el proceso se ve en el sistema centro de masa y se hacen las siguientes suposiciones:

a) El blanco y el proyectil tienen "A" nucleones ( $A_p=A_b$ ), representados originalmente por esferas de volumen:  $V_p=V_b$  en movimiento. Antes de la colisión la densidad de nucleones fríos es:  $\gamma_{00}$  y es uniforme dentro de las esferas, así:  $\gamma_{00}V_0=2A$ ; con  $V_0=V_p+V_b$ . La reacción procede suponiendo que los nucleones del lado exterior de la zona de colisión, no son influenciados y por lo tanto mantienen la densidad original  $\gamma_{00}$ . Los nucleones fríos dentro de la zona de colisión (denotada por:  $V_{pb}(t)$ ) se supone tienen una densidad espacial uniforme dependiente del tiempo:  $\gamma_0(t)$  en el volumen:  $V_{pb}(t)$ .

b) Al traslaparse las esferas proyectil-blanco, los nucleones en  $V_{pb}$  comienzan a colisionar entre ellos. Ocurren dispersiones elásticas así como producción de resonancias. Los nucleones dispersados hacia afuera y las resonancias producidas son consideradas como constituyentes de una nube de gas "caliente" en el sistema c.m., a una temperatura: T y con un volumen:  $V_{gpb}$ .

En el primer período de la reacción se satisface que:  $V_g(t)=V_{pb}(t)=V_{gpb}$ . Las partículas de la nube colisionan una con otra y también con los nucleones fríos que se mueven rápidamente. Durante las colisiones, también se producen resonancias, pues el gas caliente consiste de: nucleones (N), piones ( $\pi^\pm$ ), resonancias  $\Delta$ , mesones  $\rho$ , etc. Denotando a los nucleones fríos en el núcleo original por:  $N_0$ , la lista de diferentes procesos inelásticos que pueden ocurrir (desde el punto de vista de este modelo) son:



CAPITULO I  
Comparación Teoría-Experimento

$$\begin{array}{ccccccc} \text{NoNo} & \text{--NN} & \text{NoNo} & \text{--N}\Delta & \text{No}\Pi & \text{--N}\Pi & \Delta \text{---N}\Pi . \\ \text{NoN} & \text{--NN} & \text{NoN} & \text{--N}\Delta & \text{NN} & \text{--N}\Delta & \rho \text{---}\Pi\Pi . \end{array}$$

c)\_La nube de gas "caliente" se describe como un gas ideal de Boltzman relativista. Se asume que el gas esta en un equilibrio térmico pero no químico. La evolución temporal de las densidades de las diferentes partículas son descritas en términos de ecuaciones estadísticas que toman en cuenta los efectos de los cambios de volumen. La dependencia de la temperatura respecto al tiempo es determinada de la ecuación de conservación de energía.

d)\_En el instante:  $t_m$  en que ocurre el máximo traslape de las esferas (es decir:  $V_g(t_m) = V_p(t_m) = V_{gpb}(t_m) = V_p = V_b$ ), el gas se desacopla del núcleo incidente y la nube de gas esférica:  $V_g(t)$  comienza una expansión adiabática. Para la descripción aproximada de la expansión, se emplea la dependencia temporal del radio de la esfera de gas:  $R(t)$  que esta dada por el modelo HIDRODINÁMICO (ref. 28). La energía cinética del flujo hidrodinámico es sustraída de la energía térmica total. La densidad y la temperatura son mantenidas constantes dentro de  $V_g$  en el período de expansión.

e)\_La contracción de Lorentz de las esferas que representan a los núcleos que colisionan no se toma en cuenta. Esta aproximación no influye en el número de nucleones-blanco con los que un nucleón-proyectil debe encontrarse al pasar a través del blanco. Se considera que la aproximación es aceptable.

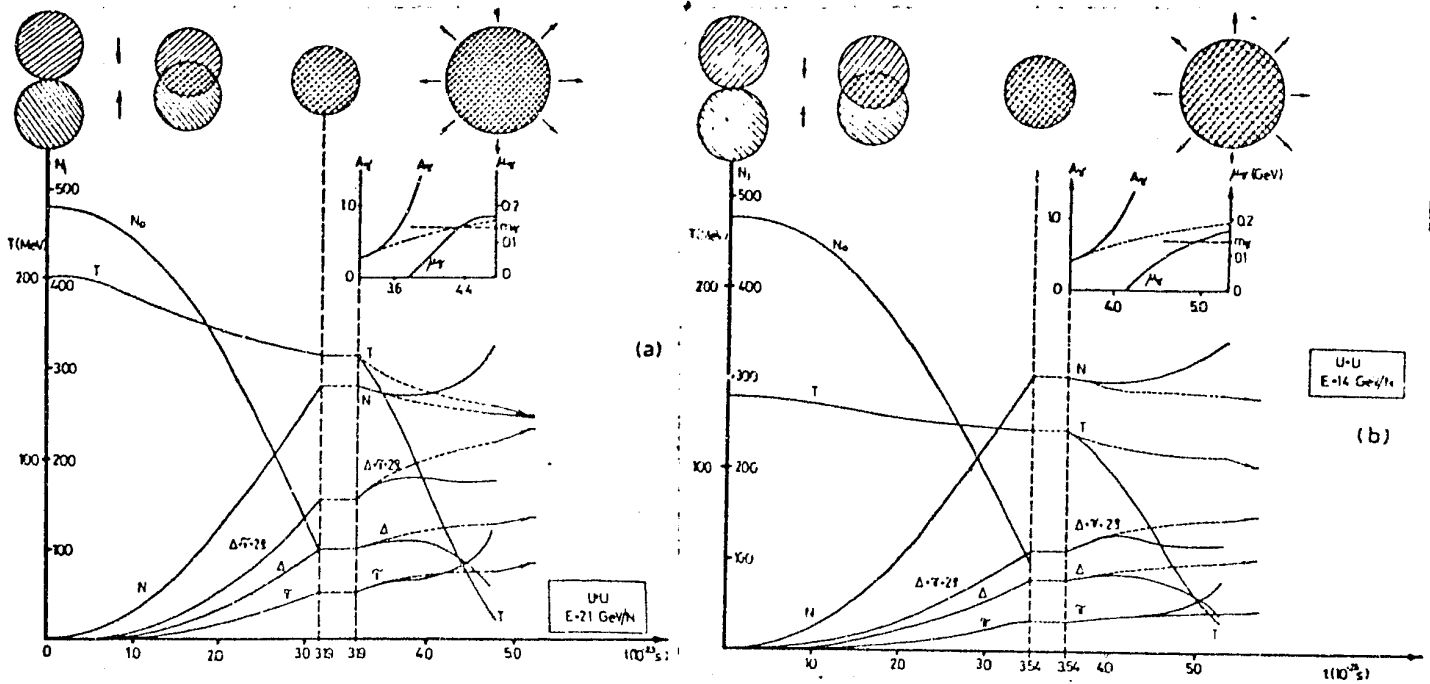
Hay que aclarar que la división del proceso en un período de "ignición inicial" (cuando los nucleones son dispersados fuera del núcleo frío original y el gas caliente es restringido al traslape), y el período de "expansión" subsecuente (cuando los nucleones fríos son ignorados); es algo artificial. En realidad los dos procesos se traslapan, pero por razones de simplicidad se considera la separación de las dos etapas del proceso.

En el cálculo, las ecuaciones cinéticas son integradas numéricamente. Los valores iniciales de las densidades y temperatura son determinadas de las ecuaciones para pequeños valores de  $t$  y considerando que:  $dT/dt=0$ .

Las densidades multiplicadas por sus volúmenes correspondientes, proporcionan el número de partículas diferentes como una función del tiempo, como se puede ver en las figs. 17 y 18. También se observa que las resonancias  $\Delta$  y los piones son producidos principalmente durante el período de "ignición" de la reacción y que su suma no debe de cambiar apreciablemente durante el período de ignición.

Similarmente a la fig.17, la fig.18 muestra la evolución temporal de la reacción, pero para la reacción:  $Ar + Ar$  a diferentes energías.

CAPÍTULO I  
Comparación Teoría-Experimento



LA FIGURA 17 y LA 18 MUESTRAN LA DINÁMICA DE LA REACCIÓN  $U+U$  y  $A_T + A_T$  RESPECTIVAMENTE A ENERGÍAS DE BOMBARDEO DE 2.1, 1.4, 0.8, 0.4 GeV/A.

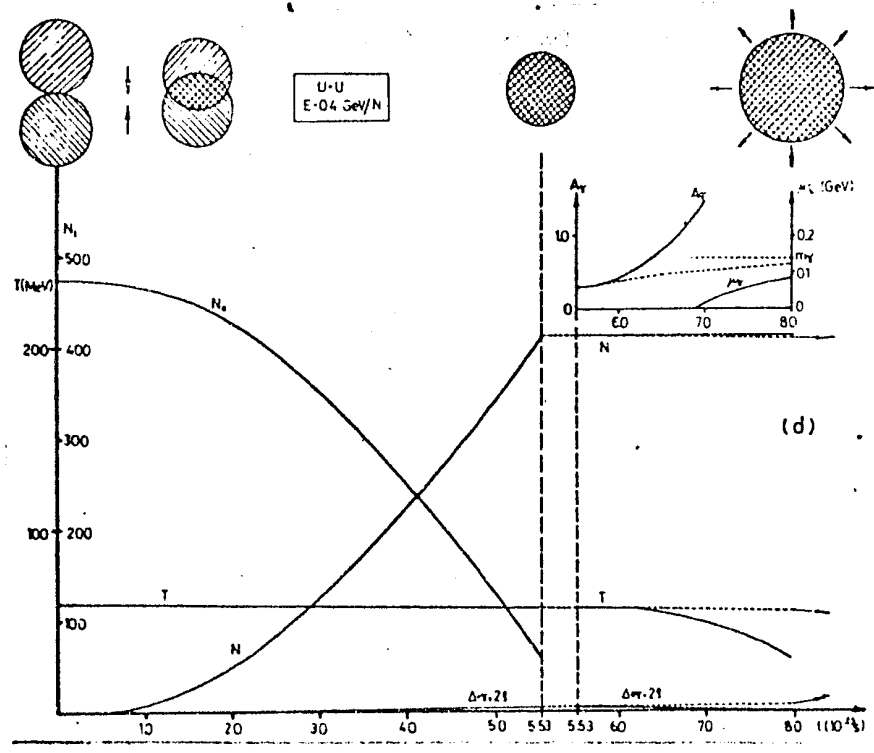
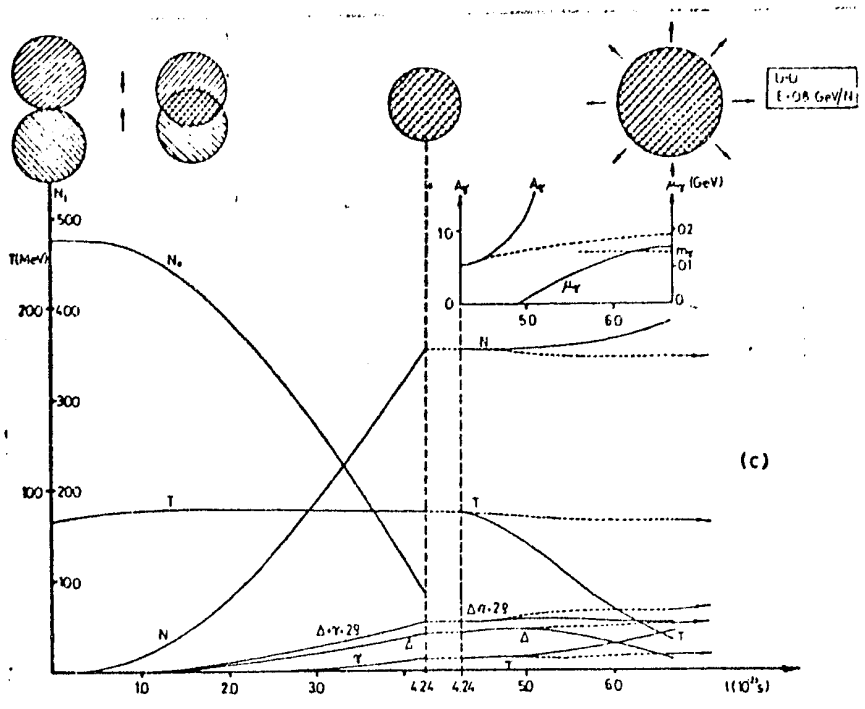
EL NÚMERO DE PARTÍCULAS Y LA TEMPERATURA DEL GAS EN LA REGIÓN DE TRASLAPES SON GRAFICADOS COMO UNA FUNCIÓN DEL TIEMPO. LAS ESFERAS EN LA PARTE SUPERIOR DE LAS FIGURAS INDICAN LA GEOMETRÍA DEL PROCESO: LA INTERPENETRACIÓN Y EVENTUALMENTE LA EXPANSIÓN DEL PROYECTIL Y DEL NÚCLEO-BLANCO. LAS LÍNEAS PUNTEADAS VERTICALES SEPARAN LAS ETAPAS DE "IGNICIÓN" Y DE EXPANSIÓN. LOS NÚMEROS DE PARTÍCULAS Y LAS TEMPERATURAS MOSTRADOS POR LAS PARTES PUNTEADAS DE LAS CURVAS CORRESPONDEN AL CASO EN QUE LA EXPANSIÓN NO ES PERMITIDA DESPUÉS DEL TRASLAPES COMPLETO DE LAS ESFERAS. LAS FLECHAS AL FINAL DE ÉSTAS CURVAS SEÑALAN LOS VALORES DE EQUILIBRIO DE LAS CANTIDADES CORRESPONDIENTES.

LAS GRÁFICAS INSERTADAS EN LA PARTE SUPERIOR DERECHA MUESTRAN EL POTENCIAL QUÍMICO:  $\mu_T$  Y LA ACTIVIDAD:  $A_T$  PARA PIONES COMO UNA FUNCIÓN DEL TIEMPO. LAS LÍNEAS HORIZONTALES SEÑALAN EL VALOR  $\mu_T = m_T$ , DONDE LA POSIBILIDAD DE UNA CONDENSACIÓN APARECE.

Figs. 17 a,b,c y d

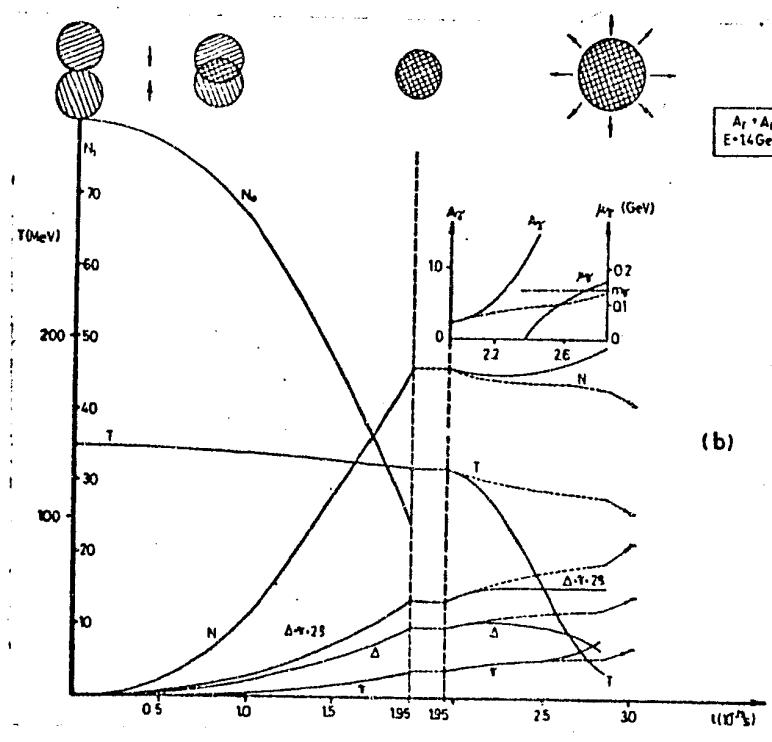
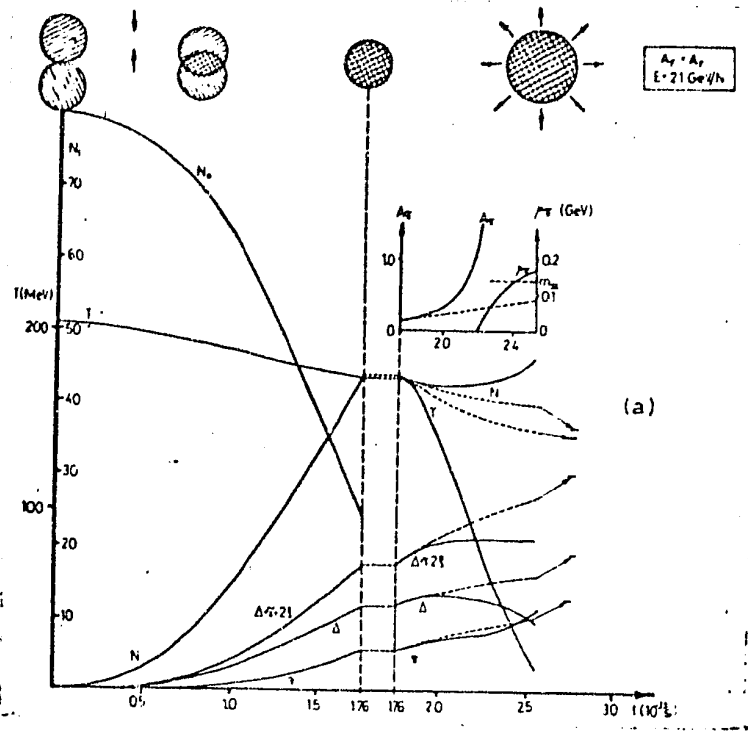
# CAPITULO I

## Comparación Teoría-Experimento



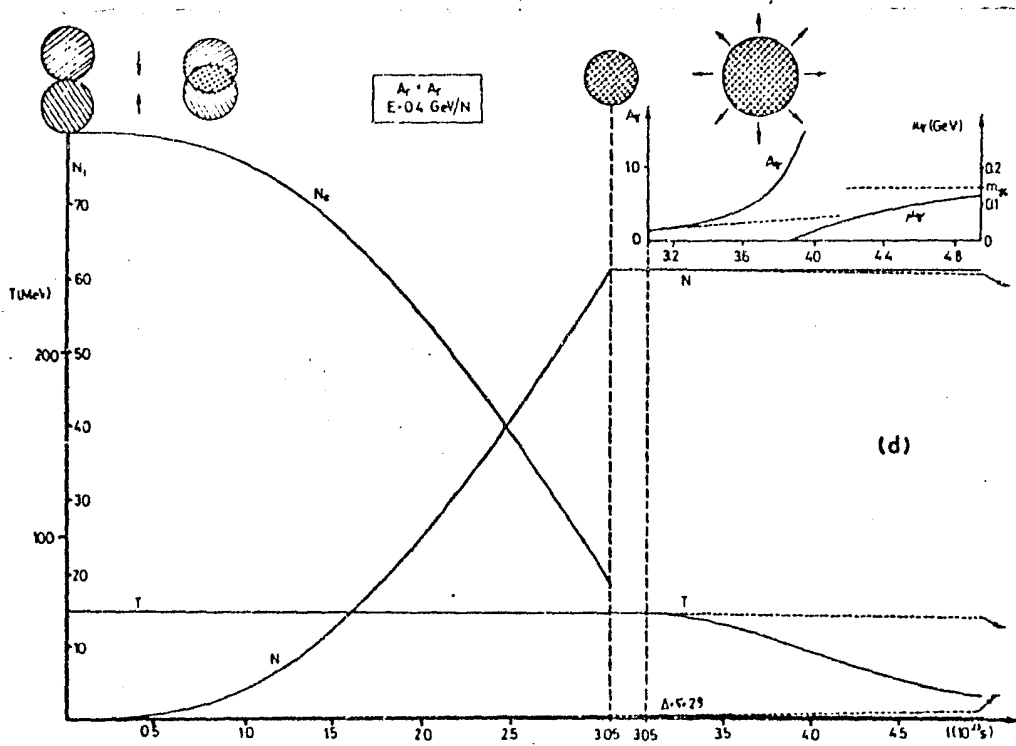
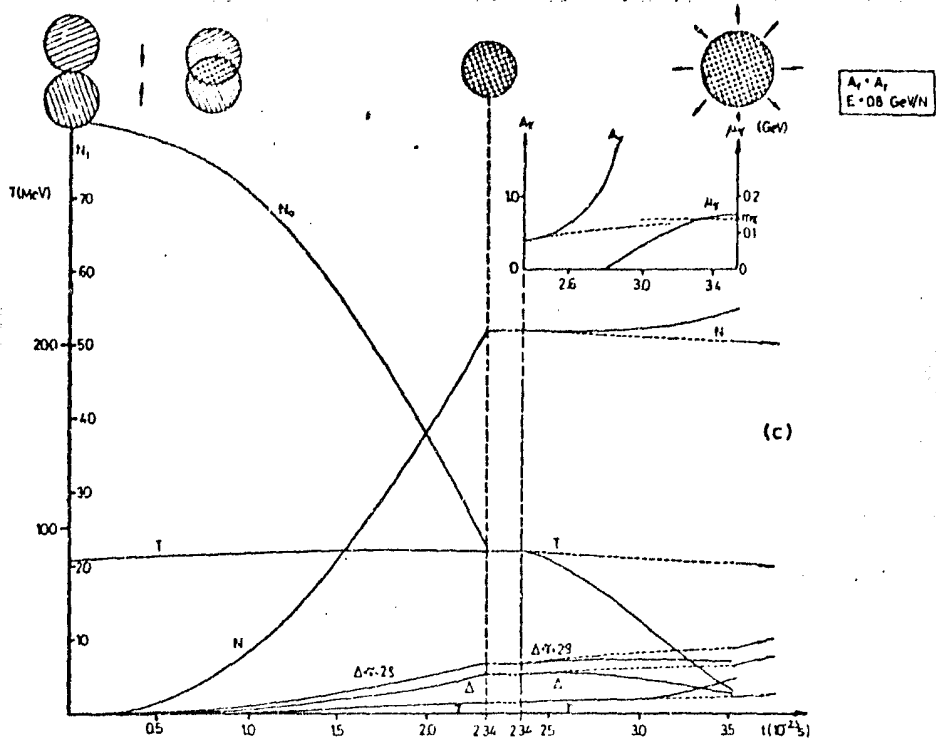
FIGS. 17 a, b, c y d.

CAPITULO I  
 Comparación Teoría-Experimento



Figs. 18 a, b, c y d

CAPITULO I  
 Comparación Teoría-Experimento.



Figs. 18 c y d.

## CAPÍTULO I Comparación Teoría-Experimento

La razón de  $\pi$ 's a  $\Delta$ 's varia fuertemente durante la expansión y ésta razón esta asociada con el "el tiempo de rompimiento del fireball". Además se observa que en el traslape completo de las esferas, la densidad del gas caliente excede a la de los nucleones fríos y la sección del gas de nucleones fríos dispersados es más grande debido a su energía mas baja. Estos hechos demuestran que la colisión de nucleones fríos con los constituyentes del gas caliente desempeña un papel importante en la ignición del fireball.

Por otro lado, los potenciales químicos:  $\mu_i$  para todas las partículas son calculados sobre la base de gases de Boltzman:

$$1.20... e^{\mu_i(t)/\beta(t)} = A_i(t) ; A = \text{actividad.}$$

Observando en las figs. 18 y 19 las gráficas del potencial químico del pión respecto al tiempo ( $\mu_\pi$  -vs- t), se encuentra que cerca del tiempo de rompimiento, alcanza un valor de 0.14 Gev., es decir:  $\mu_\pi = m_\pi$ . Este punto singular indica que si la mezcla de gas fuera lo suficientemente grande y se mantuviera suficiente tiempo en ese estado, éste punto correspondería a una transición de fase. Lo anterior implica la posible creación de una condensación de piones, que si ocurriera se verificaría en la última parte de la historia del fireball.

De lo dicho hasta ahora se puede decir que se cuenta con una herramienta para el estudio de las propiedades de la materia hadrónica densa y a alta temperatura.

### I.VI. SITUACIÓN ACTUAL. (Lo de hoy en día, 1984).

De lo expresado en las secciones anteriores, se puede concluir que las colisiones nucleares centrales a altas energías ofrecen una oportunidad única en el laboratorio para probar las propiedades de la materia nuclear a altas densidades y temperaturas. A continuación se desarrolla una discusión en la que se mencionan varios trabajos que apoyan esta conclusión.

En los modelos de cascada nuclear se observó que la energía de excitación final, así como el momento lineal de retroceso y el momento angular (aunque en menor grado), están correlacionados con el parámetro de impacto. Además se encontró que de la multiplicidad media de protones respecto al parámetro de impacto se asocia una colisión central a las altas multiplicidades. Trabajos sobre cálculos de Montecarlo para interacciones con iones pesados a altas energías (ref. 29), muestran algo similar a lo encontrado con la multiplicidad de protones pero para piones. En la fig. 19, se muestra que mientras los piones son despreciables a energías

de bombardeo: Elab.  $\leq 400$  Mev/A, alrededor de los 800 Mev/A, se comienza a notar su importancia y cerca de los 2 Gev/A, los distintos mesones y nucleones excitados son mas y mas importantes. Su excitación puede dirigirse a una temperatura máxima.

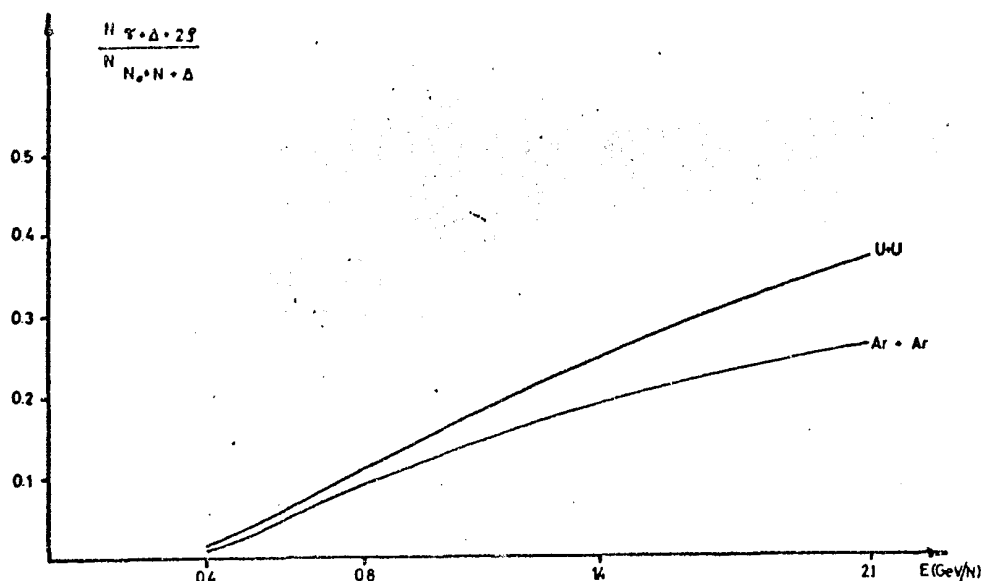


Fig. 19

LA RAZÓN DE: PIONES A NUCLEONES COMO UNA FUNCIÓN DE LA ENERGÍA DE BOMBARDEO EN COLISIONES CENTRALES.

Los datos experimentales a altas energías en la región de la rapidez media, muestran que la producción de piones es isotrópica y que la temperatura de los piones es menor que la de los protones. La disminución de la temperatura se justifica por la producción de piones y deltas.

De un estudio sobre equilibrio en colisiones nucleares relativistas de J.Cugnon et al (ref. 30), se establece que la producción de deltas esta íntimamente relacionada con los procesos de equilibrio. Lo anterior es debido a la transformación de la energía cinética en energía-masa, lo que favorece la compresión del sistema. Se propone que una fuerte onda de choque se propaga dentro del blanco durante algunos fm/c, después de lo cual toda la materia es dispersada.

También en un trabajo sobre ondas de choque nucleares en colisiones con iones pesados (ref. 31), se expresa que al bombardear la materia nuclear, esta es comprimida. Además, si la velocidad del núcleo es mas grande que la velocidad del sonido en la materia nuclear, se producirán ondas de choque, lo que provocaría densidades mas altas que la normal (del orden de 3 --a--> 5 veces  $\rho_0$ ) dependiendo de la energía del núcleo.

En otro estudio (ref. 32) se dice que, como una función de la energía de bombardeo, la compresión incrementa drásticamente en el umbral para la producción de isómeros densos. Cualitativamente el mismo efecto se sostiene para la energía térmica de excitación cuando el sistema se colapsa en un estado superdenso anormal, pues la temperatura aumenta inmediatamente debido a la ganancia de energía por condensación.

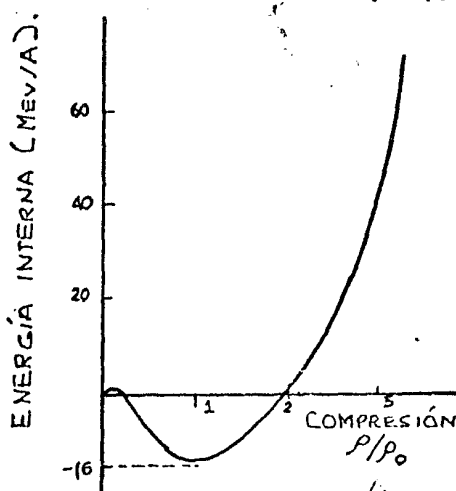


fig.20

Como el incremento de densidad no es observable directamente en un experimento mientras que el incremento de temperatura si lo es, esta puede ser usada para detectar el estado anormal.

Como una consecuencia de la temperatura mas alta, un incremento en la razón de producción de piones en coincidencia con multiplicidades de piones y de nucleones, indicaría la formación de materia nuclear superdensa en colisiones centrales. Asi se concluye (ref. 33) que la transición de fase a un estado anormal toma lugar debido a: las altas energías de excitación, al tamaño nuclear pequeño y a tiempos de colisión muy cortos durante las colisiones con iones pesados rápidos. Respecto a esto, el modelo Hadroquímico dice lo siguiente:

En la colisión, varios piones "calientes" son producidos, en este tiempo el sistema puede describirse como un gas de Boltzman. Durante la expansión, sin embargo, los piones se enfrían pero aun quedan bastantes en la fase gas. Como la temperatura esta cayendo, el proceso de consumir piones:  
 $\pi + N \rightarrow \Delta$  o  $\Delta + N \rightarrow N + N$ , disminuye. Por lo tanto, los piones son removidos para que se produzca la formación de



una condensación, que en el espacio fase se ve como un enracimamiento; hay que señalar que éste estado tiene un tiempo de vida corto.

Finalmente, A.Sandoval et al (ref. 1), expresa:

La producción de piones y deltas es una prueba del período de compresión, desde el comienzo de la interpenetración hasta el máximo período de la compresión, ya que la sección de producción cae muy rápido cuando la energía disminuye. Y en la etapa de expansión, la energía relativa es degradada rápidamente por debajo del umbral de producción.

Por consiguiente, la multiplicidad total de piones refleja una densidad máxima alcanzada en colisiones centrales núcleo-núcleo a energías del Bevalac. Y así, tomando densidades derivadas de cálculos, como el de cascada, se correlacionan datos para diferentes sistemas que interactúan a distintas energías, obteniéndose una ecuación de estado de forma aproximadamente parabólica.(fig.20).

## CAPÍTULO II

En la primera sección se explica en que consiste el experimento, mencionando el papel que desempeñan el acelerador Bevalac y la Cámara de Trazas Luminosas (C.T.L.). A continuación se habla sobre la C.T.L., refiriéndose a sus características, su operación y su funcionamiento. En la sección III, se presentan los antecedentes teóricos y experimentales sobre la formación de una Traza Luminosa (T.L.) y en la sección IV se presenta el proceso de formación de una Traza Luminosa.

### 2.1 EL EXPERIMENTO

Los productos de la reacción  $\alpha + \text{KCl}$  a una energía de bombardeo de 1.8 GeV/A se detectaron con la cámara de trazas luminosas (streamer chamber) del laboratorio Lawrence Berkeley. Se tomaron alrededor de 20 000 fotografías como se verá más adelante. Del análisis de estas fotografías es posible determinar la multiplicidad de partículas positivas y negativas.

Las partículas  $\alpha$  utilizadas en el experimento, provienen del acelerador Bevalac (fig.21) cuya descripción se encuentra en el apéndice I de este trabajo. La intensidad del haz es del orden de  $10^5$  partículas/seg. y para guiarlas al blanco, que se encuentra dentro de la cámara, se utilizan los detectores:  $S_0, S_1, S_2, S_3$  y T que se muestran en el esquema de la fig.22.

El tiempo de relajación de estos centelladores así como su

CAPÍTULO 2  
El Experimento

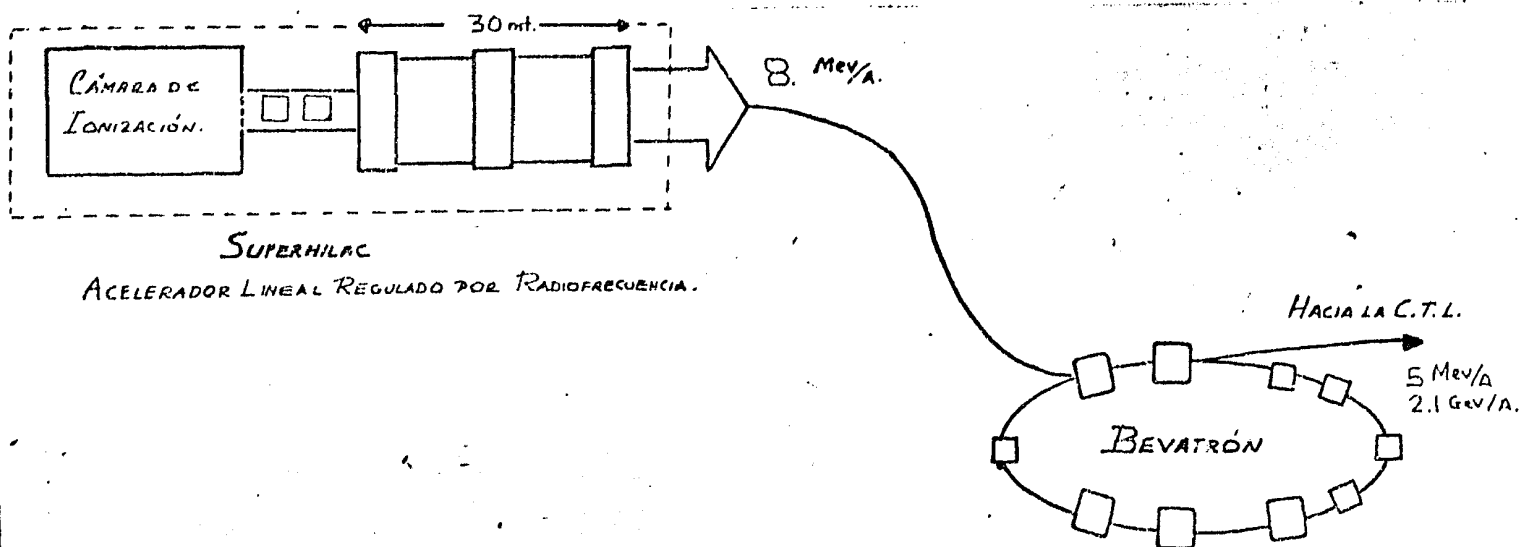


Fig. 21

operación en coincidencia como en anticoincidencia permiten definir una ventana que fija el tipo de evento que quiere registrarse.

En el sistema de disparo (fig.22), la señal del haz esta definida por la coincidencia entre dos detectores de estado sólido de barrera de superficie de 150 micras ( $S_1$  y  $S_2$ ), y por un centellador plástico ( $S_3$ ) de 75 micras colocado dentro de la cámara ( a 5 cm. antes del blanco ). Estos detectores trabajan en anticoincidencia con el centellador plástico ( $S_0$ ), el cual es un colimador con un diámetro de 1.2 cm. que se encuentra enfrente de los detectores  $S_i$  ( $i=1,2,3$ ).

El centellador de disparo (T) esta colocado a 27.8 cm. adelante del blanco. Es empleado como un seleccionador de eventos que se logren en anticoincidencia con una señal del haz que sea válida . Esta señal válida sigue la siguiente lógica:  $\bar{S}_0 S_1 S_2 S_3 = S$ , así que la señal lógica para que se efectue un disparo será:  $S\bar{T}$ .

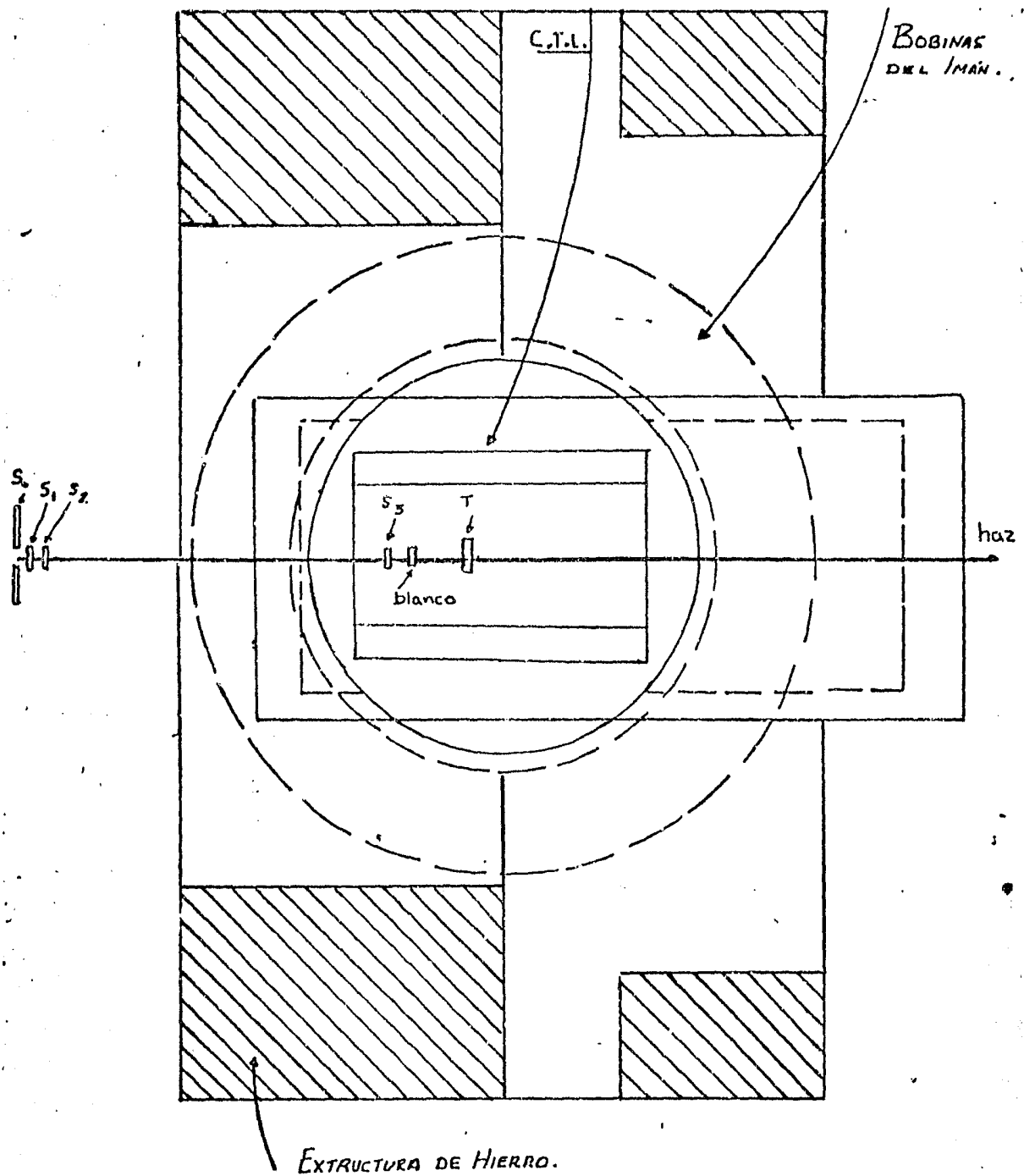


Fig. 22

2.II LA CÁMARA DE TRAZAS LUMINOSAS.

La cámara de trazas luminosas permite hacer visibles las

trayectorias de partículas cargadas en el volumen sensible de la misma. Una de las características principales de este tipo de cámaras es la amplificación de la ionización primaria por factores del orden de  $10^3$  a  $10^4$ . La amplificación se logra mediante la aplicación de un campo eléctrico de muy alta intensidad y una mezcla de gas adecuada. La traza luminosa que dejan las partículas cargadas al atravesar la cámara puede ser fotografiada desde tres puntos de observación diferentes, tales que es posible reconstruir la trayectoria espacial de las partículas.(fig.23).

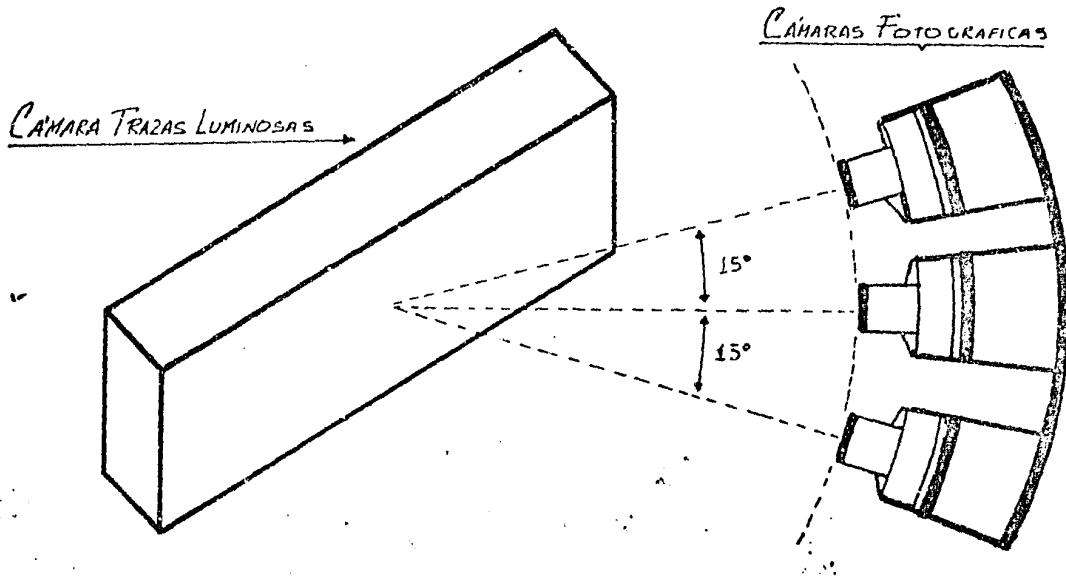


Fig. 23

La cámara de trazas luminosa tiene un volumen sensible de 125\*57\*38 cm. y se encuentra colocada dentro de un imán del que han sido removidos los polos circulares con la finalidad de tener acceso para tomar fotografías. Además de poder introducir por el lado opuesto el blanco y los sistemas de detección, como se muestra en la fig.22.

El campo magnético utilizado durante el experimento fue de 1.32 tesla , su aplicación permite determinar el momento e identificar la carga de las partículas. En general, las cámaras de trazas luminosas se operan dentro de un campo magnético:  $\vec{B}$ , paralelo al campo electrico aplicado:  $\vec{E}$ , de manera que es posible determinar cual es la rigidez magnética:  $B\rho$  de las partículas que atraviesan la cámara.

La aplicación de un campo eléctrico intenso y de duración apropiada a un volumen de gas, a través del cual pasa una partícula cargada, puede originar el desarrollo de una traza luminosa desde el sitio de la primera ionización y a lo largo de trayectoria de la partícula.

Las trazas luminosas pueden tener suficiente brillantez como para ser fotografiadas sin un intensificador de imagen,

CAPÍTULO 2  
La Cámara De Trazas Luminosas

es decir, directamente. Limitaciones sobre la duración del campo eléctrico aplicado (E), restringen la traza luminosa a unos cuantos centímetros medidos a lo largo de la dirección del campo eléctrico y a unos cuantos milímetros en la dirección perpendicular a éste.(fig.24).

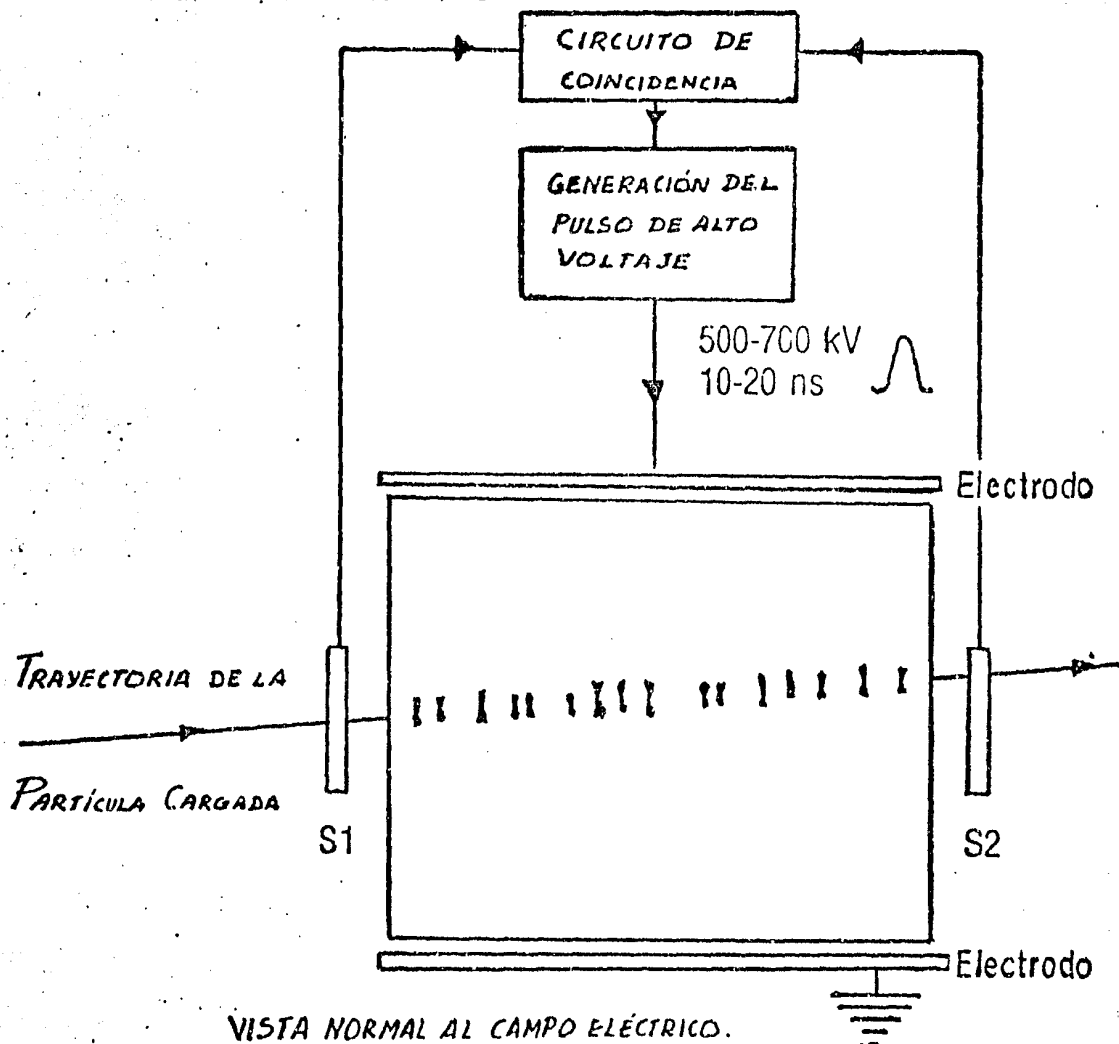


Fig. 24

El fenómeno que ocurre es el siguiente: cuando una partícula cargada atraviesa un volumen de gas, esta pierde energía principalmente por ionización y deja un rastro de pares electrón-ión positivo (para gases nobles la pérdida de energía es de 30 ev. por par). Los electrones y los iones se difunden hacia afuera de la trayectoria de la partícula, pero sin aceleración en un campo electromagnético externo ( $\vec{E}-\vec{B}$ ), siendo que este par  $e^-$ -ión eventualmente se recombinará.

Dentro del campo electromagnético, las partículas cargadas experimentan una fuerza:  $\vec{F} = q \vec{E} + q \vec{v} * \vec{B}$ , entonces una partícula cargada describirá una trayectoria helicoidal en el volumen de la cámara.(fig.25).

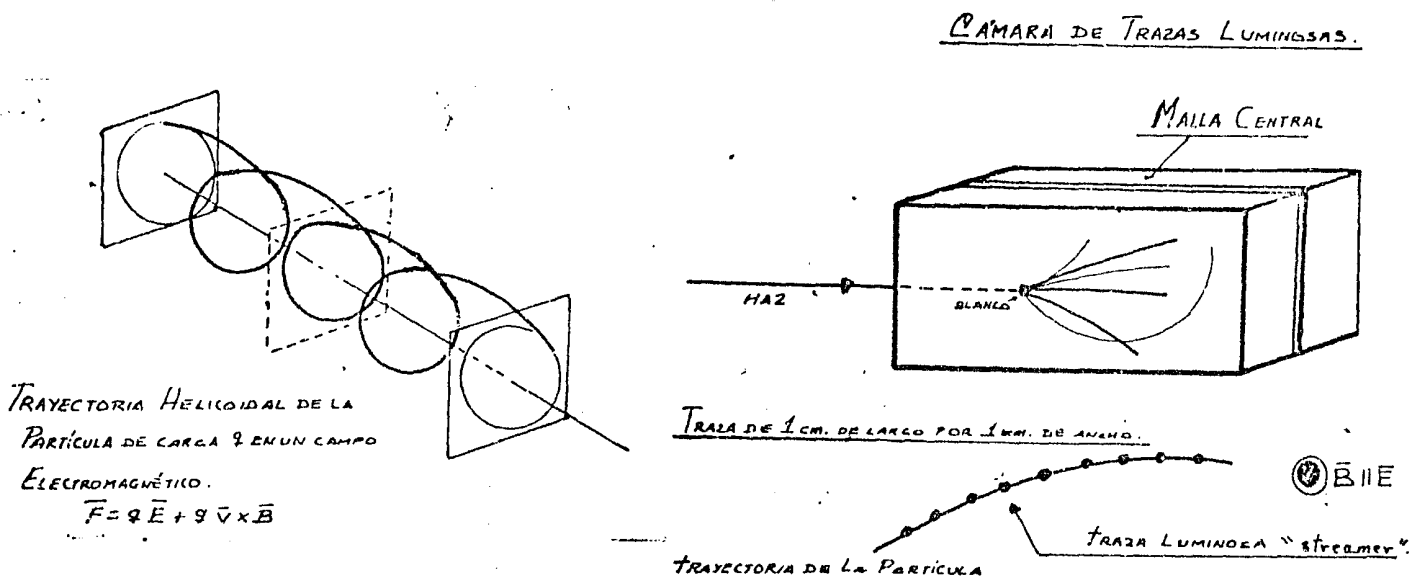


Fig. 25

La cámara opera de la siguiente manera :

Como se dijo antes, el disparo de un evento es hecho por una serie de contadores que van definiendo al haz y un contador de disparo que funciona en anticoincidencia, según el veto. El veto se define por medio de una ventana o umbral.(ref.35). Por ejemplo, si se desean colisiones centrales, el veto será sobre todos aquellos haces que producen eventos que posean proyectiles espectadores (colisión periférica), lo cual produce una señal por arriba de cierto umbral.

Por variaciones del nivel de disparo, uno puede seleccionar un mínimo de la "inclinación" del disparo. El "disparador de eventos", enciende al generador Marx (ref. 43), que produce un pulso de alto voltaje, cuya amplitud es regulada por un "intervalo de chispa principal" (main spark gap), y este pulso forma un patrón para el Blumlein (ref.

43). El Blumlein es un transmisor de línea y forma parte de la C.T.L.

El pulso de 15 nseg. y 400 kv. es entonces transmitido a través de el electrodo central de la cámara (C.T.L.) y es limitado por la impedancia proporcionada por los resistores colocados al final de esta. Por último, el evento es fotografiado con película rápida de alto contraste. Una discusión más detallada de la operación de la cámara (C.T.L.) se encuentra en la referencia 43.

A continuación se dan los parámetros característicos referentes a la cámara de trazas luminosas de Berkeley.



...PARAMETROS CARACTERÍSTICOS DE LA C.T.L. DE L.B.L...

IMÁN.

Dimensiones\_intervalo del hueco de la espira = 70 cm.  
diámetro de la espira interna = 165 cm.  
Campo\_1.32 tesla, con una variación máxima dentro de la  
cámara del 9%.  
Potencia\_2.6 megawatts.

CÁMARA (C.T.L.)

Volumen Sensible\_largo = 125 cm., altura = 57 cm.,  
ancho = (2 \* 19) cm.  
Electrodo Central y Frontal\_malla de alambre de acero  
inoxidable de 0.18 o 0.22 mm. transmisión de luz del 80% o  
76%.  
Gas\_90% de Ne, 10% de He, 30 ppm. de SF<sub>6</sub> para dar  
aproximadamente 2 microsegs. de memoria.

GENERADOR MARX.

Configuración\_12 etapas, con una capacidad de 9 nf. por  
etapa con un suministro de voltaje regulado de ± 30 kv.  
Salida\_ 720 kv.  
Tiempo de Carga\_ 285 mseg.  
Premarx\_ 2 etapas.  
Amplificador de Disparo\_ 8 kv.

BLUMLEIN

Configuración\_ aislado en aceite junto con el  
"trombone".  
Largo de Pulso\_ ajustable de 7-a-15 nseg.  
Tiempo de Elevación del Pulso\_ 3nseg.  
Intervalo de Chispa\_ distancia ajustable de 18 --> 27mm.

FOTOGRAFÍA

Cámaras\_de investigación aérea con objetivos "Leitz  
Sumicron" de 40 mm.  
Demagnificación\_ 49X al centro de la cámara.  
Ciclo de Rebobinación\_ 50-->300 mseg.  
Modificación\_generadores en circuito.  
Estereo\_ 3 vistas con 15 de estereo-ángulo.  
Película\_ Kodak SO-143.

2.III. DE LA TEORÍA DE TOWNSEND A LA FORMACIÓN DE UNA TRAZA LUMINOSA .

En los principios de 1900, J.S Townsend (ref.36) desarrolló su ahora teoría clásica del mecanismo de formación de una descarga de chispas a bajas presiones (dependiendo de la geometría y tipo del gas). Lo hizo basándose en

## CAPÍTULO 2

### Teoría de la formación de una T.L.

mediciones hechas a valores altos de E/P (P=presion) y bajos valores de  $p\delta$ . ( $\delta$ =longitud del intervalo).

Su teoria ha sido extrapolada para explicar el mecanismo chispeante bajo condiciones ordinarias para grandes valores de  $\delta$ , a presión atmosférica o mayor. La importancia de la formación de un "streamer" (traza luminosa) en el mecanismo de rompimiento de chispa, fue discutido por Loeb y Kip en 1940 (ref.37). El proceso de rompimiento era dado en forma cualitativa, pero ningún criterio cuantitativo se dió para la formación del "streamer" y el rompimiento. Sin embargo, se demostró que bajo condiciones de chispa, la carga espacial positiva en una avalancha de electrones (originada en el cátodo), produce un campo eléctrico interno ( $\bar{E}_{int.}$ ). Este campo  $\bar{E}_{int.}$  es del mismo orden que el campo externo aplicado:  $\bar{E}$ , cuando la avalancha alcanza el ánodo. Más tarde, Loeb estableció que la distorsión producida por la carga espacial positiva inhibía el avance de la avalancha de electrones hacia el ánodo, pero favorecía el desarrollo de un "streamer" positivo hacia el cátodo.

Posteriormente una explicación del mecanismo de formación de un "streamer" y de "streamer a medio intervalo" fue dada, aunque faltaba un criterio fundamental para su aparición. No obstante, se indicó que un rompimiento no ocurría hasta que existiera un filamento conductor a través del intervalo. Las avalanchas individuales de electrones observadas por Raether (ref.38) por abajo del rompimiento no formaban un filamento, pero producían una concentración de carga en el ánodo tal que la propagación de un "streamer" positivo hacia el cátodo se hacia necesaria.

Debido al carácter acumulativo de la ionización en una avalancha de electrones y a la relativa inmovilidad de los iones positivos comparada con los electrones, el paquete de iones positivos se concentra en una región atrás de la punta de la avalancha. Esta región (de algunas trayectorias libres ionizadas) es acotada por la periferia de la avalancha, la cual esta condicionada por la difusión de electrones.

Ya que la estimación del campo producido por tal distribución es dificultosa, se asume por conveniencia que la carga espacial positiva se concentra en un volumen esférico de radio "r", igual al radio de la avalancha. Aunque el volumen sea mas acertadamente de la forma de un esferoide oblato o prolato, la suposición de una esfera perfecta no afecta el orden de magnitud del campo. El campo  $\bar{E}_{int.}$  en la superficie de un volumen esférico esta dado por :

2.1... $\bar{E}_{int.} = Q/r^2 = 4\pi r N e$ , donde: N=número de iones por  $cm^3$  e=carga del electrón.

Para encontrar N, se recuerda que debido a la ionización acumulativa, el número : n de iones positivos creado cuando la avalancha a progresado una distancia x es :

2.2... $n = \exp(\alpha x)$ , donde:  $\alpha$ =primer coeficiente de

Townsend para la ionización por electrones.

En una distancia  $dx$ , el número de iones creados es :

$$dn = \alpha \exp(\alpha x) dx.$$

Estos iones se consideran que están contenidos en un volumen cilíndrico de radio  $r$  y de largo  $dx$ , tal que :

$$2.3... N = \alpha \exp(\alpha x) / \pi r^2 .$$

De acuerdo con Raether, el radio  $r$  está relacionado con la distancia  $x$  que viaja la avalancha por medio de la ecuación de Difusión :

$$2.4... r^2 = 2Dt = 2Dx/v$$

donde:  $v$  = velocidad de avance de la avalancha y es medida por White (ref. 39).  $D$  es el coeficiente de difusión.

Siendo que  $v = KE$ , donde  $K$  es la movilidad, tenemos al sustituir:

$$2.5... \bar{E}_{int.} = 4/3 \alpha \exp(\alpha x) e/r = \\ = 4/3 \alpha e \exp(\alpha x) / (2Dx/KE).$$

Donde el coeficiente de difusión se define en función de la energía promedio ( $\bar{E}$ ) como:  $D = 2/3 K \bar{E}$ .

Además  $D$  y  $K$  son funciones de  $E/P$  y son relacionadas por:

$$2.6... D/K = P/N_e C_1^2/C ; \text{ con : } P = \text{presión atmosférica.} \\ N_e = \text{constante de Faraday.} \\ C = \text{vel. de la agitación} \\ \text{térmica de los e's.} \\ C_1 = \text{raíz cuadrada de la} \\ \text{v.c.m. del e}^- \text{ en } \bar{E}.$$

Townsend demostró (ref.40), que  $C_1 > C$ , y de acuerdo con Compton (ref.41) el valor de  $C$ , está dado por :

$$2.7... C_1^2 = 1.33 e/m E \lambda / \sqrt{f} ; \text{ donde :}$$

$\lambda$  = trayectoria libre media del electrón.

$m$  = masa del electrón.

$f$  = factor que depende de la fracción de energía perdida en la colisión.

Los valores de  $\lambda$  y  $f$  dependen de  $E/P$ .

En la discusión teórica mencionada anteriormente se consideró principalmente que la distorsión producida por la carga espacial positiva está en la dirección del eje de la avalancha, es decir, en la dirección del campo externo aplicado. Sin embargo, la carga espacial positiva también produce una distorsión en la dirección radial al eje de la

avalancha, esto es, perpendicular al campo externo. Considerando este hecho se llega al criterio para una transición de una avalancha de electrones a la propagación de un "streamer": "Un streamer debe desarrollarse cuando el campo radial alrededor de una carga espacial positiva en una avalancha de electrones alcanza un valor del orden del campo externo aplicado". Entonces, los fotoelectrones producidos en el gas en la vecindad inmediata de la avalancha deben ser atraídos dentro de la corriente de la avalancha. (Cravath (ref.42), Loeb y Kip (ref.37), demostraron que la propagación del "streamer" depende de la fotoionización del gas).

De esta manera la carga espacial de iones positivos atrae fotoelectrones desde el espacio que la rodea en un número suficiente para originar una autopropagación de "streamer".

Así se tiene un mecanismo de rompimiento diferente al clásico para grandes intervalos ánodo-cátodo. Por lo que se vio, se requiere que la densidad de carga espacial de iones positivos sea suficiente para atraer a los fotoelectrones y a sus descendientes producidos en las ionizaciones por colisión. Esto debe ser en una medida tal que cambie la carga espacial positiva en un plasma conductor y permita el desarrollo mayor del "streamer" (desde la cabeza de la avalancha de electrones) cuando el número de portadores llegue a ser del orden de  $10^7$  a  $10^8$ . Como fue concluido por Loeb, Meek y Raether.

Además se observó experimentalmente que el tiempo en que se produce la chispa es menor que el calculado con el método de Townsend. Lo anterior reafirma la suposición de que se crean fotoelectrones que originarán avalanchas, ocasionando una disminución en la distancia que tiene que viajar la avalancha antes que ésta produzca un "streamer". Como consecuencia se inician simultáneamente varios streamers.

Por lo tanto, un filamento conductor a través del intervalo ánodo-cátodo puede ser formado por la unión de tales "streamers", traduciendo en una reducción en el tiempo de formación de la chispa respecto al tiempo calculado clásicamente.

En el umbral de chispa, la chispa es iniciada por un solo electrón liberado del cátodo. La probabilidad de que ocurra una chispa depende de:

i) la probabilidad de que la avalancha de un sólo electrón produzca en el ánodo o en la mitad del intervalo el requisito de la carga espacial positiva, y:

ii) la posibilidad de que esta carga espacial tenga un ambiente de gas ionizado y atraiga suficientes electrones para asegurar la autopropagación del "streamer".

El umbral de chispa definido bajo estas condiciones es explicado por la naturaleza acumulativa de la ionización electrónica, es decir, que:

$i = i_0 \exp(\alpha x)$  y también que:  $\alpha/p = f(E/p)$ , donde  $f(E/p)$  es

de la forma:  $A \exp(BE/p)$  .

Basándose en la discusión anterior, se sugiere un mecanismo secuencial para la observación de las trazas luminosas (streamers) producidas en la C.T.L.

El mecanismo se inicia al pasar la partícula cargada a través del volumen sensitivo de la C.T.L. con:

1)\_Un crecimiento en avalancha, que comprende también la formación de la carga espacial de iones positivos y la formación de un streamer.(fig.26a). A continuación:

2)\_La propagación del streamer (fig.26b).Y por último:

3)\_La formación eventual de una "descarga de chispas".(fig.26c).

## 2.IV. LA FORMACIÓN DE UNA TRAZA LUMINOSA (STREAMER) EN LA C.T.L..

El proceso de formación de una traza luminosa comprende tres etapas que corresponden a la secuencia que bosquejan las figuras:26)a, 26)b y 26)c; y son:

1)\_Crecimiento en Avalancha.

Bajo el campo eléctrico ( $\bar{E}$ ), cada  $e^-$  libre tiene un desarrollo en avalancha, descrito por un crecimiento exponencial en la distancia, dado por la expresión:  $n = e^{\alpha x}$ . Este crecimiento es dado en forma cerrada por:  $\alpha/p = A \cdot \exp(-B/(E/p))$ ;  $p$ =presión del gas. Aquí  $\alpha/p$  es una función del crecimiento de  $E/P$  en un intervalo relevante para una operación práctica de la cámara.

Una suposición práctica es que los iones positivos dejados atrás por los electrones pueden considerarse estacionarios en escalas de tiempo cortas.

Como se mencionó antes, la fuente de alto voltaje de la C.T.L. es un generador Marx conectado a un "formador coaxial cilíndrico de pulsos" (transmisor de línea) llamado Blumlein, con terminales en un cátodo y un ánodo que forman un "sandwich" con el gas en la C.T.L..

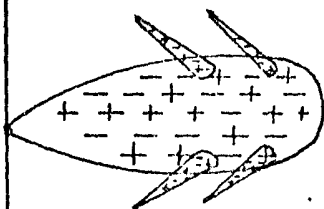
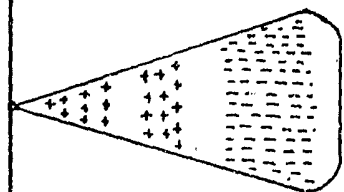
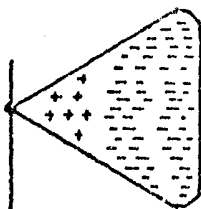
Así, considerando que el cátodo y el ánodo están lo suficientemente apartados, la ecuación:  $n = \exp(\alpha x)$  indica que en algún punto, el campo producido por la distribución de carga interna de la avalancha ( $\bar{E}_{int.}$ ), debe cancelar al campo aplicado ( $\bar{E}$ ) y así cesar la multiplicación. Además, tenemos que  $\alpha$  es inversamente proporcional a la distancia en que esto ocurre y en esta etapa la carga total separada es de solo  $10^7$   $e^-$  libres, que son insuficientes para producir una imagen fotográfica sin intensificar la imagen.

2)\_Propagación de la Traza (streamer).

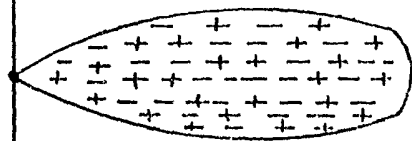
Como se dijo antes, el campo producido por la carga espacial interna de la avalancha causa una cancelación casi perfecta del campo aplicado en las regiones laterales e internas de la avalancha. Pero (y esto es un carácter distintivo del crecimiento de streamers) un considerable aumento del campo aplicado en la "cabeza" y "cola" de la

CAPÍTULO 2  
La Formación De Una Traza Luminosa

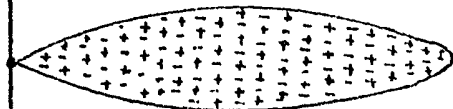
a).



b).



c).



PLANO DE LA TRAYECTORIA DE LA PARTÍCULA  
CARGADA QUE ATRAVESA LA C.T.L.

PLANO DE LA MALLA CENTRAL.  
[ANODO (+)]

CRECIMIENTO EN AVALANCHA, SE COMIENZA A FORMAR LA DISTRIBUCIÓN DE CARGA ESPACIAL COMPUESTA POR IONES POSITIVOS. MIENTRAS, LOS  $e^-$ 'S SE SIGUEN MULTIPLICANDO.

DISTORSIÓN DEL CAMPO DEBIDA A LA CARGA ESPACIAL Y CANCELACIÓN DEL CAMPO INTERNO Y DEL APLICADO, CESANDO ASÍ LA MULTIPLICACIÓN DE  $e^-$ 'S.

RECOMBINACIÓN DE PARES  $e^-$ -IÓN POSITIVO Y EMISIÓN DE FOTONES U.V.

AVALANCHA CREADA POR LOS FOTO-ELECTRONES, EN LOS EXTREMOS DE LA AVALANCHA ORIGINAL.

"STREAMER" QUE HA CRECIDO APROXIMADAMENTE 1 cm. Y EMITE SUFICIENTES FOTONES PARA SER FOTOGRAFIADO.

PARA QUE YA NO CREZCA, SE REGULA EL CAMPO EXTERNO MEDIANTE EL PULSO DE ALTO VOLTAJE SUMINISTRADO POR EL BLUM-LEIN.

Figs. 26) a, b, c

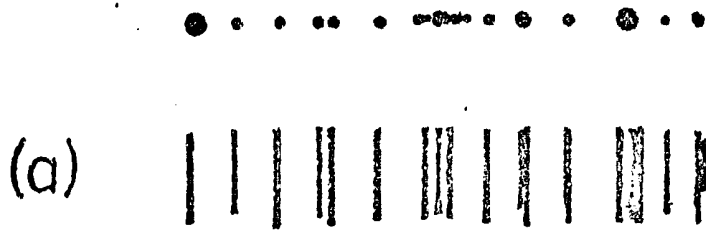
avalancha.

Ocurre además que la recombinación parcial de iones y electrones en el llamado tiempo de recombinación, debe causar la emisión de fotones ultravioleta, de los cuales muy pocos escapan a la reabsorción dentro del gas ionizado (semejante a un plasma).

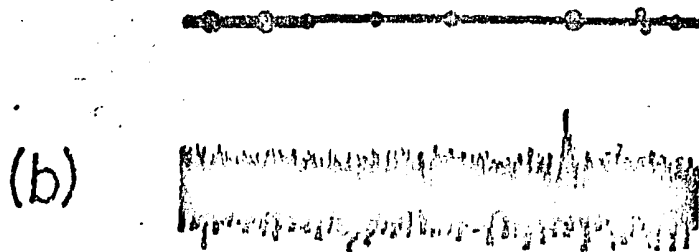
Por otro lado, de la fuerte dependencia de  $\alpha$  con  $\bar{E}$ , los fotoelectrones resultantes en las vecindades laterales del gas en la avalancha original no tienen probabilidad de iniciar avalanchas secundarias. Mientras que aquellos liberados en las extremidades de la avalancha original deben obtener un elevado aumento en avalanchas secundarias que deben crecer a gran velocidad. Siempre a lo largo de la dirección del campo aplicado, obteniéndose un crecimiento simultáneo de la descarga en ambas direcciones por los procesos de fotoionización, llamándose a esta etapa: "propagación de trazas luminosas". Por este proceso la velocidad de la traza luminosa puede llegar a ser del orden de  $c/10$ ;  $c$ = velocidad de la luz.

### 3) Formación Eventual de una Descarga de Chispas.

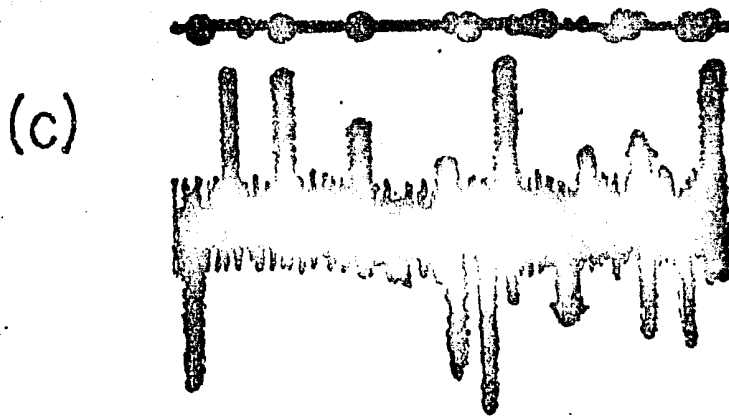
Esto se logra cuando la traza ha crecido algo más que unos cuantos milímetros, en cuyo caso la producción de luz debe ser lo suficiente para lograr una imagen fotográfica sin intensificar esta imagen. (fig.27).



IONIZACIÓN MÍNIMA, "STREAMERS" SEPARADOS.



FUSIÓN DE "STREAMERS"



ALTA IONIZACIÓN, SE FORMA UN TUBO LUMINOSO QUE VISTO DE LADO MUESTRA RAYOS DELTA QUE ESCAPAN DESCRIBIENDO UNA ESPIRAL DEBIDO AL CAMPO MAGNÉTICO.

fig. 27



## CAPÍTULO 2

### La Formación De Una Traza Luminosa

Por último, respecto a la operación de la cámara hay que señalar que una consideración práctica es la reducción del tiempo de memoria del gas. Esto con el fin de adecuar el tiempo de demora entre un evento y la aplicación del pulso de voltaje y así maximizar el tipo de haz aceptable. Normalmente esto va acompañado por una mezcla adicional de algunas partes por millón de un gas electronegativo, en nuestro caso  $SF_6$ .

Otro detalle interesante está relacionado con la distancia ánodo-cátodo (que es de 20 cm.), ya que algunas veces el largo de un streamer individual no forma un canal directo de chispa entre el ánodo y cátodo. Consecuentemente una sola traza no causa la caída del alto voltaje aplicado y por lo tanto la C.T.L. es capaz de detectar eventos arbitrarios de alta multiplicidad sin disminución en la producción de luz. Por ejemplo, se han grabado eventos de más de 150 cargas secundarias en colisiones con iones relativistas. Además, hay que mencionar la excelente característica de la C.T.L. de poder ser disparada por detectores externos, siendo así que los eventos de interés pueden ser preseleccionados.(ref.43).

## CAPÍTULO 3

Este capítulo trata de la manera en que fueron analizados los eventos fotografiados de la reacción  $\alpha + \text{KCl}$  a 1.8 GeV/A para colisiones rasantes (modo de disparo inelástico), como la que se observa en la fig.28. Así mismo se describe un proceso de computo que permite reconstruir la topología de los eventos. A continuación se presentan los resultados obtenidos y finalmente se expresan las conclusiones.

### 3.1. EXAMEN DE LA PELÍCULA.

Una vez revelada la película, ésta se coloca en una mesa especial de observación como la que se muestra en la fig.29. La mesa cuenta con tres cámaras de proyección de 35 mm. y con sistemas de avance y retroceso (lento o rápido) de la película, además de permitir la operación simultanea de las tres cámaras de proyección. Cada cámara proyecta una vista del evento, las que han sido tomadas desde diferentes ángulos como se mencionó en el capítulo 2 de este trabajo.

El objeto de este primer análisis es conocer la topología de los eventos, el conteo del número de trazas positivas y negativas y buscar eventos que puedan salirse de lo común, como es el caso de la producción de  $\Delta$ 's o pares de partículas.

Como se dijo antes, las mesas de observación permiten superponer las imagenes de las distintas cámaras con el fin



Fig.28

de conocer, entre otras cosas, si hay interacciones en el fondo, la ventana o en el electrodo central de la C.T.L.. Lo anterior se hace con la intención de descartar esos eventos de algún tipo de decaimiento, por ejemplo, la producción de un par por interacción con los materiales de la C.T.L., etc..

Dadas las condiciones en que se realizó el experimento (tipo de partícula incidente, energía, modo de disparo, etc.), el procedimiento seguido para analizarlo es el siguiente:

1)\_Para cada vista, se evalúa la calidad de la película en el sentido de la claridad y definición de las trayectorias observadas que permitan hacer un conteo preciso.

2)\_La observación de las fotografías correspondientes a distintos ángulos, permite ver si el blanco fue golpeado por uno o varios haces. Lo que puede ocurrir cuando el haz interacciona con alguno de los detectores externos a la cámara o con la entrada de ésta.

3)\_Se revisa si la interacción ocurre en el blanco o en alguno de los centelladores, o si hay interacciones secundarias.

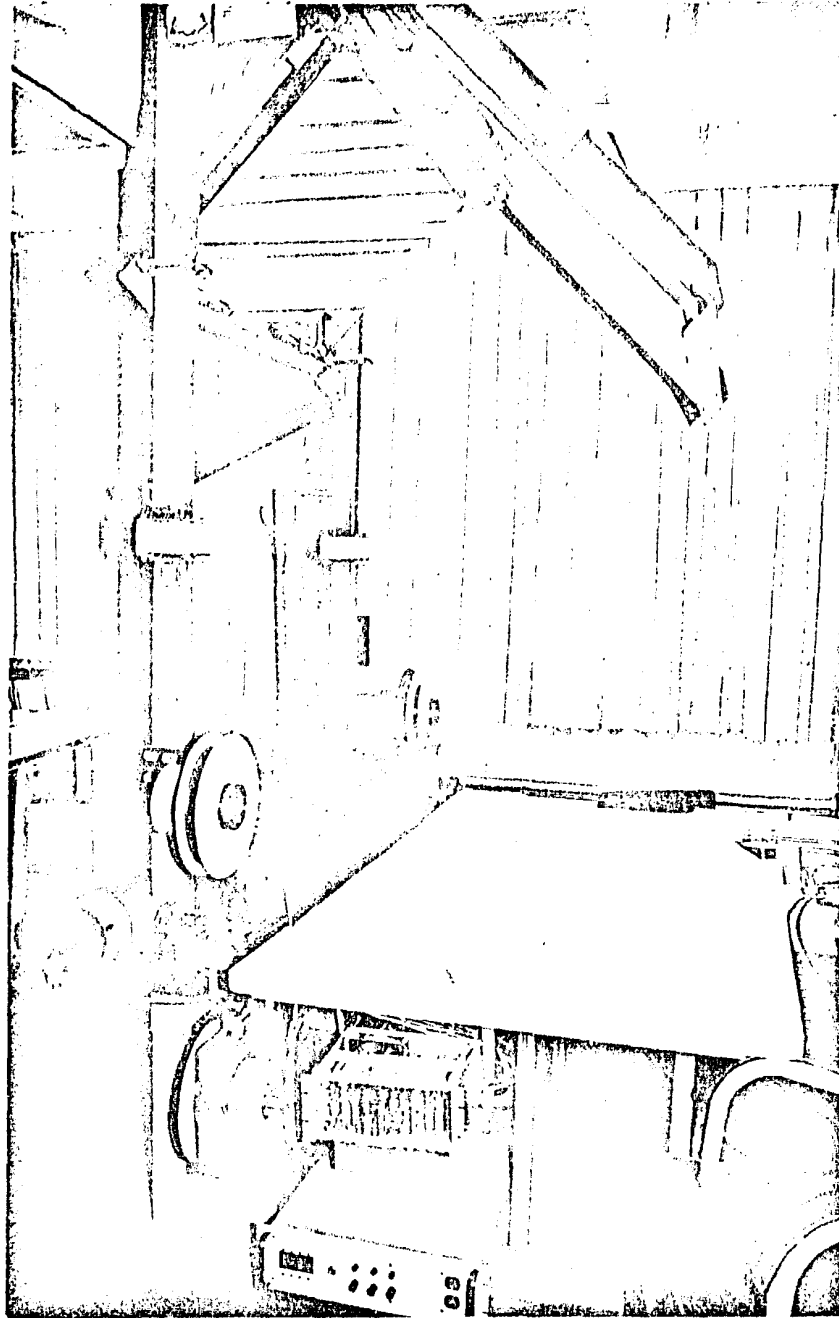


Fig.29

4)\_Se busca la producción de pares  $e^-e^+$  y si ésta ocurre cerca o lejos del lugar de interacción. Se observa en las tres vistas la curvatura que presentan estas trayectorias, poniendo mayor atención a la posición de su origen.

### CAPÍTULO 3

#### Examen de la Película

5)\_Se cuenta el número de partículas positivas producidas así como el número de piones negativos.

6)\_Para las partículas positivas, se determina si se trata de partículas ligeras o pesadas observando su densidad de ionización y su curvatura, ya que ambas características están relacionadas con su masa.

En general esta parte del análisis, realizado a simple vista (a ojo), no es definitivo, dado que las ambigüedades en las masas (diferencias de 2 o 3 unidades) no permite discernir adecuadamente entre ellas. Para algunas trayectorias, se ha hecho en Berkeley con el programa TVGP (del que se hablará posteriormente), el análisis de algunas trayectorias supuestamente correspondientes a partículas pesadas, sin poder concluir nada definitivo.

7)\_Se cuenta el número de partículas con momento muy semejante al del haz o muy diferente. Esto se hace definiendo un cono hacia adelante con una abertura de  $4^\circ$  y otro con una abertura de  $20^\circ$ . Generalmente se tiene una mica con estas características, la cual se superpone a la proyección de la fotografía sobre la mesa de examen. Esta información da una idea de que tan central o periférica es una colisión. Si la mayor parte de las partículas caen dentro del cono pequeño, se trata de colisiones periféricas, en caso contrario serán centrales.

8)\_Se busca la producción de V's, principalmente el lugar donde ocurre su creación. Para esto se tienen que revisar en las tres vistas la simetría de las trayectorias de las V's, y al superponer las vistas fijar su origen.

La información anterior es anotada en unas hojas llamadas de examen, como la que corresponde a la fig. 30. Están ordenadas por columnas según sea la información, para facilitar su traspaso a un archivo de cómputo.

Para la reacción  $\alpha + \text{KCl}$  a 1.8 GeV/A se analizaron 7731 fotografías en cada una de las tres vistas. Los resultados de este análisis se muestran en la tabla I.

### 3.II. RECONSTRUCCIÓN DE TRAYECTORIAS.

De los eventos analizados, como se mencionó antes hay algunos que se eligen para hacer una reconstrucción de las trayectorias en las tres dimensiones. Esto se hace con el fin de medir su energía o momentos y corroborar si las masas supuestas corresponden con lo medido. También se analizan aquellos eventos que muestran alguna diferencia con lo observado, como puede ser la producción de V's, decaimientos, etc.. Lo cual ha sido anotado en las hojas de examen (fig. 30) en las columnas correspondientes a: V's, llamadas de atención (call att.), comentarios (comments) y  $\pi^2 \rightarrow \mu e$ .

Fig. 30

FOLIO DE EXAMEN.

SCAN SHEET

INSTITUTO DE FISICA

FRAME			SCANNER	YEAR		II QUANTITY			BEAMS			EXPERIMENT			MONTH	TGT MESSY	TGT ELECTRO	e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> PAIRS	$\pi^+$	$\pi^-$ PAIRS	$\pi^+ - \pi^-$	$\pi$ KINK	- > 90	+ Total	Day	+ Heavy	+ Slow	+ Paris	+ Kick	$\pi^+$ $\pi^-$ $\mu$	+ > 90	SCAN #	ROLL	LEADING 1	LEADING 2	# VETS	CORRELATION	Neutrals	Heavy spray	CALL TUN	321	320	19	ZE	31	8	4	2	0																																
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82

### CAPÍTULO 3 Reconstrucción de trayectorias

Para realizar la reconstrucción de una trayectoria, se tiene que considerar el "ángulo de entrada" (dip angle) de la traza, ya que en la fotografía se ve sólo la proyección de la trayectoria helicoidal de la partícula cargada que atraviesa la C.T.L.. Este ángulo de entrada es dado por el ángulo formado por la traza y el plano normal al campo magnético (fig.31).

El principio de la reconstrucción espacial se basa en el hecho de que cada cámara fotográfica registra la traza en diferentes proyecciones relativas a señales fijas en el espacio de la cámara (fig.32).

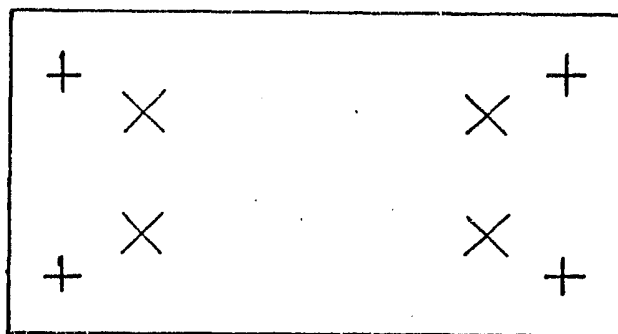


Fig. 32

Si uno mide la proyección de un punto sobre dos diferentes vistas, la intersección de los rayos que van desde el punto proyectado a la cámara, da las coordenadas del punto en el espacio, como se ve en la fig.31.

Una alternativa para obtener las coordenadas de algún punto sobre la proyección de la película fotográfica, es usar un "digitalizador de imagen plana". En éste, las coordenadas correspondientes sobre el plano de la película se obtienen con una exactitud de  $\pm 0.25$  mm. al colocar la punta del digitalizador directamente sobre el punto deseado de la imagen fotográfica. Las coordenadas del punto digitalizado son almacenadas en una cinta magnética para un análisis posterior.

El procedimiento seguido para la reconstrucción de un evento es el siguiente:

a) Se miden cuidadosamente las señales confiables fijas

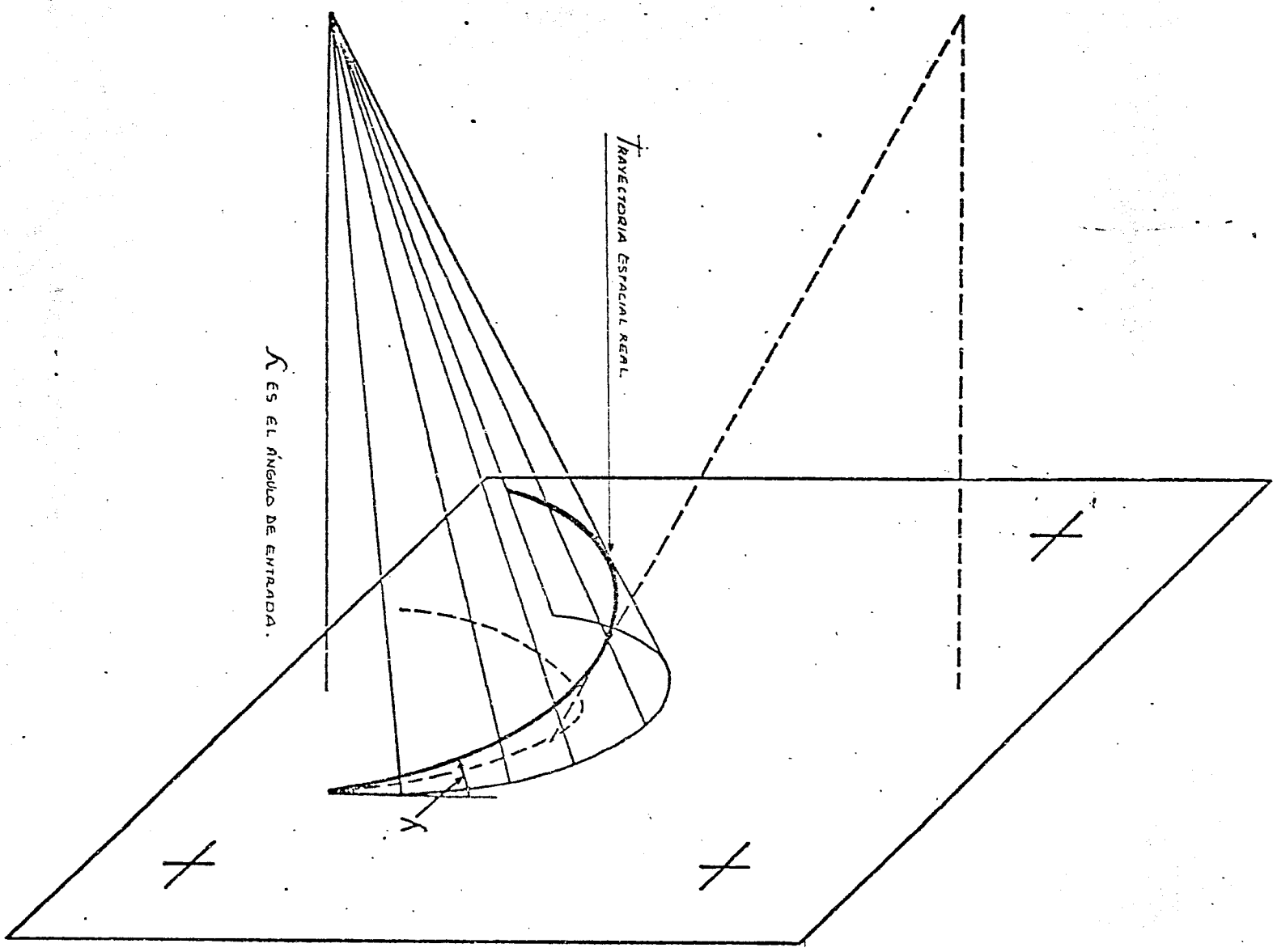


Fig. 31



### CAPÍTULO 3

#### Reconstrucción de trayectorias

colocadas atrás y adelante de la C.T.L., para obtener la media y la desviación normal de las coordenadas de estas señales sobre la película. Entonces, se pueden determinar las constantes ópticas de cada cámara fotográfica.

b) Para cada vista se mide un conjunto de cuatro marcas confiables para establecer un sistema de referencia, a continuación se miden las trazas seleccionadas siguiendo un orden establecido para cada vista.

Para cada traza las mediciones comienzan desde el punto más cercano al vértice y se digitalizan un promedio de 12 a 20 puntos a lo largo de la traza. Un dibujo trazado por la computadora en base a tales medidas se muestra en la fig.33.

c) Una vez que todas las marcas elegidas han sido medidas en las tres vistas y las coordenadas se han archivado en cinta, esta cinta es analizada por el programa de reconstrucción de las tres vistas: TVGD (ref.44). El análisis consiste en lo siguiente:

Usando las constantes ópticas se corrigen las distorsiones y se transforman las mediciones a un plano ideal, en el que se generan puntos espaciales muy cercanos a los puntos reales de la trayectoria. Como siguiente paso, se supone una masa para la partícula y una curva espacial es ajustada a dichos puntos; incorporando las variaciones del campo magnético y la pérdida de energía en el gas. De esto, se calculan los ángulos (de entrada y azimutal) y los momentos para puntos en: el comienzo, la mitad y el final de la traza. A cada paso se hace un análisis del error cometido tomando en cuenta los efectos de dispersión múltiple.

d) Debido a la alta densidad de trazas alrededor del vértice, la mayoría de las trazas son medidas comenzando a algunos centímetros del vértice, siendo necesario extrapolar las trazas hacia atrás para determinar el punto de intersección y recalcular el momento y el ángulo de emisión para todas las trazas en el vértice, tomando en cuenta la pérdida de energía en el blanco. Este procedimiento y el ajuste cinemático a la topología del evento lo proporcionan los programas: SQUAW y APACHE (ref.45). Los resultados finales de la reconstrucción son los cuadrimentos de las trazas medidas y sus errores. Además, para una mejor apreciación de los resultados, las medidas efectuadas en el sistema de laboratorio, pueden ser transformadas al sistema de referencia del centro de masa. Lo anterior se hace por medio de escalares (invariantes) de Lorentz, como la rapidez ( $Y$ ).

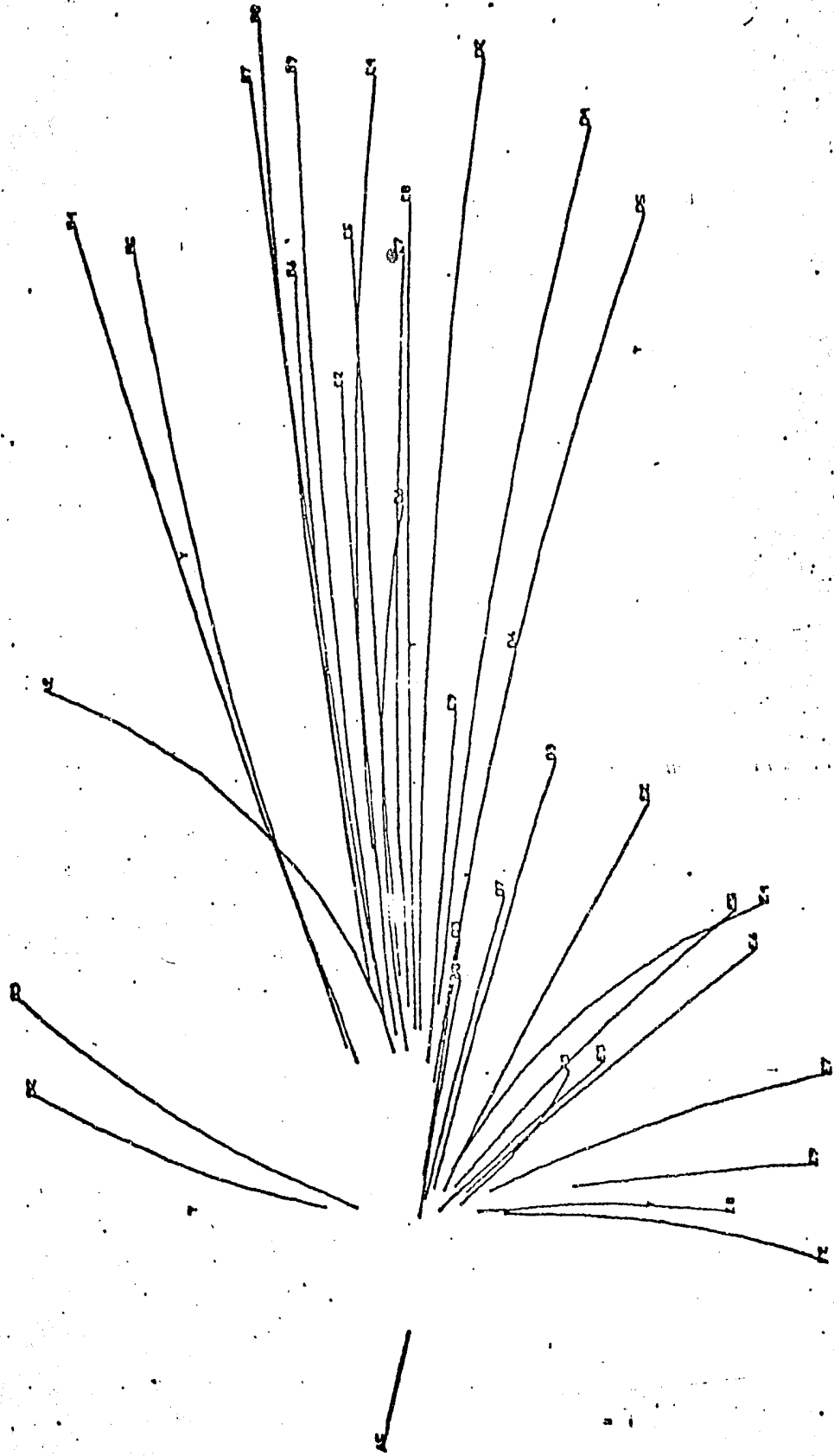


Fig.33

3.III. RESULTADOS.

La tabla I, contiene la información obtenida del análisis de las 7731 fotografías al revisar las tres vistas:

\_\_\_\_TABLA I\_\_\_\_

Para:	de interacciones :	n	< n <sup>^</sup> >
Centellador S	....2914.....	.....16469...	5.6517...
Blanco_____B	....3141.....	.....24864...	7.9160...
Centellador T	....0015.....	.....00068...	4.5333...
Gas_____G	....0005.....	.....00047...	9.4000...

Del numero total de fotografías se descartaron:1656,asi que el número de fotografías analizadas es:6075 que representan un 78.58 % del total.

Se puede decir que de este examen se obtienen las siguientes proporciones de interacciones respecto a la suma total de éstas en los detectores, gas y blanco:

- el 51.70 % ocurrió en el blanco,
- el 47.97 % ocurrió en el primer centellador,
- el 0.25 % ocurrió en el segundo centellador,
- el 0.08 % ocurrió en el gas.

A la medida de la multiplicidad de partículas positivas:  $\langle n_+ \rangle$  para eventos que ocurrieron en el blanco, le corresponde un error, que es asociado a un análisis estadístico. (ref.43). Este análisis consiste en que tres examinadores toman una muestra con 156 eventos y evalúan la multiplicidad para cada evento, luego se hace una comparación de los resultados que obtienen cada uno de los tres. Se encontró que este error representa alrededor del 10 % de la medida (9.4%). Lo cual es razonable al considerar que el examen de la película depende enormemente de su claridad y de la visión del analista.

Para eventos que se produjeron en el blanco, la multiplicidad de partículas positivas es:

$$\langle n_+ \rangle = 7.92 + 0.79 \text{ partículas por evento.}$$

El blanco de KCl es un cristal montado sobre un marco de lucita, tiene un espesor:  $a = 3 \text{ mm.}$  A partir de este valor se puede conocer el número de centros dispersores por centímetro cuadrado (densidad de blancos):  $N$ .

$$N = (\rho_{KCl} a N_0) / A_b; \text{ donde: } A_b \text{ es el peso atómico del blanco y}$$

$\rho = \rho_{KCl} = 1.984 \text{ gr/cm}^3$  .No es el número de Avogadro.

Como se trata de un blanco compuesto,  $Ab$  tiene que ser reemplazado por el peso atómico promedio:  $\langle Ab \rangle$ .

$$\langle Ab \rangle = ( \langle A_K \rangle + \langle A_{Cl} \rangle ) / 2 .$$

$$\text{donde: } \langle A_{Cl} \rangle = 35(0.7553) + 37(0.2447) = 35.4894 .$$

$$\langle A_K \rangle = 39(0.932) + 41(0.068) = 39.1360 .$$

Las cantidades entre paréntesis son las abundancias relativas de los isótopos 35 y 37 del Cloro, y 39 y 41 del Potasio.

$$\text{Asi, } \langle Ab \rangle = 37.3127 \text{ y } N = 1.02 * 10^{22} \text{ nucleos/cm}^2 .$$

La sección geométrica:  $\sigma_G$  se calcula por medio de la expresion:  $\sigma_G = \pi R^2$  , donde  $R = 1.2 [A_p^{1/3} + \langle Ab \rangle^{1/3}] = 5.8578$ .

La razón: Número de partículas dispersadas a Número de partículas incidentes, se usa para definir una sección de reacción y es determinada durante el experimento. Para esto se miden estas cantidades de partículas a diferentes tiempos. A dicha razón se le denomina en la literatura de experimentos en la C.T.L. como razón de "maestros" a "haces" (master's/beam's = m/b). Representa un número constante (hasta cuatro cifras) para cada experimento. En nuestro caso tenemos:

haces (b)	maestros (m)	hora	razon m/b
818342	5365	11:20	0.0066
1173810	7843	15:45	0.00668

La seccion experimental de la reacción:  $\sigma_E$  se define como:  $\sigma_E = m/b (1/N)$ . Aquí hay un detalle interesante ya que la proporción de eventos que ocurrieron en el blanco respecto al total de eventos es de 51.7%. Entonces la fracción de partículas dispersadas en el blanco, corresponde a una razón m/b de 0.00346. Por lo que la sección experimental sera de 340 mb., lo que indica que nuestro modo de disparo efectivamente es inelástico, correspondiendole un parámetro de impacto geométrico de:  $b_G = (\sigma_E / \pi)^{1/2} = 3.29 \text{ fm}$ .

El valor de la sección de reacción, como se espera es menor que el valor de la sección geométrica. Pues debe haber una corrección debida a las partículas incidentes que no golpean al blanco y a las que decaen o son absorbidas antes de llegar al detector.

En la tabla II, se muestran los resultados mencionados hasta aqui:

**TABLA II**

REACCION	Elab.	$\sigma_G$ (mb)	$\sigma_E$ (mb)	$\langle n_+ \rangle$
+ KCl	1.8 GeV/A	1.08*10	340	7.92

3.IV. CONCLUSIONES.

La multiplicidad de partículas positivas y negativas en las reacciones nucleares a energías relativistas es de interés para probar los modelos teóricos sobre el comportamiento de la materia nuclear en condiciones fuera de lo normal. En particular, las multiplicidades de piones han dado alguna información sobre la etapa de compresión y la respuesta de la materia nuclear en función de la densidad.

En los modelos teóricos es importante conocer por ejemplo, el número de partículas del proyectil y del blanco que participan en la reacción. Cuando en una reacción la multiplicidad de partículas es alta, la interacción se aproxima a una desintegración total. El número de partículas cargadas observadas es alto, esto es, del orden de la suma del número de protones del blanco ( $Z_b$ ) y del proyectil ( $Z_p$ ), como es el caso de las colisiones centrales de Ar + KCl (ref.9).

Para la reacción que hemos estudiado:  $\alpha + KCl$ , caso inelástico, no se puede hacer una estimación buena del número de nucleones participantes, ya que corresponde a una colisión rasante, con parámetro de impacto del orden de la suma de los radios del blanco y del proyectil.

En la tabla III, se comparan los resultados de este trabajo:

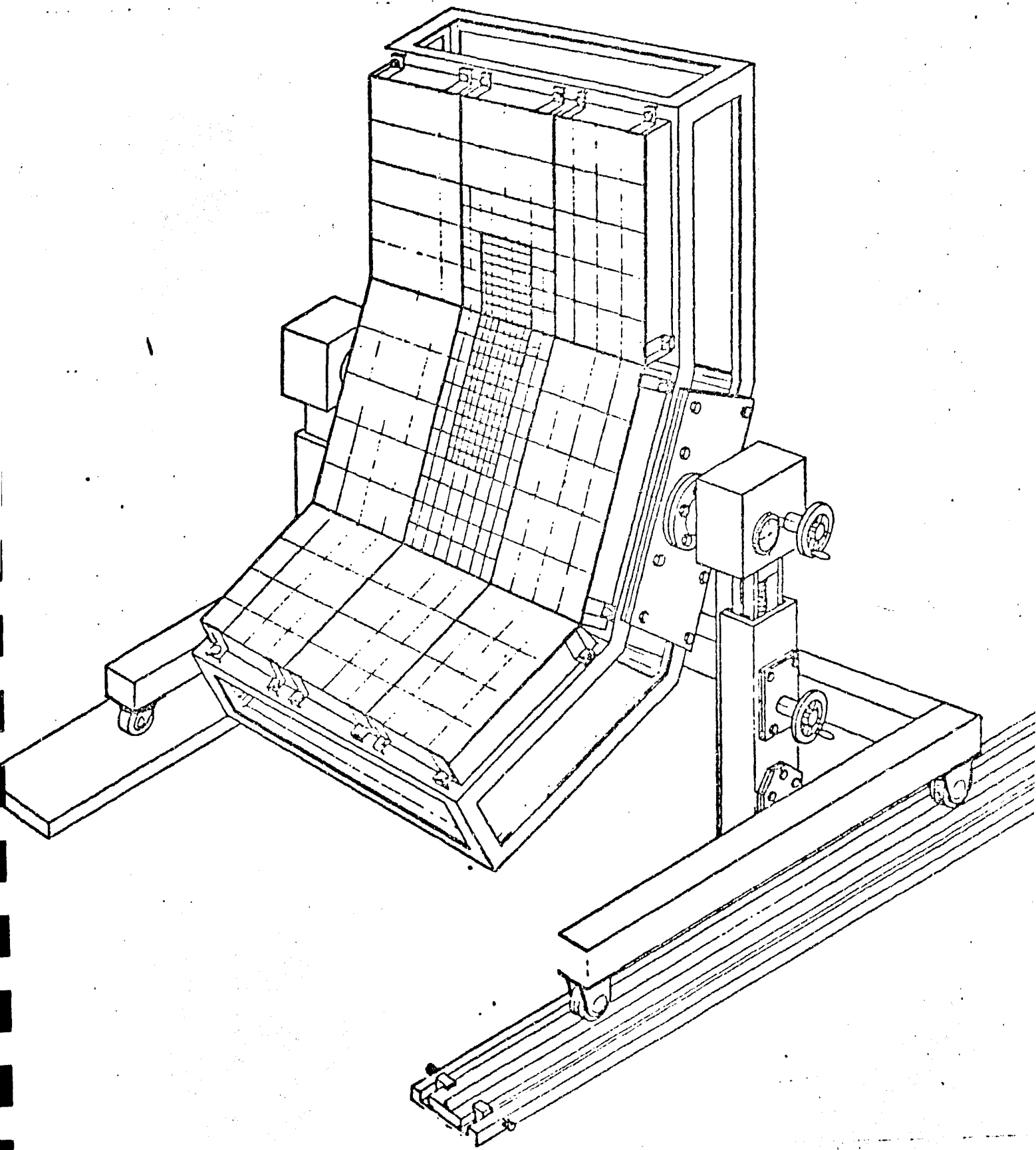
**TABLA III**

REACCION	Elab. (Gev/A)	$\sigma$ (mb)	$\langle n_+ \rangle$
$\alpha + KCl$	1.0	340	6.08
$d + KCl$	1.8	340	7.92

Los valores para la misma reacción, pero a una energía de 1.0 Gev./A, corresponden a otro experimento del grupo con el que colaboramos (ref.9).

Es notable que desde 1974 a la fecha, se han realizado medidas de espectros exclusivos de la producción de partículas positivas en reacciones a energías relativistas con proyectiles que van desde protones hasta  $^{159}La$ . Sin embargo no se ha hecho nunca un estudio sistemático de la multiplicidad de partículas positivas, excepto para  $^{40}Ar + KCl$  a energías entre 0.360 y 1.803 Gev./A. El estudio de  $\alpha + KCl$  cubre también este intervalo de energías, pero en este momento solo tenemos las medidas presentadas en la tabla III.

La información obtenida de las multiplicidades de partículas positivas no ha sido aprovechada probablemente debido a que no se hace una separación adecuada de las cargas.



EL HODOSCOPIO.  
Fig. 34

CAPÍTULO 3  
Conclusiones

Para remediar esta situación, el grupo con el que colaboramos ha diseñado y probado un sistema de detección llamado HODOSCOPIO. El cual está compuesto de un arreglo de 384 centelladores plásticos (fig.34), y se encuentra colocado enfrente de la cámara de trazas luminosas. Ha permitido identificar las cargas de partículas positivas, un ejemplo de su aplicación se muestra en la figura 35.

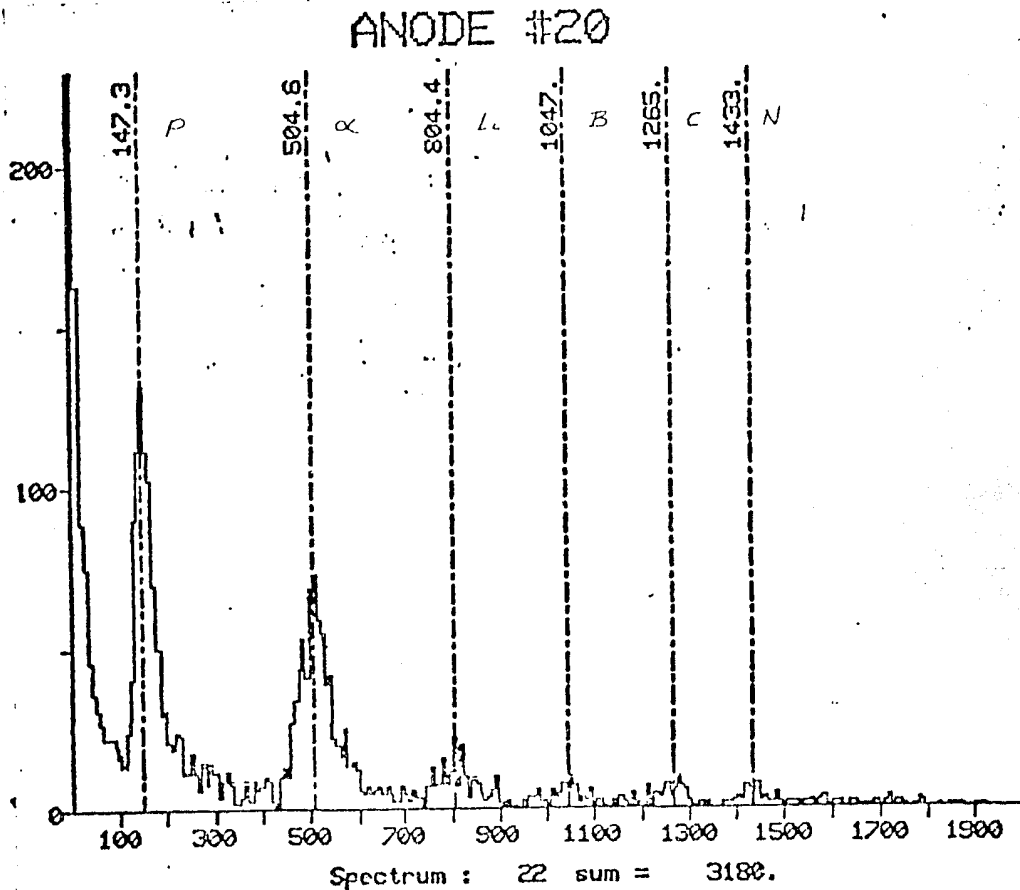


Fig.35

Se espera que este nuevo detector, aunado a la información obtenida con la C.T.L., permita medidas claras de la producción de partículas positivas que por su confiabilidad se incorporen a los modelos utilizados actualmente.

## .APÉNDICE.

El material presentado en este apéndice no pretende ser exhaustivo, sino más bien presentar una visión de este tema.

En la sección I, se presenta muy brevemente el desarrollo de los aceleradores de partículas, mencionando muy someramente su dependencia con las altas tensiones así como las dificultades que aparecen a energías relativistas. La sección II, muestra los principios que rigen el enfoque de un haz de partículas mediante la aplicación de un campo magnético. En la sección III, se explica la función de la fuente de iones y dado que el acelerador Bevatrón utiliza como inyector un acelerador lineal, se consideran en la sección IV algunos detalles de estas máquinas. A continuación en la sección V, se habla sobre el procedimiento de aceleración en los aceleradores circulares y finalmente, con base en lo dicho en las secciones anteriores, la sección VI describe el sistema Bevalac con sus áreas experimentales.

### A.I. RESEÑA DE ACELERADORES.

En muchas de las ramas de las ciencias básicas y aplicadas el empleo de aceleradores de partículas ha sido cada vez más frecuente, como es el caso de la física nuclear, la física de las partículas elementales, la espectrometría de masas, la microscopía electrónica, la medicina, etc.. Un acelerador, es un instrumento que cambia la velocidad de una partícula cargada, de manera que se varíe su energía cinética, produciendo haces de partículas que se mueven con energías bien determinadas.

El estímulo para la construcción de aceleradores a altas energías, provino de la necesidad de contar con partículas más abundantes y de mayor energía que las que podían obtenerse de fuentes naturales.

Luego de los experimentos precursores de Rutherford en 1917, se hizo evidente que la aceleración de partículas en



APÉNDICE  
El Bevalac

aparatos de laboratorio era la mejor manera de hacer avances en el area de la desintegración nuclear. Alrededor de 1925, en E.E.U.U. se construyó una bobina de Tesla y se aplicó la tensión obtenida a un tubo apropiado para la aceleración de partículas (ref.A1). Poco después, en Berlín se empleo un generador de impulsos para acelerar protones. Por otro lado, en el Instituto Californiano de Tecnología, se utilizarón una serie de transformadores montados en cascada con el fin de energizar tubos de alta tensión empleados en la aceleración de protones y de rayos x.

En Princeton, R.J.Van de Graaf (ref.A2) construyó un nuevo tipo de generador electrostático, el antepasado de un tipo de aparato que todavía se utiliza ampliamente.

Las primeras desintegraciones mediante partículas aceleradas artificialmente, fueron logradas por J.D.Crookcroft y E.T.S.Walton en el laboratorio de Cavendish (ref.A3). Desarrollaron un circuito multiplicador de tensión que había sido inventado en Suiza, con él, condujeron la tensión obtenida a un tubo acelerador de protones. En 1932, a 770 kev., obtuvieron la desintegración del Litio en dos partículas alfa.

En todas las investigaciones de este tipo, se vió que las altas tensiones presentaban todo tipo de peligros y dificultades técnicas. Por 1932 se propusieron procedimientos que evitaban las altas tensiones, algunos utilizaban inducción electromagnética para acelerar las partículas, otros se valían de técnicas de aceleración múltiple. E.O.Lawrence, fue el primero en llevar la aceleración múltiple a la práctica exitosamente (ref.A4).

Un ión de carga específica:  $e/m$ , que se mueve en un campo magnético uniforme con una velocidad inicial perpendicular a las líneas de fuerza, describe un círculo de radio:  $r = mv/eB$ , con una velocidad angular:  $w = v/r = eB/m$  independiente de  $v$  y  $r$ . (fig.a1).

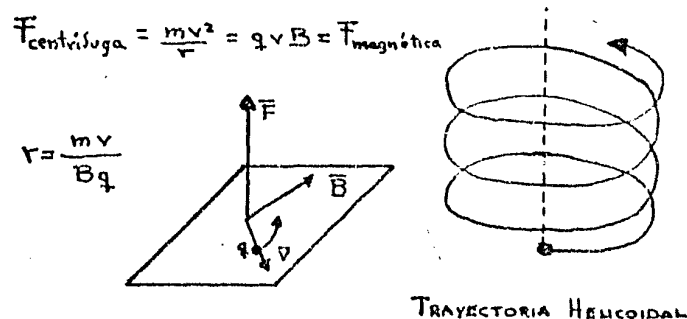


Fig.a1

Si colocamos una fuente de iones en un campo magnético ( $\vec{B}$ ) y añadimos un campo eléctrico ( $\vec{E}$ ) alternante y perpendicular a  $\vec{B}$ , en un diámetro de las trayectorias y variable con una frecuencia  $\nu = \omega/2$ . De ésta manera se acelerarán los iones cuando éstos crucen el diámetro, obteniéndose una aceleración múltiple, ya que cada vez que crucen el campo  $\vec{E}$ , los iones adquieren cierta energía, ya que ésta energía es multiplicada por el número de cruces. El campo  $\vec{E}$  de las características requeridas se obtiene utilizando dos cajas que tienen la forma de la letra D. Las "des" son mantenidas a tensiones alternantes que varían con una frecuencia  $\nu$ . Cada vez que un ión pasa a través del espacio que separa las des, recibe una energía eV; con V representando la diferencia de potencial entre las des. La trayectoria de los iones es una espiral que tiene su origen en la fuente, al final las partículas son desviadas a un canal por el que salen de la cámara de vacío.

Debido a que las aceleraciones son múltiples, las diferencias de potencial existentes en el instrumento son muy pequeñas en comparación con la que se necesitaría para obtener la misma energía en una única aceleración. De ésta manera se evitan las dificultades originadas por las altas tensiones, lo cual constituye un progreso técnico de inestimable valor.

Durante la segunda guerra mundial, en los Alamos se inventó un método para esquivar dificultades relativistas que se presentan a energías del orden de 100 Mev (o mayores). Éste método utiliza el principio de estabilidad de fase (ref.A5), del que se hablara en la sección V.

Pocos años más tarde, fue necesario un segundo invento para superar las dificultades inherentes a la construcción de aceleradores con energía a un mayor: el método de Enfoque Intenso (ref.A6).

El que los haces de partículas dentro de los aceleradores, deban permanecer unidos durante un enorme número de revoluciones, permite que la aceleración se repita muchas veces y se alcancen así altas energías. El enfoque intenso permite mantener las órbitas en tubos relativamente pequeños.

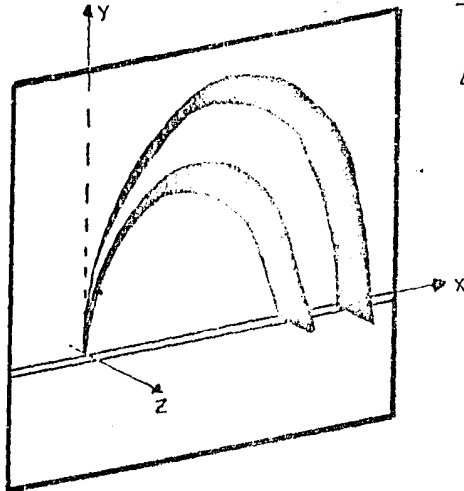
El período de la posguerra presencié un verdadero salto en las dimensiones de los aceleradores. En Berkeley, los científicos del Laboratorio de Radiación construyeron un SINCROCICLOTRÓN de 88", así como un acelerador electrónico: el SINCROTON que incorporaba el principio de estabilidad de fase. El sincrociclotrón fue seguido por el BEVATRON, que llegó a una energía de 6.4 Gev.

#### A.II. EL ENFOQUE POR MEDIO DE CAMPOS MAGNÉTICOS.

Es un hecho el que partículas iguales, al tener un mismo origen, y moverse en dirección normal a un campo magnético ( $\vec{B}$ ) uniforme con igual velocidad, describirán trayectorias de igual radio. En el caso en que las direcciones de partida

sean diferentes, la acción del campo  $\vec{B}$  provocará que sus trayectorias se crucen después que éste las desvíe aproximadamente  $180^\circ$ . Tenemos que, como lo muestra la figura a2, para diferentes grupos de partículas con cierta energía, se obtendrá una "imagen" para cada grupo de partículas. La aplicación de éste campo magnético produce una imagen enfocada en el plano normal al campo  $\vec{B}$ , definido como plano horizontal.

ENFOQUE EN EL PLANO HORIZONTAL.



SE DEFINE EL PLANO HORIZONTAL COMO EL PLANO NORMAL AL CAMPO  $\vec{B}$ .

EL PLANO VERTICAL ES DEFINIDO POR LA SUPERFICIE GENERADA POR EL CAMPO  $\vec{B}$  Y LA TRAYECTORIA DE LAS PARTÍCULAS.

EL CAMPO MAGNÉTICO  $\vec{B}$  ESTÁ EN LA DIRECCIÓN DEL EJE Z.

Fig.a2

Para conocer el lugar del enfoque del haz de partículas deflectadas por el campo  $\vec{B}$ , se siguen dos reglas, según la manera en que las partículas entren a las caras de los polos del electroimán.

1) Ley de Barber. (ref.A7) Se aplica al caso en que los haces de partículas que provienen de una fuente entren y salgan en dirección perpendicular a las caras de los polos del electroimán, viajando sobre el plano medio del entrehierro. (fig. a3).. Se dice que en el plano medio, bajo estas condiciones, la fuente F, la imagen I y el centro de la trayectoria curva del haz central: C, están sobre una línea recta: FCI. Por lo tanto, si se conoce la posición de F y de C, se conoce la posición de I. (fig.a3).

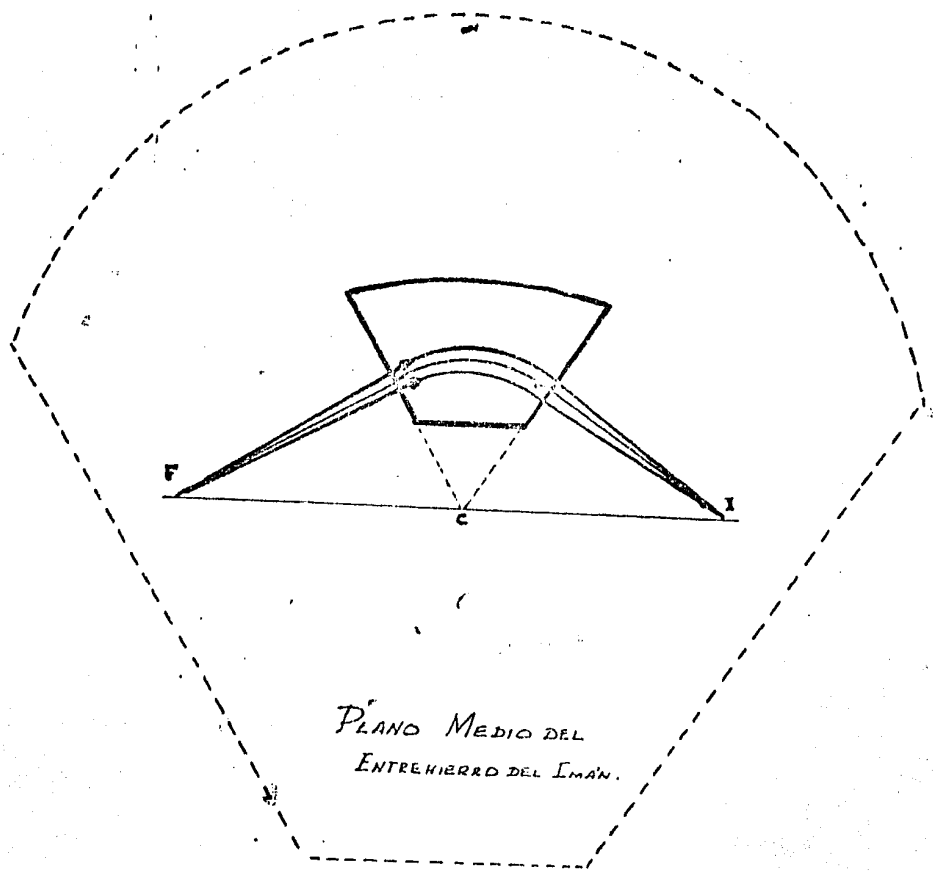


Fig.a3

2) Ley de Cartan. (ref.A8) Es aplicable en el caso en que el haz central que viaja sobre el plano medio del entrehierro, entra y sale del imán con ángulos:  $\theta$  y  $\phi$  respectivamente. (fig.a4). Para éstas condiciones, si se quiere encontrar el lugar de enfoque del haz, se sigue el siguiente procedimiento :

Basandose en la fig. a4, se hace lo siguiente:

- Se traza una normal ( $n_1$ ) al haz central en el punto F, de tal manera que intersecte a la normal  $N_1$  en el punto O.
- Se prolonga la línea  $\overline{OC}$  hasta que intersecte a la normal  $N_2$  en el punto P, a continuación se traza a partir del punto P, la normal:  $n_2$  a  $N_2$ .
- Por último, la intersección de  $n_2$  con el haz central saliente define el lugar de enfoque: I.

El ENFOQUE VERTICAL se obtiene cuando la partícula que se mueve en el plano central del imán, experimenta sólo

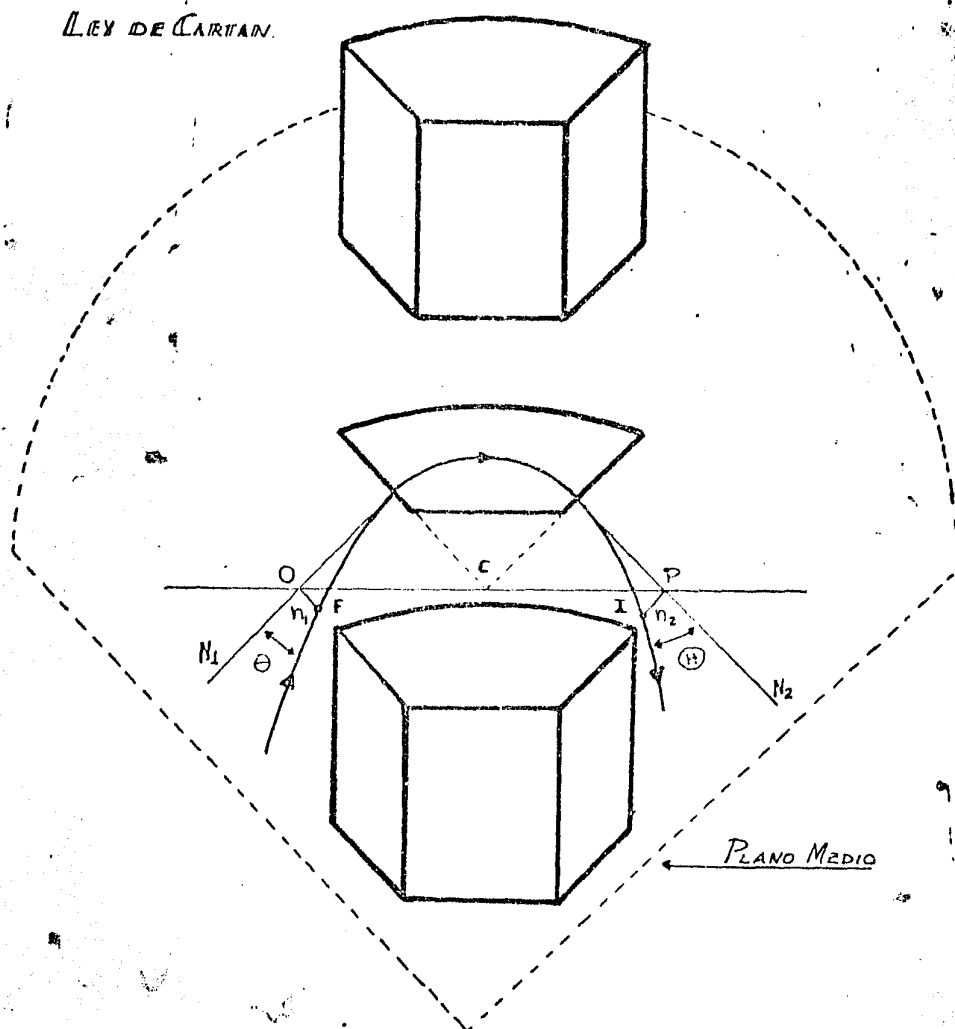
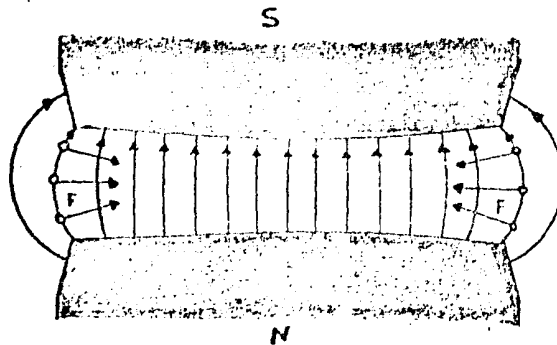


Fig.a4

fuerzas radiales, lo que se puede lograr mediante un campo que disminuya al alejarse de la trayectoria.(fig.a5). Debe tenerse en cuenta que al producir un enfoque en el plano vertical, se tendrá un desenfoque en el plano horizontal, y viceversa.

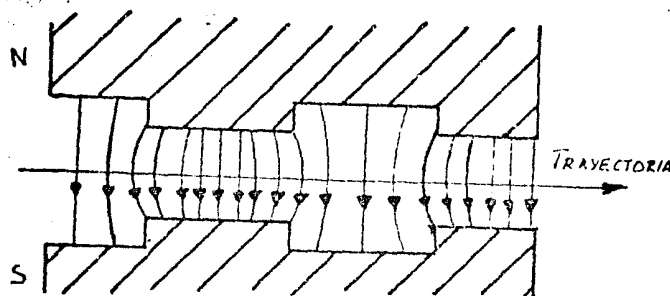
Quitando material de los polos magnéticos, se obtienen campos de intensidad menor que en el resto del imán. Así al pasar una partícula por las fronteras entre las regiones de campos mayores y menores, recibe un impulso capaz de producirle un enfoque vertical, mientras que el campo  $B$  uniforme produce un enfoque horizontal. A esta técnica se le conoce como ENFOQUE POR SECTORES, y se esquematiza en la fig.a6.

ENFOQUE VERTICAL.



CAMPO MAGNÉTICO QUE DISMINUYE CUANDO EL RADIO AUMENTA.

Fig.a5



ENFOQUE POR SECTORES.

Fig.a6

El ENFOQUE INTENSO se logra alternando fuerzas de enfoque y desenfoque sobre la partícula, tanto en el plano vertical como en el horizontal. Para esto el acelerador debe estar constituido de varios imanes en los que alternadamente el campo B disminuya hacia el centro de la órbita y aumente hacia el centro en el siguiente.(fig.a7).

Una relación muy importante en el trabajo con aceleradores de altas energías, como es el caso del Bevalac, es la de masa-energía, ya que la masa de la partícula varía con la velocidad de la siguiente manera:

$$m = m_0 / (1 - \beta^2)^{1/2} ; \text{ donde: } m_0 \text{ es la masa en reposo de la}$$

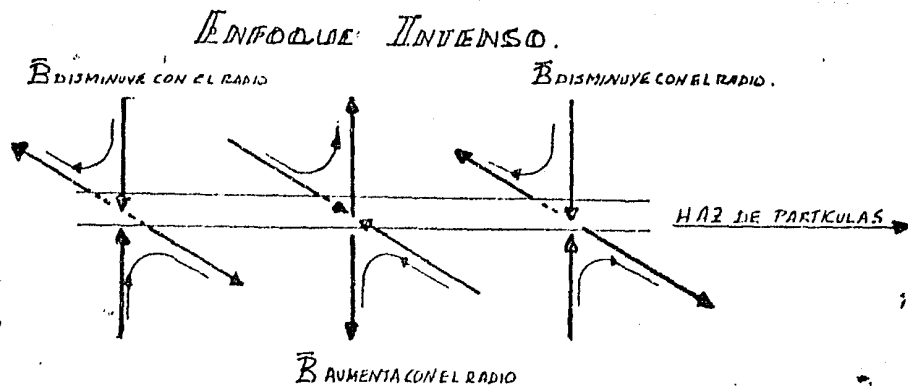


Fig.a7

partícula y  $v$  es la velocidad de la partícula.

Las ecuaciones relativistas de la energía, son:

$$E_0 = m_0 c^2 = \text{energía en reposo.}$$

$$E_T = m c^2 = \text{energía total.}$$

$$E_C = E_T - E_0 = \text{energía cinética. Y cumplen la relación:}$$

$$E_C/E_0 = m/m_0 - 1 = 1/(1-\beta^2)^{-1/2} - 1 .$$

Esta última ecuación muestra claramente la importancia de la relación masa-energía en aceleradores de partículas. Por ejemplo, para el caso de electrones y protones ( $m_e = 1/2000 m_p$ ), donde para que un protón se mueva a un 98% de la velocidad de la luz, necesita una energía de 4000 Mev, mientras que un electrón para moverse a la misma velocidad sólo necesita 2 Mev.

### A.III. LA FUENTE DE IONES POSITIVOS. (ref.A9)

Para obtener un haz de partículas aceleradas, lo primero es obtener éstas partículas. Si se trata de electrones esto se puede lograr con la ayuda de un filamento caliente, en cambio si se trata de iones positivos, se necesita introducir pequeñas cantidades del elemento seleccionado a la "fuente de iones", donde se ioniza por medio de campos de radiofrecuencia o haciendo pasar por él una corriente de electrones.

La fuente de iones contiene además campos eléctricos y magnéticos que aceleran y enfocan a los iones positivos para que se les pueda controlar al ser introducidos al acelerador.

A.IV. LOS ACELERADORES LINEALES.(ref.A6)

Este tipo de aceleradores emplean guías de ondas o cavidades de resonancia para establecer campos electromagnéticos a cierta frecuencia. El acelerador puede consistir de un tubo de guía de ondas o de varios en serie, dependiendo de la energía que se quiera obtener. Las microondas se suministran en el principio de cada una de las secciones. Y debe hacerse de forma sincronizada con el fin de mantener la fase adecuada, de modo que la partícula quede "montada" en la onda viajera de cada uno de los tubos.(FIG.a8).

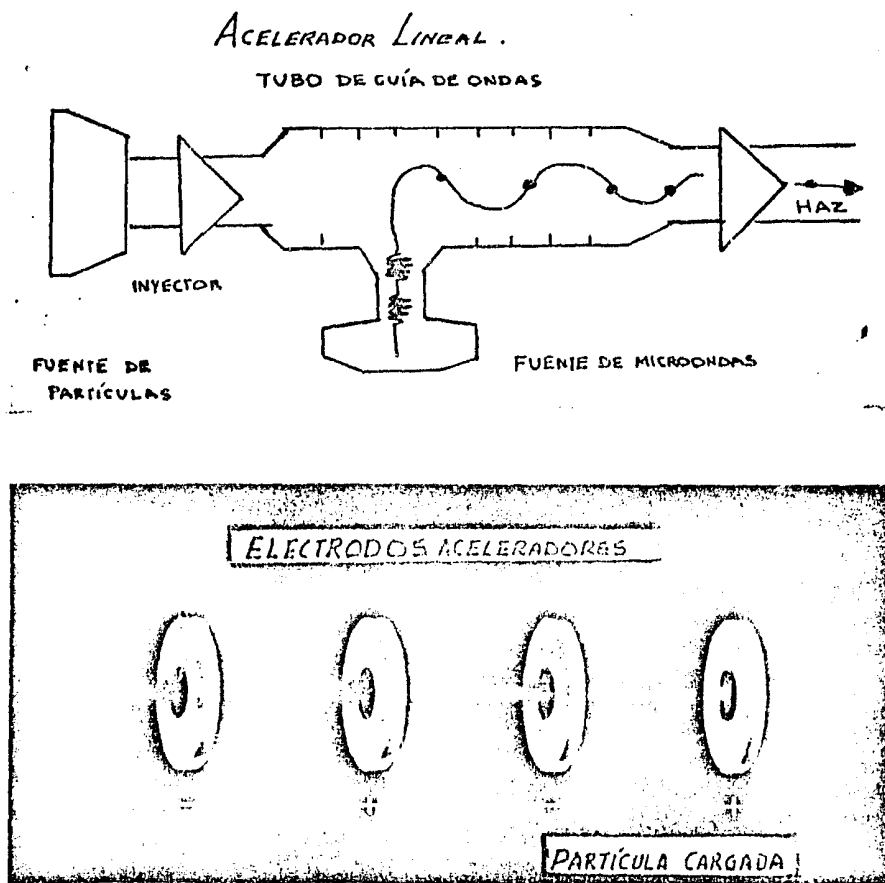


Fig.a8

El campo electromagnético ( $\vec{E}-\vec{B}$ ) puede entonarse para formar ondas estacionarias, así las cavidades del tubo actuarán como resonadores; para acelerar iones positivos se usan tubos colocados dentro de una gran cavidad de resonancia.

Debido a que la intensidad del campo es muy grande dentro de las guías de ondas, las pérdidas de potencia son muy altas, por esta razón sólo se inyectan microondas al tubo



durante un 1% o menos del tiempo de operación del acelerador. Como consecuencia se producen pulsos cuya duración se mide en microsegundos y se repiten obteniendo centenares de pulsos por segundo.

#### A.V. ACELERADORES CIRCULARES.(ref.A6)

Un ejemplo típico de éste tipo de aceleradores son los Sincrotrones, estos emplean cavidades de resonancia y trayectorias circulares para obtener aceleraciones de Mev. (la energía, frecuencia y radio de la órbita se denotan con el adjetivo sincrónico). En un principio se alcanzaban energías del orden de Mev, pero con el uso de los imanes de enfoque intenso o de gradiente alterno, se obtuvieron aceleraciones de Gev en protones. En un Sincrociclotrón de frecuencia modulada, se varía ligera y periódicamente la frecuencia del oscilador, para que las partículas inicien su recorrido cuando la frecuencia disminuya y así estén sometidas a impulsos sincronizados. Lo anterior compensa el aumento relativista de la masa de las partículas, por lo que una vez que la frecuencia llegue a su valor mínimo (donde la energía máxima de las partículas es igual a la energía de salida), se debe aumentar la frecuencia para iniciar un nuevo ciclo. La cámara de aceleración tiene la forma de un toroide hueco al alto vacío. Por medio de imanes que producen un campo creciente solo en la región del toroide de sección pequeña donde se mueven las partículas, la aceleración se produce en una o mas cavidades de radiofrecuencia colocadas en el toroide mismo. Aunque sea pequeña la energía ganada al pasar por la cavidad, si se dan muchas vueltas, se aumenta la energía, lo cual es posible gracias al PRINCIPIO DE ESTABILIDAD DE FASE.(ref. A5). Según éste, puede obtenerse la aceleración durante un número muy grande de ciclos sin que pierdan sincronización las partículas, pues la cavidad impulsa un poco más a las que llegan retrasadas y un poco menos a las que se han adelantado. Como resultado, las partículas se mantienen en sincronía y se evita que se salgan de fase. Para lograr esta sincronización a frecuencia constante, si se quiere que las partículas recorran trayectorias aproximadamente circulares y de radio constante, se necesita que su velocidad sea cte.. Lo que se logra si su velocidad es próxima a la de la luz, por lo que es necesario el uso de un "inyector" que generalmente es un acelerador lineal, como es el caso del Superhilac.

A diferencia de los aceleradores lineales, en los aceleradores circulares se presenta la pérdida de energía por radiación debida a la aceleración centrípeta. El hecho de que la masa del protón sea mucho mayor que la del electrón, hace que para la misma energía, la pérdida de energía por radiación para protones o partículas más pesadas que el electrón, sea menor. Como consecuencia se debe tener un gran tamaño en la sección del toroide, requiriendose grandes imanes.

La reducción de corrientes eléctricas parásitas debidas a cambios del campo  $\bar{B}$  en el hierro del imán, se obtuvo mediante la división en imanes componentes mas pequeños. En los sincrotrones, a partir de 1962 se aumentó el número de sectores, lograndose un aumento del número de campos. Después se aplicó la técnica de enfoque intenso (como el del arreglo que se muestra en la fig.a9), obteniendose un haz intenso de sección reducida que permite el uso de una cámara de vacío de sección pequeña, como en el caso del Bevalac .

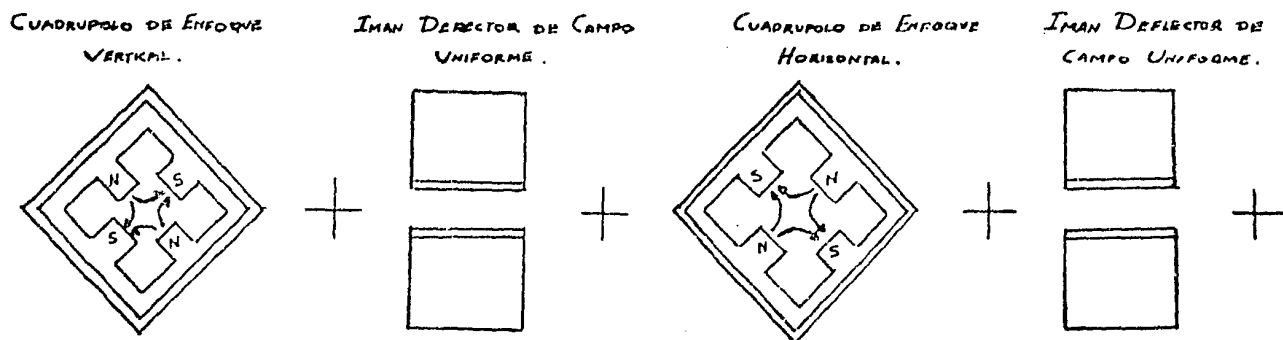


Fig.a9

#### A.VI. EL SISTEMA BEVALAC.

Fue propuesto por Giorso en 1971, emplea un acelerador lineal de iones (a 8.5 Mev.): el SUPERHILAC, como inyector de iones pesados para el BEVATRÓN, el que continua la aceleración de los iones hasta una energía máxima de 2.1 Gev/A. El sistema Bevalac se esquematiza en la fig.a10.

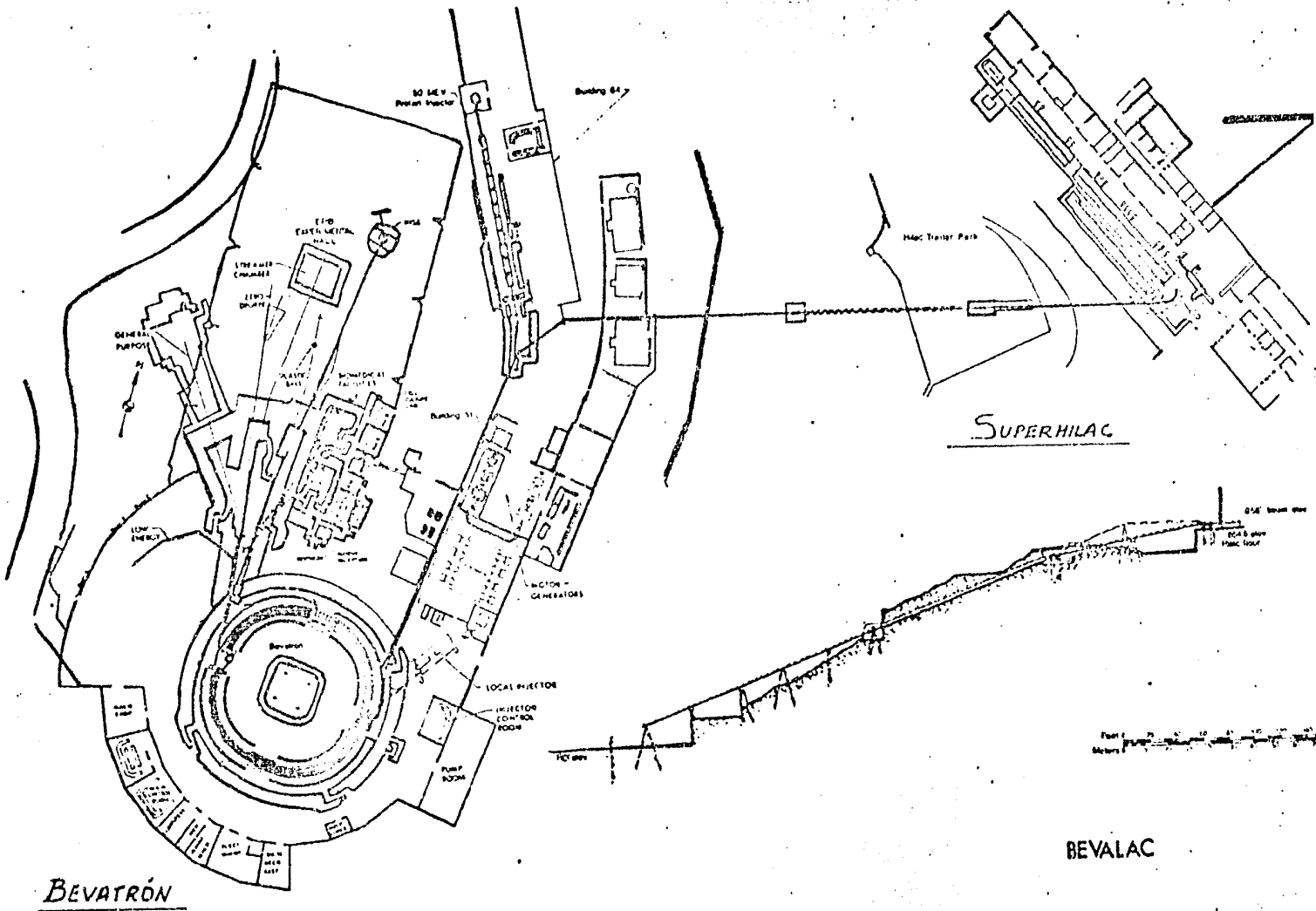


Fig.a10

El superhilac proporciona haces con intensidades desde  $10^{10}$  -->a--> $10^{12}$  partículas por pulso a una razón máxima del

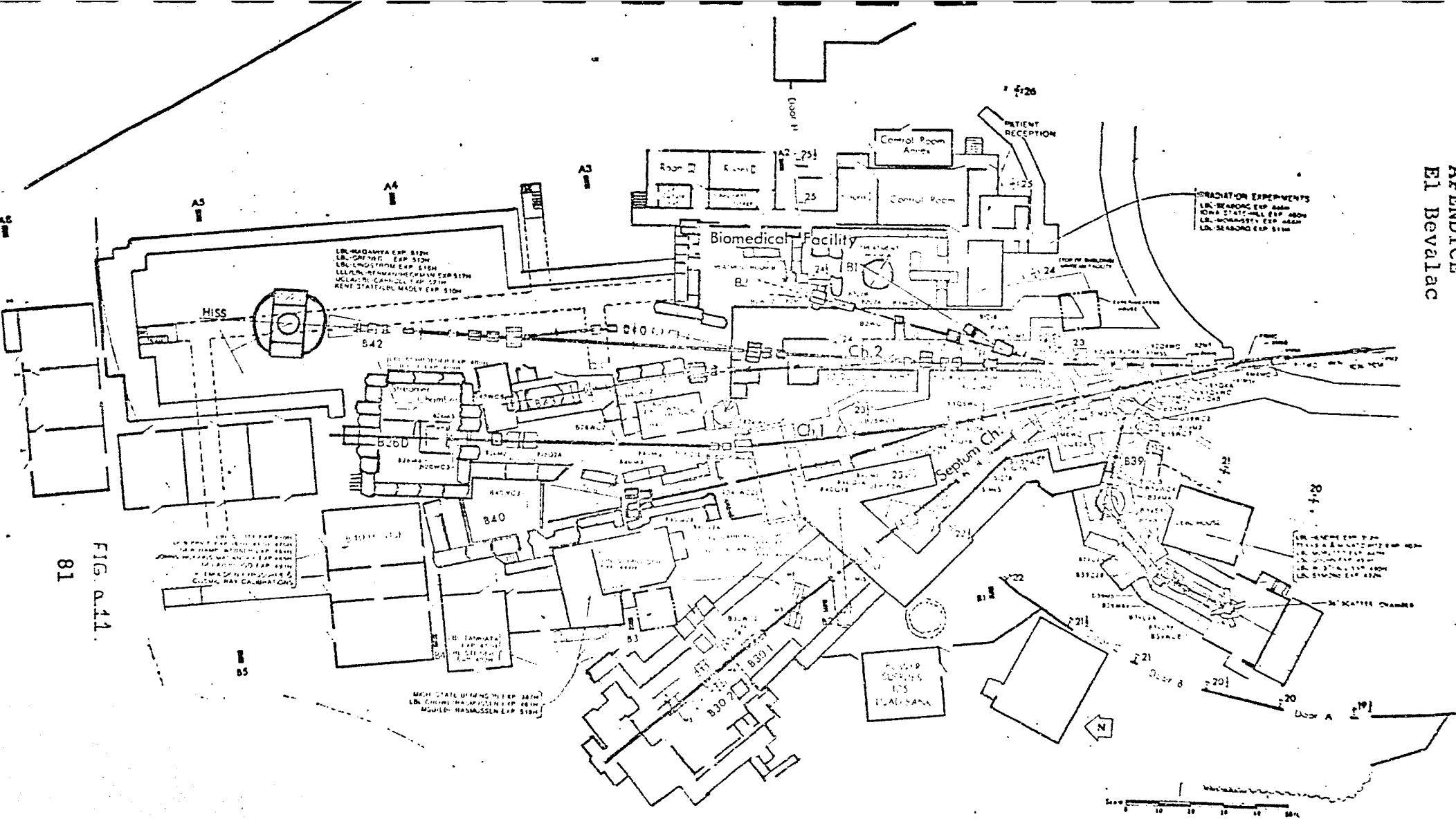
APÉNDICE  
El Bevalac

pulso de 36 l/seg..Y ya que el Bevatrón acepta partículas a una razón de 500 microseg. cada 4 o 6 segundos, el superhilac necesita apartar solo una pequeña fracción (alrededor del 3%) de este ciclo para el Bevatrón.

Con dos fuentes disponibles, el superhilac puede acelerar dos diferentes haces sobre una base pulso-a-pulso, liberando un haz para el Bevatrón, mientras el otro sirve para experimentos con iones pesados a bajas energías. Los programas en ambos aceleradores pueden proceder independientemente durante mucho tiempo.

En la fig.all, se muestran las áreas experimentales del conjunto Bevalac. Como se puede apreciar en la parte superior derecha, una gran sección de las instalaciones corresponden al área de las aplicaciones biomédicas. Contando con dos salas de tratamiento a las que llega un haz de partículas directamente del superhilac. Por otro lado, en la parte inferior derecha del esquema se encuentra la sección de experimentos a bajas energías, en la que se trabaja con una cámara de dispersión alimentada por el superhilac. Ahí se trabaja principalmente en la investigación de las regiones de transición de fases líquida y gaseosa de la materia nuclear, con energías entre 30 --y--200 Mev/A. Empleando las teorías de la hidrodinámica nuclear se intenta explicar el flujo colectivo de nucleones en las reacciones con iones pesados, así como los efectos de "golpe rasante y desparramamiento nuclear" (bounce-off y side-splash).

FIG. A11  
81



Bevatrón / Bevalac

El área experimental correspondiente a la parte izquierda de la fig.all, abarca diferentes facilidades experimentales como son (en orden de abajo hacia arriba): La sección de Propósitos Generales, de Experimentos con Rayos Cósmicos, de la Cámara de Trazas Luminosas, de la Bola de Plástico (plastic ball) y la correspondiente al HISS que cuenta con un espectrometro de masas implementado con dispositivos de detección electrónicos.

Las líneas de investigación que se siguen en esta área, se combinan en las distintas secciones componentes y son las siguientes:

a)\_Fragmentación del Proyectoil. Se hacen medidas de los momentos nucleares de Fermi y se estudian las correlaciones, la producción de núcleos ricos en neutrones, la disociación electromagnética, los fragmentos anómalos y la propagación de rayos cósmicos.

b)\_Fragmentación del Blanco. Se observan las masas producidas, los mecanismos de reacción y las reacciones de transferencia en frío.

c)\_Espectros Inclusivos de:n,p,d,t. Se analizan para la formación por condensación y para su extracción fuera de la región de congelación (freeze-out). Además se investiga la razón de d/p como medida de la entropía.

d)\_Producción de Piones. Se analiza la producción más allá de los límites cinemáticos con el objeto de probar los efectos cooperativos. También se hacen estudios sistemáticos de la producción como una función de la energía, de las masas del proyectil y del blanco, así como de la dependencia con respecto al ángulo tanto de la energía como de la producción.

Como prueba de los efectos hidrodinámicos se observan los piones en la región de la rapidez media, y para probar la acción de las interacciones fuerte y coulombiana se encuentra la razón:  $\pi/\pi^+$  a  $0^\circ$  para velocidades cercanas a la del proyectil.

e)\_Producción de Partículas Extrañas ( $K^+$ ,  $\Lambda^0$ ). Se buscan como pruebas sensitivas del mecanismo de reacción y para estudios de las primeras etapas de colisión.

f)\_Producción de Fotones. Se investiga como medida de la producción de  $\pi^0$  y  $\eta^0$  y como prueba de las etapas calientes de la colisión.

g)\_Estudio de la Estructura Nuclear. Para esto se buscan núcleos alejados de la estabilidad y se usan haces secundarios de núcleos no usuales para estudiar sus propiedades nucleares.

h) Física Atómica. En esta rama, se trata de encontrar pruebas para la electrodinámica cuántica mediante el uso de átomos pesados altamente ionizados. Además, se estudia el comportamiento de iones elevadamente cargados en materia, observando la sección de captura electrónica para núcleos totalmente desprovistos de electrones.

Como futuras líneas de investigación se cuentan los siguientes estudios :

- 1) Fenómenos asociados con el desconfinamiento de quarks y la formación del plasma quark-gluón.
- 2) Comportamiento termodinámico del bulto de materia hadrónico bajo condiciones de alta temperatura y densidad (pre-desconfinamiento).
- 3) Estudio de los procesos de reacción.
- 4) Diferentes investigaciones relacionadas con: la fragmentación nuclear, la estructura nuclear, la física atómica y la astrofísica.

Volviendo a la operación del sistema Bevalac, hay que indicar que esencialmente para su funcionamiento es necesario un control completamente computalizado de todos los aspectos de los procesos de aceleración.

El requerimiento de que el Bevatrón acepte solo iones completamente "desnudos" para su operación, significa que el haz del Superhilac debe pasar a través de una laminilla rayada a una energía máxima de 8.5 Mev para producir la intensidad más alta de iones puros.

El sistema de transporte del haz, desde el Bevalac hasta la C.T.L., consiste de un dipolo usual montado sobre un cuadrupolo magnético. Este arreglo tiene la peculiaridad de tener dos dipolos magnéticos agujerados, con polaridades opuestas y están colocados exactamente enfrente del imán de la C.T.L.. Esto permite llevar al haz dentro de la cámara a un ángulo deseado, empleando en el sistema de enfoque a los detectores de disparo como se indicó en el capítulo dos de este trabajo.

## REFERENCIAS

- ( 1) \_A.Sandoval\_Notas de Física del Congreso de Física Nuclear (1983) Oaxtepec, Mor.
- ( 2) \_H.A.Enge\_Introduction to Nuclear Physics\_Reading, publicado por Addison-Wesley(1966).
- ( 3) \_E.Segre\_Nuclei and Particles\_New York, W.A.Benjamin.INC(1965).
- ( 4) \_Gardner et al\_Science III (1950) 191.
- ( 5) \_E.Fermi\_Nuclear Physics\_Chicago,The Univ of Chicago Press(1949).
- ( 6) \_S.Weinberg\_The First Three Minutes\_Madrid, Editorial Alianza (1978).
- ( 7) \_J.Randrup\_Nuclear Physics A316 (1979) 509.
- ( 8) \_E.Segre'\_De los rayos X a los quarks\_México, editado por Folios Ediciones (1983).
- ( 9) \_A.Sandoval\_Physical Review Letters 45 (1980) 874.
- (10) \_A.A.Amsden et al\_Physical Review Letters 38 (1977) 1055
- (11) \_R.J.Glauber\_Nuclear Physics B21 (1970) 135-57.  
R.J.Glauber\_Lectures in Theoretical Physics, ed.W.B.Britton (1959) vol.I, pp.315-414, New York.Wiley-Interscience.
- (12) \_G.D.Westfall et al\_Physical Review Letters 37 (1976) 1202.
- (13) \_W.D.Myers\_Nuclear Physics A296 (1978) 177.
- (14) \_J.Hufner et al\_Nuclear Physics A290 (1977) 460.
- (15) \_V.D.Aksinenko et al\_Nuclear Physics A348 (1980) 518.
- (16) \_Bradt,H.L.Peters\_Physical Review 77 (1950) 54.
- (17) \_S.Fernbach,R.Serber,T.B.Taylor\_Phys. Rev. 75 (1949) 1352.
- (18) \_G.D.Westfall et al\_Phys. Rev. Letters 42 (1979) 1448.
- (19) \_M.Gyulassy et al\_Phys. Rev. Letters 40 (1978) 298.
- (20) \_A.M.Poskanser et al\_Phys. Rev. C3 (1971) 882.
- (21) \_P.J.Siemens et al\_Phys. Rev. Letters 42 (1979) 880.
- (22) \_J.Gosset et al\_Phys. Rev. C18 (1978) 844.
- (23) \_I.A.Schmidt\_Phys. REV. D15 (1977) 3321.
- (24) \_K.Chen et al\_Phys. Rev. 166 (1969) 949.
- (25) \_Y.Yariv,Z.Fraenkel\_Phys. Rev. C20 (1979) 2227.
- (26) \_Y.Yariv,Z.Fraenkel\_Phys. Rev. C24 (1981) 488.
- (27) \_I.Montvay,J.Zimanyi\_Nuclear Physics A316 (1979) 490.
- (28) \_J.P.Bondorf et al\_Nuclear Physics A296 (1978) 320.
- (29) \_J.Cugnon\_Phys. Rev. C22 (1980) 1885.
- (30) \_J. Cugnon et al\_Nuclear Physics A352 (1981) 505.
- (31) \_W.Greiner et al\_Phys. Rev. Letters 32 (1974) 741.
- (32) \_C.Y.Wong et al\_Phys. Letters 66B (1977) 19.
- (33) \_H.Stocker,J.Maruhn,W.Greiner\_Phys. Letters 81-B (1979) 303.
- (34) \_S.Nagamiya\_Phys. Rev. C24 (1981) 971.
- (35) \_S.Y.Fung et al\_Phys. Rev. letters 40 (1978) 292.
- (36) \_J.N.Meek,J.D.Craggs\_Electrical Breakdown in Gases, O.U.P.(1953).
- (37) \_L.B.Loeb,A.F.Kip\_J. App. Phys. 10 (1939) 140.



- (38) J.M.Meek\_Phys. Rev. 57 (1940) 722.
- (39) H.J.White\_Phys. Rev. 46 (1934) 99.
- (40) J.S.Townsend\_Electricity in Gases\_Oxford Univ. Press (1914).
- J.D.Cobine\_Gaseous Conductors\_New York,Dover Pub.(1958)
- (41) K.T.Compton\_Rev. of Mod. Phys. 2 (1930) 220.
- (42) A.M.Cravath\_Phys. Rev. 47 (1935) 254.
- (43) U.Rodriguez G.\_Tesis Profesional U.N.A.M. (1984).
- (44) F.T.Solmitz et al\_"Three View Geometry Program",Alvarez Group Programing.Note P-117 L.B.L.
- (45) O.I.Dahl et al\_"SQUAW" y "APACHE",Group A,Programing Note numero: P-127 L.B.L. (sin publicar).
- (46) A.Sandoval\_Comunicación privada.
- (A1) M.J.Livinston\_The Development of Particle Acelerators, New York\_editado por Dover (1966).
- (A2) E.M.McMillan\_Particle Acelerators,New York,Wiley (1959).
- (A3) J.D.Crockcroft,E.T.Walton\_Proc. Roy. Soc. 136A (1932) 619.
- (A4) Capítulo 12 de la referencia (2).
- (A5) Capítulo 4 de la referencia (3).  
E.M.McMillan\_Phys. Today Febrero/1984, 31.
- (A6) F.Alba\_Aceleradores de Particulas,Washinton, P.R.D.C.T.(OEA) (1971).
- (A7) H.Enge\_Focusing of Charged Particles 2,Academic Press.
- (A8) L.M.Apatiga\_Tesis Profesional U.N.A.M. (1983).
- (A9) P.Grivet\_Electron Optics\_Oxford,Pergamon Press (1972).